

ISSN 0203-5820

**ТРУДЫ
ФИЗИЧЕСКОГО
ИНСТИТУТА**
имени П. Н. ЛЕБЕДЕВА

**ЛАЗЕРНЫЕ
ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ
ТРУБКИ**



«НАУКА»

**ТОМ
202**

Лазерные электронно-лучевые трубки. — М.: Наука, 1991. — 230 с. — (Труды ФИАН, ISSN 0203-5820; Т. 202). — ISBN 5-02-000108-2.

Сборник посвящен исследованию активных полупроводниковых элементов лазерных электронно-лучевых трубок (ЛЭЛТ), излучающих в диапазоне от УФ-до ИК-области спектра.

Представлена теория оптического усиления в нелегированных прямозонных полупроводниках, теоретически и экспериментально исследована диаграмма направленности излучения ЛЭЛТ. Решен ряд материаловедческих задач, что позволило улучшить характеристики генерации лазерных элементов (ЛЭ) из монокристаллов и гетероструктур соединений $A^{II}B^{IV}$ и $A^{III}B^V$. Представлены данные по ЛЭ, работающим в непрерывном режиме.

Сборник рассчитан на студентов, аспирантов и исследователей, специализирующихся в области квантовой электроники и физики полупроводников.

Laser cathode-ray tubes (Proc. P. N. Lebedev Phys. Inst. Vol. 202).—М.: Nauka, 1991.— 230 p.

The papers are devoted to the investigation of active semiconductor elements of the laser cathode-ray tubes (LCRT) emitting the light from IR to UV spectral region.

A theory of optical gain in undoped direct-gap semiconductors is presented. A directivity pattern of LCRT emission is theoretically and experimentally investigated. Some problems of material have been solved which made it possible to improve lasing characteristics of the laser elements (LE) based on II—VI and III—V single crystals and heterostructures. The results of investigations of LE operating in CW regime are presented.

The papers will be useful for students and scientists specializing in the field of quantum electronics and semiconductor physics.

Рецензенты
доктора физико-математических наук
П. Г. ЕЛИСЕЕВ, А. Н. ГЕОРГОБИАНИ

1.2221

202

Ли 3

ПРЕДИСЛОВИЕ

Исследования, направленные на создание лазерных электронно-лучевых трубок (ЛЭЛТ), ведутся в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР с 1970 г. ¹ в тесном контакте с промышленностью. За рубежом наибольшего успеха в этом направлении добилась фирма «ЗМ Company» (США), которая на основе ЛЭЛТ разработала ² устройство голографической памяти с емкостью 10^7 бит. Продемонстрированы также возможности применения ЛЭЛТ для записи и считывания побитовой информации, в сканирующей микроскопии, в устройствах отображения информации на большом экране, включая проекционное телевидение. Список этот мог быть продолжен еще рядом устройств, в которых требуются высокая яркость источника и простота управления по интенсивности и положению его на плоскости.

Несмотря на широкие возможности практического применения, промышленное освоение ЛЭЛТ движется медленно. Это связано с необходимостью решения комплекса технологических, научно-технических и физических проблем.

ЛЭЛТ состоит из двух основных частей: системы формирования и управления электронного пучка (ЭП); системы охлаждения с лазерным элементом (ЛЭ).

Лазерный элемент (иногда его называют лазерной мишенью, или экраном) представляет собой полупроводниковый лазер с накачкой ЭП и является основным элементом ЛЭЛТ. От первых образцов полупроводниковых лазеров с накачкой ЭП ³ он отличается способом накачки (продольный) и конструкцией, определившей возможность его применения в электронно-лучевых трубках. Конструктивно ЛЭ выполнен в виде сапфирового диска, на котором закреплена тонкая монокристаллическая полупроводниковая пленка (20—30 мкм) диаметром до 50 мм, на обе плоскости которой нанесены отражающие покрытия, образующие оптический резонатор.

Заметим прежде всего, что разработанная в настоящее время технология изготовления лазерного элемента малоэффективна. Полупроводниковая пленка изготавливается из монокристаллических слитков больших размеров из соединений $A^{II}B^{VI}$ и $A^{III}B^{V}$. Да и технология выращивания таких слитков все еще недостаточно хорошо отработана. Однако перевод технологии изготовления лазерного элемента на более прогрессивную эпитаксиальную основу сдерживается медленным развитием методик эпитаксиального роста полупроводниковых соединений $A^{II}B^{VI}$.

Кроме технологических трудностей, необходимо было решить ряд научно-технических задач, связанных с системой накачки и охлаждения ЛЭ. Особенности лазера и сравнительно невысокий уровень технологии изготовления ЛЭ определили необходимость применения высокого ускоряющего напряжения (50—70 кВ) и системы охлаждения, поддерживающей температуру ЛЭ на уровне 100 К. Для реализации высокого разрешения в ЛЭЛТ необходимо было создать ЭЛТ с диаметром электронного пучка 10—50 мкм

¹ Басов Н. Г., Богданкевич О. В., Пасибов А. С. Лазерная ЭЛТ: А. с. СССР № 270100 // Бюл. изобрет. 1971. № 16. С. 57.

² Strehlow W. H., Pakard J. R., Dennison D. Z. A holographic data search and retrieval system // Proc. Electro-Optics. 1974. West. Conf. Chicago. 3 Industr. and Sci. Conf. Management, Inc. 1974.

³ Басов Н. Г., Богданкевич О. В., Девятков А. Г. Оптический квантовый генератор на кристалле CdS, с возбуждением быстрыми электронами // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 1588

и максимальным током до 1—2 мА. Конструкция такой ЛЭЛТ при напряжении на катоде 50—70 кВ должна обеспечить компактность, безопасность и удобство в эксплуатации. Фактически все перечисленные требования к ЛЭЛТ потребовали разработки принципиально новых устройств систем накачки и охлаждения ЛЭ.

В результате созданы два типа ЛЭЛТ — квантоскоп и монотрон. Квантоскоп изготовлен в соответствии с традициями конструирования проекционных ЭЛТ и представляет собой отпаянную стеклянную трубку с размещенными в ней источником электронов, гетеронасосом и ЛЭ⁴. Диаметр ЛЭ в зависимости от режима работы равен 30—50 мкм. Системы фокусировки, управления ЭП и охлаждения ЛЭ не входят в состав трубки. Достоинством квантоскопов являются небольшой вес и технология изготовления, хорошо освоенная в производстве электровакуумных приборов. Из недостатков следует отметить технические трудности, возникающие при модуляции тока ЭП по катодному узлу, находящемуся под напряжением в десятки киловольт, и при охлаждении ЛЭ.

Монотрон — разборная ЛЭЛТ — лишен указанных выше недостатков квантоскопов, но значительно больше весит, нуждается в поддержании рабочего вакуума на уровне 10^{-6} — 10^{-7} Тор и в периодической юстировке после смены выработавших ресурс элементов (катод, ЛЭ)⁵. К достоинствам монотрона относятся: малый диаметр ЭП (10—15 мкм), возможность управления интенсивностью пучка с помощью электростатического модулятора, развязанного с высоким напряжением, быстрая смена катода и ЛЭ и размещение в объеме трубки системы охлаждения.

Вопросы, связанные с разработкой элементов электронно-оптической системы и охлаждения ЛЭ, относятся к научно-техническим задачам и с учетом физической направленности данного сборника не вошли в него.

Предметом физических исследований является микролазер с активной областью объемом 10^{-9} см³, возникающий в месте падения на полупроводниковую пластину ЭП.

Несмотря на то, что список работ, посвященных физическим процессам в таких лазерах, уже достаточно велик, в этой области еще остается ряд нерешенных вопросов, связанных с механизмами рекомбинации неравновесных носителей, взаимодействием электромагнитного поля со средой. Недостаточно хорошо изучена также специфика этих лазеров, обусловленная сильной поперечной и продольной неоднородностью возбуждения, которая вызывает, кроме того, значительные температурные градиенты, внутренние упругие деформации.

Работы настоящего сборника посвящены дальнейшим теоретическим и экспериментальным исследованиям, направленным на уточнение взаимосвязи физических процессов, ответственных за коэффициент оптического усиления, направленность излучения, порог генерации; расширение диапазона работы ЛЭ путем продвижения в УФ- и ИК-области спектра; улучшение основных характеристик применением гетеропереходов и варизонных структур и изменением условий выращивания монокристаллов.

В работе по теории оптического усиления (Р. Ф. Набиев, Ю. М. Попов) в нелегированных прямозонных полупроводниках, используемых в качестве активных сред в ЛЭ, дано дальнейшее развитие теории усиления при различных механизмах рекомбинации неравновесных носителей с учетом электрон-фононного взаимодействия и корреляции относительного электрон-дырочного движения. На основании расчета ионизационного равновесия в системе электрон-дырочной плазмы (ЭДП) и экситонов в CdS при учете экранировки взаимодействия между частицами проведена интерполяционная кривая вблизи перехода Мотта, соединяющая концентрационные зависимости коэффициента усиления при экситонных переходах и переходах в ЭДП с участием

⁴ Уласюк В. Н. Квантоскопы. М.: Радио и связь, 1988. 256 с.

⁵ Насибов А. С. Лазерная ЭЛТ — новый прибор квантовой электроники // Вестн. АН СССР. 1984. № 9. С. 48—56.

фононов. Теоретически (Р. Ф. Набиев, Ю. М. Попов) исследованы эффекты пространственного «выжигания» инверсной населенности в активной области лазера выше порога генерации, самофокусировки оптического излучения и влияния этих эффектов на мощностные характеристики и диаграмму направленности излучения ЛЭ.

Исследована диаграмма направленности излучения лазерных ЭЛТ в различных режимах работы (В. И. Козловский, П. В. Резников). Особенности диаграммы связываются с неоднородностью возбуждения, которая моделируется искривлением одной из зеркальных поверхностей ЛЭ. В сканирующем режиме возбуждения генерация реализуется в неустойчивом резонаторе, в непрерывном и импульсно-периодическом режимах из-за возникновения дополнительной температурной неоднородности — в устойчивом резонаторе. Показано (С. Д. Скорбун, А. Н. Печенов), что диаграмма направленности ЛЭ может быть существенно улучшена без ухудшения пороговых и мощностных характеристик лазера, если в резонатор вводится волоконно-оптическая шайба, которая стабилизирует поперечное распределение поля в пределах одного волокна.

Широко исследована деградация ЛЭ из CdS (А. С. Насибов, А. Н. Печенов, В. И. Решетов). Установлено, что основными причинами деградации являются возрастание плотности и размеров преципитатов CdS и развитие дислокационной структуры, приводящие к возрастанию безызлучательной рекомбинации и, следовательно, порога генерации, а также снижение коэффициента отражения глухого зеркала, вызывающее также возрастание порога генерации и снижение дифференциальной эффективности ЛЭ. Движущей силой размножения дислокаций являются внутренние упругие напряжения. Предложен (Ю. В. Коростелин, А. С. Марков и др.) способ измерения этих напряжений, основанный на измерении сдвига и расщепления экситонных уровней в спектрах отражения при одноосной упругой деформации. Соответствующие экспериментальные и теоретические исследования проведены на ЛЭ из $Zn_{1-x}Cd_xSe$.

В сборнике особое внимание уделено решению ряда материаловедческих задач. Проведено (М. А. Каменский, В. И. Козловский и др.) исследование влияния условий выращивания и высокотемпературных отжигов на характеристики ЛЭ из ZnO с УФ-излучением, $\lambda = 375$ нм. Показано, что рост в водородной среде позволяет достигнуть высоких излучательных характеристик, что связывается с эффективной пассивацией водородом безызлучательных центров рекомбинации. В результате оптимизации параметров резонатора удалось достигнуть высоких значений мощности и КПД генерации.

Изучены (А. Г. Арешкин, А. Ю. Власов и др.) экситонные спектры отражения кристаллов $Zn_{1-x}Mg_xS$, которые могут быть использованы для получения генерации с длиной волны короче 330 нм, которая в настоящее время является наиболее короткой в данном типе лазеров и реализована на ЛЭ из ZnS. Установлено, что в области составов $0 < x < 0,12$ кристаллы $Zn_{1-x}Mg_xS$ имеют смешанную структуру сфалерита и вюрцита, а при $0,12 < x < 0,31$ — гексагональную. Последний диапазон является предпочтительным для достижения генерации на этой системе.

Широко исследованы (А. М. Ахемян, В. И. Козловский и др.) оптические свойства твердых растворов (ТР) полупроводниковых соединений $A^{II}B^{VI}$. Найдена корреляция между краем поглощения и излучательными свойствами этих ТР, с одной стороны, и характеристиками ЛЭ на их основе — с другой. Показано, что в ТР со значительным различием физических свойств замещаемых компонентов возникает эффективный канал рекомбинации неравновесных носителей через локализованные состояния, что ухудшает характеристики ЛЭ. В этом отношении кристаллы $Zn_xCd_{1-x}S$ и $Zn_{1-x}Cd_xSe$ являются перспективными материалами для ЛЭ. Однако в ряде кристаллов $Zn_{1-x}Cd_xSe$ наряду с излучательной рекомбинацией экситонов, локализованных на крупномасштабных флуктуациях состава, обнаружена (Ю. В. Коростелин, Л. С. Марков и др.) рекомбинация через глубокие изоэлектронные ловушки.

связанные с неустановленной примесью, что также может приводить к ухудшению ЛЭ.

Исследованы (В. Ю. Кручнов, И. В. Меснянкин и др.) причины недостаточно высоких излучательных свойств гетероструктур $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x/\text{CdS}$, полученных эпитаксией из паровой фазы, что не позволяет достичь заметного прогресса в характеристиках ЛЭ, изготовленных на их основе, при $T \approx \approx 300 \text{ K}$. Показано, что улучшение этих свойств следует ожидать при понижении температуры эпитаксии.

Значительное место в сборнике занимают работы (А. А. Губарев, Б. М. Лаврушин и др.), посвященные разработке ЛЭ, излучающих в ИК-области (0,8—5 мкм). Подробно исследованы характеристики ЛЭ из GaAs, GaSb, InAs, InSb и гетероструктур GaAlAs/GaAs и GaAlAsSb/GaSb. Рассмотрено влияние на эти характеристики особенностей зонной структуры этих материалов, а также эффекта просветления пассивной части резонатора. Рекордные значения внешней дифференциальной эффективности (21% при 77 K и 14% при 300 K) достигнуты на ЛЭ из варизонных гетероструктур GaAlAs.

Исследованы (В. И. Козловский, А. С. Насибов, П. В. Резников) сканируемые и непрерывные InP-лазеры. На основе анализа (В. И. Козловский, П. В. Резников, Я. К. Скасырский) теплового режима возбуждения и температурных зависимостей порога генерации рассчитываются энергетические характеристики непрерывных лазеров.

В конце сборника представлены (Ю. В. Коростелин, В. Г. Тихонов, П. В. Шапкин) основные достижения в области технологии выращивания крупных монокристаллов $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ для ЛЭ.

А. С. Насибов, В. И. Козловский

УДК 621.373.826.038.825.4

Р. Ф. НАБИЕВ, Ю. М. ПОПОВ

КОЭФФИЦИЕНТ ОПТИЧЕСКОГО УСИЛЕНИЯ В ПРЯМОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

1. ВВЕДЕНИЕ

В полупроводниковых лазерах с электронной накачкой (ПЛЭН) видимого и ИК-диапазонов спектра в качестве активного элемента используются различные полупроводниковые соединения типа $A^{IV}B^{VI}$ или $A^{III}B^V$ [1]. В лазерах с продольной накачкой электронным пучком из-за малой длины усиления генерация света возникает обычно при достижении коэффициента усиления $g \simeq 100 \text{ см}^{-1}$. Для достижения таких коэффициентов усиления необходима высокая концентрация неравновесных носителей заряда (ННЗ). При комнатной температуре концентрация ННЗ на пороге лазерной генерации может достигать величин $n \simeq 10^{18} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а при азотной температуре — значений $n \simeq 10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Полупроводниковые соединения $A^{IV}B^{VI}$ характеризуются большой энергией связи экситона E_B (в CdS, например, $E_B = 28 \text{ мэВ}$). Поэтому в возбужденном полупроводнике образуются экситоны и свободные электрон-дырочные пары, которые находятся в динамическом равновесии и могут одновременно участвовать в оптических переходах. Спектр рекомбинационного излучения и усиления определяют переходы с участием как экситонов, так и свободных носителей. Изучению спектров усиления в полупроводниковых соединениях $A^{IV}B^{VI}$ при высоких уровнях возбуждения посвящено много работ (см., например, обзор [2] и многочисленную литературу, приведенную в нем). Следует отметить, что при концентрации неравновесных носителей заряда выше определенной связанные состояния исчезают и в системе остаются свободные электрон-дырочные пары. Такой переход в системе называется переходом Мотта [3].

Впервые вопросы участия экситонных переходов в процессе генерации света были рассмотрены в [4]. Прямые экситонные переходы не могут привести к усилению света, что связано с огромным ($\sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$) числом частиц в основном состоянии. В [4] показано, что при непрямых экситонных переходах, например, с участием фононов усиление света возможно. Такие переходы соответствуют четырехуровневой схеме лазера [5], в то время как прямые экситонные переходы соответствуют трехуровневой схеме. Кроме фонона, в непрямых переходах могут участвовать также экситон или электрон (дырка). Очевидно, что с ростом концентрации ННЗ все более существенным становятся процессы экситон-экситонного и экситон-электронного соударения. Наиболее подробные расчеты спектров усиления на экситонных переходах проведены в работах [2, 6—8]. Важным моментом в этих расчетах является описание термодинамического равновесия в системе экситоны—электроны—дырки. Этому посвящены работы [9—11].

Большая энергия связи экситона в $A^{IV}B^{VI}$ означает сильную корреляцию электрон-дырочного движения. Такая корреляция приводит к изменению коэффициента оптического усиления (КОУ) при переходах между свободными электронами и дырками. В работе [12] впервые в первом порядке тео-

рии возмущений по электрон-дырочному взаимодействию были рассчитаны спектры КОУ CdS. Корреляция электрон-дырочного движения приводит к возрастанию КОУ. В работах [13, 14] в модельном приближении кулоновского потенциала (факторизация вершинной части электрон-дырочного взаимодействия) получены спектры КОУ в CdS.

Полупроводниковые материалы типа $A^{II}B^{VI}$ и $A^{III}B^V$ характеризуются также большой константой электрон-фононной связи. Вследствие этого электрон-фононное взаимодействие должно влиять на спектры КОУ. Хотя в работе [4] было показано, что испускание фонона в акте рекомбинации электрон-дырочной пары облегчает условие возникновения усиления света, но расчеты спектров КОУ не были проведены.

В условиях интенсивного возбуждения кулоновское взаимодействие между электронами и дырками экранируется. Эта экранировка влияет на матричные элементы оптических переходов как в дискретном спектре экситонов, так и в непрерывном спектре свободных электронов и дырок и, кроме того, на равновесие в системе экситонов и заряженных частиц. Учету влияния этих факторов на КОУ посвящена настоящая работа.

В разделе 2 рассмотрено влияние электрон-дырочной корреляции в условиях экранировки кулоновского потенциала на матричный элемент межзонных оптических переходов и поведение силы осциллятора экситонного перехода в условиях экранировки кулоновского потенциала. В разделе 3 приведены расчеты спектров КОУ с учетом взаимодействия электронов и дырок с LO -фононами с нулевым импульсом. В разделе 4 рассмотрено усиление света в рамках теории возмущений с учетом взаимодействия носителей с всевозможными фононами. В разделе 5 на основании вириального разложения свободной энергии решается задача ионизационного равновесия в системе электрон-дырочной плазмы и экситонов в условиях экранировки кулоновского потенциала и на основании этих данных оценивается вклад различных экситонных механизмов рекомбинации в оптическое усиление.

2. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ НА МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ В УСЛОВИЯХ ЭКРАНИРОВКИ КУЛОНОВСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

Хорошо известно, что кулоновское взаимодействие между электронами и дырками существенно модифицирует спектр поглощения света в полупроводниках вблизи края поглощения [15]. При энергии кванта больше ширины запрещенной зоны коэффициент поглощения прямозонного полупроводника выражается формулой [15]:

$$\alpha(\hbar\omega) = a\rho(\hbar\omega - E_g) |\psi(0)|^2, \quad (1)$$

где $\rho(\hbar\omega - E_g) \sim (\hbar\omega - E_g)^{1/2}$ — плотность состояний, a — константа, зависящая от параметров полупроводника, $|\psi(0)|^2$ — квадрат модуля волновой функции относительного движения электрона и дырки в начале координат. В случае кулоновского неэкранированного взаимодействия [16]

$$|\psi(0)|^2 = \frac{2\pi/x}{1 - \exp(-2\pi/x)}, \quad x = \left(\frac{\hbar\omega - E_g}{Ry} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, Ry — постоянная Ридберга для экситона. При приближении энергии кванта к ширине запрещенной зоны коэффициент поглощения стремится к константе, хотя входящая в выражение (1) плотность состояний обращается в нуль корневым образом. Поглощение при этом в кристалле достигает величины $\sim 10^4 \text{ см}^{-1}$ [15].

При наличии свободных носителей заряда взаимодействие между носителями описывается потенциалом Дебая—Хюккеля

$$V(r) = \frac{e^2}{\epsilon_0 r} e^{-\lambda r}, \quad \lambda = \left[\frac{4\pi e^2}{\epsilon_0} \left(\frac{\partial n}{\partial \mu_e} + \frac{\partial p}{\partial \mu_h} \right) \right]^{1/2}, \quad (3)$$

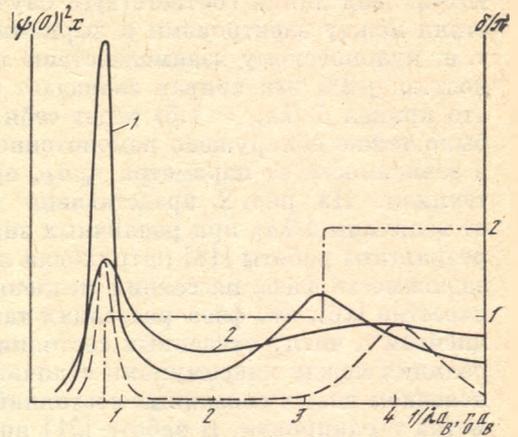
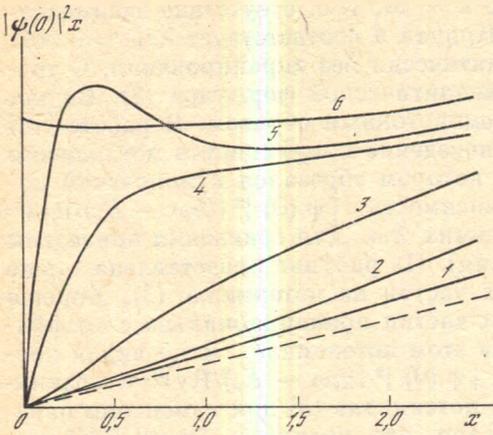


Рис. 1. Зависимость величины $|\psi(0)|^2x$ от $x = [(\hbar\omega - E_g)/Ry]^{1/2}$ при различных значениях параметра λa_B

$\lambda a_B = 20$ (1); 10 (2); 4 (3); 3 (4); 1,6 (5); 0,002 (6). Штриховая линия — случай $\lambda = \infty$

Рис. 2. Зависимость величины $|\psi(0)|^2x$ (сплошные кривые) при различных значениях $x^2 = (\hbar\omega - E_g)/Ry$ и фазы рассеяния медленных частиц δ/π (штрихпунктир) в потенциале (3) от величины $1/\lambda a_B$

$x^2 = (\hbar\omega - E_g)/Ry = 10^{-4}$ (1), 10^{-2} (2). Для сравнения приведена зависимость $|\psi(0)|^2x$ (штриховая линия) от параметра обрезания кулоновского потенциала для $x^2 = 10^{-2}$ [18]

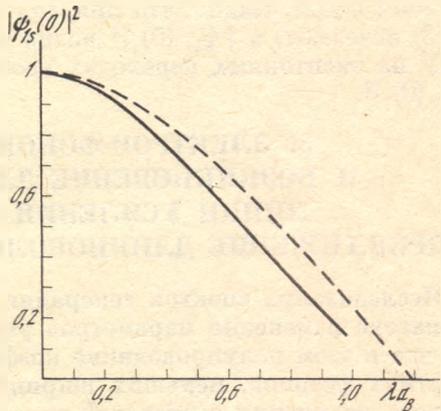


Рис. 3. Зависимость величины $|\psi_{1s}(0)|^2$ от λa_B , определенная из вариационного принципа (сплошная кривая) и из численного решения уравнения Шредингера с потенциалом (3) (штриховая) [22]

где n, p, μ_e, μ_h — концентрации и квазиуровни Ферми электронов и дырок соответственно. Общее решение для уравнения Шредингера с потенциалом (3) неизвестно. Поэтому рядом авторов предпринимались различные попытки приближенного решения этой задачи. В работе [17] был проведен численный расчет мнимой части диэлектрической проницаемости полупроводника в случае экранировки кулоновского потенциала. Однако использованный в этой работе потенциал отличался от потенциала (3). В работе [18] аналитически решалась задача о поглощении, а в работе [19] о поглощении и люминесценции полупроводника при различных аппроксимациях потенциала Дебая—Хюккеля.

Уравнение Шредингера относительного движения электронов и дырок с потенциалом (3) легко можно решить численно, воспользовавшись методом фазовых функций [20]. Нами были проведены такие расчеты [21]. На рис. 1 приведены зависимости величины $|\psi(0)|^2 [(\hbar\omega - E_g)/Ry]^{1/2}$, которой пропорционален коэффициент поглощения, от величины $[(\hbar\omega - E_g)/Ry]^{1/2}$ при различных значениях параметра λa_B (a_B — боровский радиус экситона).

Штриховая линия соответствует случаю $\lambda = \infty$, т. е. отсутствие взаимодействия между электронами и дырками. Кривая 6 соответствует $\lambda a_B = 0,002$, т. е. кулоновскому взаимодействию практически без экранирования. С точностью $\pm 2\%$ эта кривая совпадает с аналитической формулой (2). Видно, что кривая 5 ($\lambda a_B = 1,6$) ведет себя немонотонным образом. В работе [18] было также обнаружено немонотонное поведение коэффициента поглощения в зависимости от параметра r_0/a_B , при котором обрезался кулоновский потенциал. На рис. 2 представлена зависимость $|\psi(0)|^2 [(\hbar\omega - E_g)/Ry]^{1/2}$ от величины $1/\lambda a_B$ при различных значениях $\hbar\omega$. Для сравнения приведены результаты работы [18] (штриховая линия). На рисунке представлена также зависимость фазы рассеяния медленных частиц на потенциале (3). Хорошо известно [16], что фаза рассеяния таких частиц пропорциональна с коэффициентом π числу связанных состояний в этом потенциале. Ясно видна корреляция между максимумами величины $|\psi(0)|^2 [(\hbar\omega - E_g)/Ry]^{1/2}$ и возникновением новых связанных состояний в потенциале (3) при изменении параметра экранировки. В работе [21] показано, что величина $|\psi(0)|^2 [(\hbar\omega - E_g)/Ry]^{1/2}$ при $\hbar\omega \rightarrow E_g$ при возникновении каждого нового связанного состояния ведет себя как $[(\hbar\omega - E_g)/Ry]^{-1/2}$.

Сила осциллятора экситонного перехода, от которой зависят вероятности оптических переходов, а следовательно, и КОУ, также пропорциональна квадрату абсолютной величины волновой функции $|\psi_{1s}(0)|^2$ электрон-дырочного движения в начале координат в $1S$ -состоянии дискретного спектра. Величину $|\psi_{1s}(0)|^2$ в потенциале (3) можно определить, например, из вариационного принципа. На рис. 3 показана зависимость $|\psi_{1s}(0)|^2$ от параметра экранировки, определенная из вариационного принципа на пробных водородоподобных функциях и из точного решения волнового уравнения с потенциалом (3) [22]. Видно, что при $\lambda a_B = 1,19$ связанные состояния в потенциале (3) исчезают, а $|\psi_{1s}(0)|^2$ равно нулю. Это показывает, что при расчетах КОУ на экситонных переходах необходимо учитывать изменение величины $|\psi_{1s}(0)|^2$.

3. ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ВОЗНИКНОВЕНИЕ ДЛИННОВОЛНОВОГО КРЫЛА ЛИНИИ УСИЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ (ПРИБЛИЖЕНИЕ ДЛИННОВОЛНОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ)

Исследования спектра генерации лазеров на основе CdS [23] в широком диапазоне изменения параметров резонатора и размеров кристалла показали, что в этом полупроводнике коэффициент усиления отличен от нуля при энергиях фотонов, меньших ширины запрещенной зоны E_g . Генерация лазерного излучения с энергией кванта меньше E_g свойственна большинству полупроводниковых соединений $A^{II}B^VI$ и $A^{III}B^V$. В лазерах на основе $A^{III}B^V$ такое поведение обычно объясняют наличием «хвостов состояния» [24].

Как отмечалось выше, если в процессе рекомбинации участвует дополнительная частица, то условие возникновения усиления света упрощается. При этом спектр КОУ смещается в длинноволновую сторону. В системе неравновесных носителей заряда (ННЗ) высокой плотности длинноволновое крыло полосы усиления при рекомбинации электрон-дырочной плазмы могут обеспечить фононы.

Рассмотрим систему, состоящую из электронов и дырок, взаимодействующих с продольными оптическими фононами и полем излучения.

Гамильтониан, описывающий систему, выглядит следующим образом:

$$H = H_0 + H_L + H_{eL} + H_r + H_{er},$$

$$H_0 = \sum_{\alpha, k} \varepsilon_{\alpha}(k) a_{\alpha, k}^+ a_{\alpha, k}, \quad H_L = \sum_q \hbar \omega_q^L b_q^+ b_q, \quad \omega_q^L = \omega_{LO}, \quad H_r = \sum_q \hbar \Omega_q c_q^+ c_q, \quad (4)$$

$$H_{er} = \sum_{k, q} (\gamma_q a_{v, k}^+ a_{c, k+q} c_q^+ + \gamma_q^* a_{c, k}^+ a_{v, k+q} c_{-q}),$$

где H_0 , H_r , H_L — гамильтонианы свободных частиц, фотонов и фононов, $a_{c,k}^+$, $a_{c,k}$, $a_{v,k}^+$, $a_{v,k}$ — операторы рождения и уничтожения электронов в зоне проводимости (c) и валентной (v), $\varepsilon_c(k)$, $\varepsilon_v(k)$ — законы дисперсии для зон c и v , b_q^+ , b_q , c_q^+ , c_q — операторы рождения и уничтожения фононов и фотонов, $\hbar\omega_{LO}$ и $\hbar\Omega_q$ — энергии фононов и фотонов, γ_q — радиационный матричный элемент. Так как импульс фотона $q \approx 0$, то зависимостью γ_q от q пренебрегаем. Первое слагаемое в H_{er} описывает излучение фотона, второе — поглощение.

Запишем гамильтониан электрон-фононного взаимодействия в виде, предложенном в [26]:

$$H_{eL} = i \sum_{\alpha, k} \xi^{1/2} \hbar \omega_{LO} (b_0^+ - b_0) a_{\alpha, k}^+ a_{\alpha, k} \quad (5)$$

где ξ — константа электрон-фононного взаимодействия, т. е. будем считать, что эффективный вклад в усиление дают вертикальные межзонные переходы с излучением фононов с нулевым импульсом.

Используя модельный потенциал электрон-фононного взаимодействия в виде (5), удается диагонализировать гамильтониан и получить выражение для КОУ [27]:

$$g = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{|\gamma|^2 \kappa}{c} \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m(\xi^* \operatorname{csch} \eta) \exp(-\xi^* \operatorname{cth} \eta + m\eta) \sum_k [f_e(k) \times \\ \times f_h(k) \delta(\hbar\omega + m\hbar\omega_{LO} - \varepsilon_e(k) - \varepsilon_h(k)) - (1 - f_e(k))(1 - f_h(k)) \times \\ \times \delta(\hbar\omega - m\hbar\omega_{LO} - \varepsilon_e(k) - \varepsilon_h(k))], \quad (6)$$

где κ — коэффициент преломления, $\xi^* = 2\xi$, $\eta = \hbar\omega_{LO}/2kT$, I_m — цилиндрические функции мнимого аргумента [28]. Используя параметры кристалла CdS: $m_e = 0,2 m_0$, $m_h = 1,35 m_0$, где m_0 — масса свободного электрона, $\kappa = 2,5$, $\hbar\omega_{LO} = 38$ мэВ, $|\gamma|^2 = 10^{-48}$ эрг²·см³, были рассчитаны спектры КОУ по формуле (6). Функции заполнения электронов и дырок $f_{e,h}(\varepsilon) = \{\exp[(\varepsilon - \mu_{e,h})/kT] + 1\}^{-1}$, где $\mu_{e,h}$ — квазиуровни Ферми электронов и дырок, определялись стандартным образом с использованием интегралов Ферми [29].

На рис. 4 показаны спектры КОУ CdS при $T = 300$ К и концентрациях ННЗ $n = (1,6 \div 13) \cdot 10^{18}$ см⁻³. Видно, что с уменьшением концентрации ННЗ спектральный максимум КОУ смещается в длинноволновую сторону. Так, при $n = 6,4 \cdot 10^{18}$ см⁻³ максимум КОУ приходится на первую стоксову компоненту излучения, а при $n = 4,5 \cdot 10^{18}$ см⁻³ — на вторую. Как известно, в простой модели межзонных переходов [30] усиление возникает при $\mu_e + \mu_h \geq E_g$. В CdS это достигается при $n = 6 \cdot 10^{18}$ см⁻³ (300 К). Если в акте рекомбинации электрон-дырочной пары, кроме фотонов, испускается еще m фононов, то условие для возникновения усиления света упрощается: $\mu_e + \mu_h + m\hbar\omega_{LO} \geq E_g$ [4], что хорошо видно на рисунке.

Для учета изменения матричного элемента перехода из-за корреляции электрон-дырочного движения в квадратных скобках под знаком суммирования по k в выражении (6) необходимо умножить на фактор $|\psi_k(0)|^2$. Спектры КОУ с использованием результатов второго раздела о поведении этого фактора при изменении параметра экранировки λ , а следовательно, и концентрации ННЗ приведены на рис. 4 штриховыми линиями. Видно, что при понижении концентрации ННЗ влияние $e-h$ -корреляции растет, поскольку уменьшается λ . При изменении n от $1,3 \cdot 10^{19}$ до $1,6 \cdot 10^{18}$ см⁻³ λ_{AB} падает от 3,54 до 1,24. На рис. 5 даны зависимости максимального КОУ от концентрации ННЗ без учета (кривая 1) и с учетом (кривая 2) фактора $|\psi_k(0)|^2$. Штриховая линия показывает аналогичную зависимость для простых межзонных переходов. Для нее характерен резкий пороговый характер: КОУ становится положительным только при достижении инверсии. Кривая 2

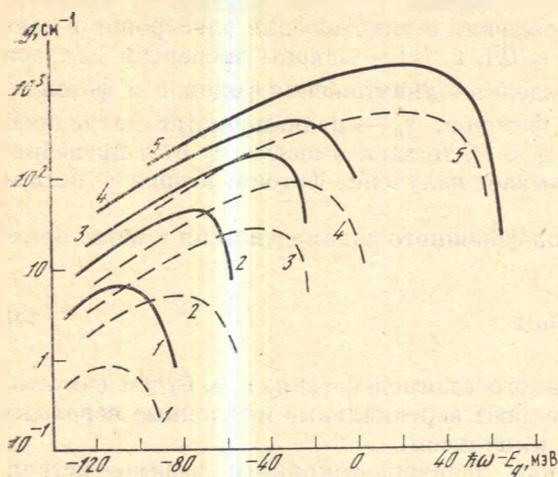


Рис. 4. Спектры КОУ CdS при $T = 300$ К без учета (сплошные линии) и с учетом (штриховые) корреляции движения НЗ при разных концентрациях НЗ

$n = 13 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (1); $6,4$ (2); $4,5$ (3); $2,7$ (4); $1,6$ (5)

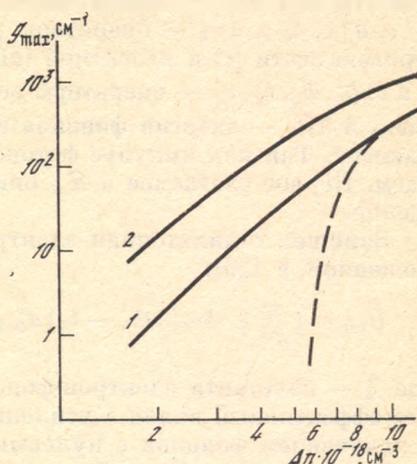


Рис. 5. Зависимость максимального КОУ CdS от концентрации НЗ без учета (1) и с учетом (2) фактора $|\psi_k(0)|^2$

Штриховая линия — для простых прямых межзонных переходов

проходит более полого, чем кривая 1, и видно, что при концентрации порядка $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ можно достичь КОУ $g \approx 10 \text{ см}^{-1}$.

Таким образом, учет электрон-фононного взаимодействия приводит, во-первых, к появлению длинноволновых хвостов в расчетном спектре КОУ, во-вторых, к возникновению усиления света при концентрациях НЗ, меньших чем это необходимо в случае прямых межзонных переходов. Учет корреляции электрон-дырочного движения приводит к возрастанию расчетного КОУ и зависимость максимума спектра КОУ от концентрации НЗ становится более полой по сравнению с расчетом без учета такой корреляции.

Следует отметить, что представленная модель оптических переходов не учитывает процессов рекомбинации $e-h$ -пар с участием акустических фононов и продольных оптических фононов с импульсом, отличным от нуля, но очевидным достоинством приведенного рассмотрения является возможность получения результатов без привлечения теории возмущений, что приводит к автоматическому учету испускания и поглощения произвольного числа фононов. В следующем разделе представлено рассмотрение спектров КОУ в рамках теории возмущений с учетом взаимодействия электрон-дырочной подсистемы с всевозможными фононами.

4. ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И КОЭФФИЦИЕНТ ОПТИЧЕСКОГО УСИЛЕНИЯ (ПРИБЛИЖЕНИЕ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ)

Наиболее последовательное рассмотрение спектра КОУ можно провести, пользуясь методами теории многих частиц [32]. Оптические свойства многочастичных систем определяются температурным поляризационным оператором, выражение для которого выглядит следующим образом [32]:

$$\pi(i\omega_n) = - \int_0^{\beta} d\tau e^{i\omega_n \tau} \langle T_{\tau} j_{cv}(\tau) j_{cv}(0) \rangle, \quad (7)$$

где $\beta = 1/T$, $\omega_n = 2\pi\nu$, T_τ — оператор хронологического упорядочения, j_{cv} — оператор межзонного тока. В случае межзонных переходов

$$j_{cv} = \sum_k P_{cv}(k) (a_k(\tau) d_{-k}(\tau) + d_{-k}^+(\tau) a_k^+(\tau)),$$

где a^+ , a , d^+ , d — оператор рождения и уничтожения электронов и дырок, $P_{cv}(k) = \langle c, k | P | v, k \rangle$ — межзонный матричный элемент импульса. Аргументом поляризационного спектра (7) является мнимая частота $i\omega_n$, а КОУ пропорционален спектральной функции поляризационного оператора от действительной частоты $\alpha(\omega) \sim 2 \text{Im}(\pi(\omega))$. Поляризационный оператор π удовлетворяет уравнению Бете—Солпитера [31], которое в диаграммном виде записывается в следующем виде:

$$\pi = G^c G^v + G^c \pi G^v, \quad (8)$$

где G^c , G^v — полные функции Грина электронов и дырок с учетом электрон-фононного взаимодействия, V_s — экранированный кулоновский потенциал. В качестве приближенного решения уравнения (8) возьмем простую поляризационную петлю из полных функций Грина, а для учета корреляции электрон-дырочного движения введем квадрат волновой функции относительно электрон-дырочного движения в начале координат с учетом экранировки кулоновского потенциала $|\psi_k(0)|^2$:

$$\pi(i\omega_n) = \sum_k |W_k|^2 \int_0^\beta d\tau e^{i\omega_n \tau} G_k^c(\tau) G_k^v(\tau), \quad (9)$$

где

$$G_k^c = -i \langle T_\tau a_k^+(\tau) a_k(0) \rangle, \quad G_k^v = -i \langle T_\tau d_k^+(\tau) d_k(0) \rangle$$

— температурные функции Грина электронов и дырок, $|W_k|^2 = |P_{cv}(k)|^2 |\psi_k(0)|^2$.

Строго говоря, решение уравнения (8) в случае вырожденных систем не записывается столь простым образом [31]. Но в недавней работе [33] было показано, что решение уравнения для поляризационного оператора для простых межзонных переходов с учетом электрон-дырочной корреляции в виде фактора $|\psi_k(0)|^2$ дает близкие результаты с точным численным решением уравнения (8) [34]. Просуммировав по ω_n , мы получим из выражения (9)

$$\begin{aligned} \pi(i\omega_n) &= \sum_k |W_k|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\varepsilon' d\varepsilon''}{(2\pi)^2} A^c(k, \varepsilon') A^v(k, \varepsilon'') [i\omega_p - \varepsilon' + \mu_e]^{-1} \times \\ &\times [i\omega_n - i\omega_p - \varepsilon'' + \mu_h]^{-1} = \sum_k |W_k|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\varepsilon' d\varepsilon''}{(2\pi)^2} A^c(k, \varepsilon') A^v(k, \varepsilon'') \times \\ &\times \frac{f^c(\varepsilon') + f^v(\varepsilon'') - 1}{i\omega_n - \varepsilon' - \varepsilon'' + \mu_e + \mu_h}, \end{aligned} \quad (10)$$

где A^c и A^v — спектральные функции [31], f^c и f^v — функции распределения электронов и дырок с квазиуровнями Ферми μ_e и μ_h . Чтобы в (10) перейти к действительным частотам, необходимо сделать замену $i\omega_n - \varepsilon' - \varepsilon'' + \mu_e + \mu_h \rightarrow \omega - \varepsilon' - \varepsilon'' + i\delta$ ($\delta = +0$) в знаменателе правой части (10). При этом получим для КОУ

$$\begin{aligned} g(\omega) &= \frac{e^2}{m_0^2 c \omega \hbar^3 \pi^2} \int k^2 dk |W_k|^2 \int d\varepsilon' d\varepsilon'' A^c(k, \varepsilon') A^v(k, \varepsilon'') \times \\ &\times [f^c(\varepsilon') + f^v(\varepsilon'') - 1] \delta(\varepsilon' + \varepsilon'' - \omega), \end{aligned} \quad (11)$$

где e — заряд электрона, m_0 — масса свободного электрона, c — скорость света в вакууме, κ — коэффициент преломления. Вывод множителя в (11) см. в [35].

В случае отсутствия взаимодействия между электронами, дырками и термостатом

$$A^c(k, \epsilon') = 2\pi\delta(\epsilon' - \hbar^2 k^2 / 2m_e - E_g), \quad A^v(k, \epsilon'') = 2\pi\delta(\epsilon'' - \hbar^2 k^2 / 2m_h), \\ |\psi_k(0)|^2 = 1.$$

При разрешенных межзонных переходах в зонной модели Кейна [36] вблизи центра зоны Бриллюэна $P_{cv} \approx m_0^2 E_g / 3m_e$ не зависит от k . В этом случае соотношение (11) переходит в обычную формулу для прямых межзонных переходов:

$$g(\omega) = \frac{e^2 (2\mu)^{3/2} |P_{cv}|^2 (\hbar\omega - E_g)^{1/2}}{2m_0^2 c \kappa \omega \hbar^3} \times \\ \times \left[f^c \left(\frac{\mu}{m_e} (\hbar\omega - E_g) \right) + f^v \left(\frac{\mu}{m_h} (\hbar\omega - E_g) \right) - 1 \right], \quad \mu = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h}. \quad (12)$$

Для определения спектра КОО необходимо знать вид $A^c(k, \epsilon)$, $A^v(k, \epsilon)$, $|\psi_k(0)|^2$.

Спектральная функция $A(k, \epsilon)$ выражается через мнимую часть собственной энергетической части функции Грина $\Gamma(k, \epsilon)$:

$$A(k, \epsilon) = \frac{2\Gamma(k, \epsilon)}{(\epsilon - T(k))^2 + \Gamma^2(k, \epsilon)}, \quad (13)$$

где $T(k)$ — кинетическая энергия свободного электрона (дырки), $\Gamma(k, \epsilon)$ определяет затухание состояния (k, ϵ) . В первом исчезающем порядке теории возмущений затухание определяется как [32]

$$\Gamma(k, \epsilon) = \sum_{q, v} |A_v(q)|^2 \{ (1 - f(k - q) + P(q)) \delta(\omega - T(k - q) - \Omega(q)) + \\ + (f(k - q) + P(q)) \delta(\omega - T(k - q) + \Omega(q)) \}, \quad (14)$$

$\Omega(q)$ — частота фонона, $P(q) = [\exp(\Omega(q)/T) - 1]^{-1}$ — число заполнения фононов, $\Omega(q) = \Omega_0$ для оптических фононов, $\Omega(q) = sq$ для акустических фононов (s — скорость звука), $A_v(q)$ — вершинная часть взаимодействия электронов (дырок) с v -й фононной модой:

$$|A_1(q)|^2 = 2\pi e^2 \Omega_0 / \epsilon^* q^2, \quad 1/\epsilon^* = 1/\epsilon_\infty - 1/\epsilon_0, \\ |A_2(q)|^2 = E_{NPO}^2 \Omega_0 / 2c, \quad |A_3(q)|^2 = \Xi^2 sq / 2c_l, \quad |A_4(q)|^2 = P_{PE}^2 sq / 2q^2, \quad (15)$$

где ϵ_∞ , ϵ_0 — высокочастотная и статическая диэлектрическая проницаемость, E_{NPO} — оптический деформационный потенциал, Ξ — деформационный потенциал, c , c_l — упругие константы, P_{PE} — пьезоэлектрическая константа. В выражениях (15) первое и второе выражения относятся к полярному и неполярному взаимодействию носителей с оптическими фононами, а третье и четвертое — к деформационному и пьезоэлектрическому взаимодействию с акустическими фононами.

При наличии свободных носителей обычно учитывают экранировку электрон-фононного взаимодействия [37]. Для этого каждое из выражений (15) умножают на множитель $q^4 / (q^2 + \lambda^2)^2$, где $\lambda = \lambda_D = [(4\pi e^2 / \epsilon_0) (\partial n / \partial \mu_e + \partial p / \partial \mu_h)]^{1/2}$ — дебаевский параметр экранировки. В работе [38] из сравнения теоретических и экспериментальных данных по оже-рекомбинации с учетом электрон-фононного взаимодействия установлено, что экранировка электрон-фононного взаимодействия происходит неэффективно. В общем случае необходимо $A_v(q)$ разделить на диэлектрическую проницаемость

$\varepsilon(q, \omega)$, которую можно рассчитать, например, в приближении хаотических фаз [32]. В настоящей работе приведен расчет спектров КОУ при $\lambda = 0$ и $\lambda = \lambda_D$.

Подставив (11) и (10), получаем

$$\Gamma(k, \varepsilon) = \Gamma_{PO}(k, \varepsilon) + \Gamma_{NPO}(k, \varepsilon) + \Gamma_{DA}(k, \varepsilon) + \Gamma_{PE}(k, \varepsilon), \quad (16)$$

$$\Gamma_{PO}(k, \varepsilon) = (e^2 \Omega_0 m / 4 \varepsilon \hbar^2 k) \{ [1 - f(\varepsilon - \Omega_0) + P(\Omega_0)] [f_1(k, k_1^-) + f_2(k, k_1^-)] + [f(\varepsilon + \Omega_0) + P(\Omega_0)] [f_1(k, k_1^+) + f_2(k, k_1^+)] \}, \quad (16a)$$

$$\Gamma_{NPO}(k, \varepsilon) = (E_{NPO}^2 \Omega_0 m / 16 \pi c \hbar^2 k) \{ [1 - f(\varepsilon - \Omega_0) + P(\Omega_0)] [4kk_1^- - 2\lambda^2 f_1(k, k_1^-) - \lambda^2 f_2(k, k_1^-)] + [f(\varepsilon + \Omega_0) + P(\Omega_0)] [4kk_1^+ - 2\lambda^2 f_1(k, k_1^+) - \lambda^2 f_2(k, k_1^+)] \}, \quad (16b)$$

$$\Gamma_{DA}(k, \varepsilon) = (\Xi^2 m / 24 \pi c \hbar^2 k) \{ \hbar s [(k + k_2)^3 - |k - k_2|^3 - 12\lambda^2 f_3(k, k_2) - 3\lambda^3 f_4(k, k_2) + 15\lambda^5 f_5(k, k_2)] + 3T [4kk_2 - 2\lambda^2 f_1(k, k_2) - \lambda^2 f_2(k, k_2)] \}, \quad (16v)$$

$$\Gamma_{PE}(k, \varepsilon) = (P_{PE}^2 e^2 / 8 \pi \hbar^2 k) \{ \hbar s [4f_3(k, k_2) + \lambda f_4(k, k_2) - 3\lambda f_5(k, k_2)] + T [f_1(k, k_2) + f_2(k, k_2)] \}, \quad (16r)$$

где

$$f_1(k, q) = \ln \left| \frac{(k+q)^2 + \lambda^2}{(k-q)^2 + \lambda^2} \right|, \quad f_2(k, q) = \frac{4\lambda^2 k q}{[(k+q)^2 + \lambda^2][(k-q)^2 + \lambda^2]},$$

$$f_3(k, q) = \min(k, q), \quad f_4(k, q) = \frac{\lambda q (\lambda^2 + q^2 - k^2)}{[(k+q)^2 + \lambda^2][(k-q)^2 + \lambda^2]},$$

$$f_5(k, q) = \frac{1}{2} \left(\arctg \frac{k-q}{\lambda} - \arctg \frac{k+q}{\lambda} \right),$$

$$k_{\pm}^{\pm} = [2m(\varepsilon \pm \Omega_0)]^{1/2} \theta(\varepsilon \pm \Omega_0), \quad k_2 = (2m\varepsilon)^{1/2}.$$

При выводе выражений (16) были использованы соотношения:

$$\hbar s q \ll T, \quad sm < k, \quad ms^2 \ll \varepsilon.$$

Затухание Γ , как видно из формул (16), пропорционально массе частиц m , поэтому с большой степенью точности можно считать, что $A^c(k, \varepsilon) = 2\pi\delta(\varepsilon - T_e(k))$, где $T_e(k) = E_g + \hbar^2 k^2 / 2m_e$, так как $m_e \ll m_h$. Проводя интегрирование по dv' в (11), для спектра КОУ получим

$$g(\omega) = \frac{2}{\pi} \frac{e^2}{m_e^2 c \omega \hbar^3} \int k^2 dk |P_{cv}|^2 |\Psi_k(0)|^2 A^v \left(k, \omega - E_g - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \right) \times \\ \times \left[f^c \left(E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \right) + f^v \left(\hbar\omega - E_g - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \right) - 1 \right], \quad (17)$$

спектральная функция A^v определяется из (13) и (16),

$$f^c(\varepsilon) = [\exp((\varepsilon - \mu_e)/T) + 1]^{-1}, \quad f^v(\varepsilon) = [\exp((\varepsilon - \mu_h)/T) + 1]^{-1},$$

где μ_e и μ_h — квазиуровни Ферми, отсчитываемые от потолка валентной зоны.

Мы рассчитывали спектры КОУ в CdS (80 К и 300 К), GaAs, GaAlAs (300 К) (см. таблицу) для различных уровней возбуждения при $\lambda = 0$ и $\lambda = \lambda_D$ с учетом и без учета электрон-дырочной корреляции (в последнем случае принималось, что $|\Psi_k(0)|^2 = 1$). Статическая экранировка сильно снижает вероятность излучения фононов и, следовательно, приводит к резкому уменьшению КОУ на длинноволновом крыле линии усиления (см. рис. 6). При этом спектр КОУ практически не отличается от определяемого формулой (12) спектра. Экспериментальные исследования полупроводниковых лазеров с накачкой электронным пучком на основе CdS [12] показывают ширину линии усиления $\sim 50 \div 80$ мэВ, что больше соответствует расчетам при $\lambda = 0$. Учет электрон-дырочной корреляции приводит к 3–7-кратному увеличению расчетного КОУ в зависимости от концентрации неравновесных носителей

Параметры полупроводниковых материалов

Параметр	CdS	GaAs	Ga _{0,92} Al _{0,08} As
Ω_0 , мэВ	38	30	30
ε^*	11,8	61,0	61,0
E_{NPO} , эВ	7,0	6,5	6,5
E , эВ	7,0	6,6	6,6
$s \cdot 10^{-5}$, см/с	2,2	3,1	3,1
$c \cdot 10^{-12}$, дин/см ²	0,7	0,79	0,79
$c_l \cdot 10^{-12}$, дин/см ²	1,4	1,4	1,4
P_{PE}	0,08	0,053	0,053
m_e/m_0	0,2	0,067	0,067
m_h/m_0	1,35	0,5	0,5
E_g , эВ	2,54	1,424	1,524

заряда (ННЗ). На вставке рисунка показана зависимость максимального КОУ от концентрации ННЗ.

Учет электрон-фононного взаимодействия приводит к более пологой зависимости $g_{\max}(n)$, чем в случае прямых межзонных переходов. На рис. 7 приведены аналогичные зависимости при 80 К. На рисунке видна характерная структура фононного повторения линии межзонных переходов. При 300 К структура замыкается и остается только гладкий бесструктурный профиль спектра КОУ. Влияние $e-h$ -корреляции при 80 К сказывается сильнее, так как концентрация ННЗ, при которой происходит исчезновение связанных состояний экситона при экранировке кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой, близка к концентрации вырождения ННЗ (при которой $\mu_e + \mu_h = E_g$).

В лазерах на основе GaAs и GaAlAs характерные пороговые концентрации ННЗ $\sim 10^{18}$ см⁻³. При таких концентрациях $\lambda_{DA} \gg 1$, поэтому $|\psi_k(0)|^2 \approx 1$.

В работе [39] были проведены экспериментальные исследования спектра КОУ в двойной гетероструктуре GaAlAs. Активная область представляла собой нелегированный твердый раствор с 8%-ным содержанием Al. На рис. 8 точками представлен спектр КОУ при 300 К. Для того чтобы получить теоретический спектр КОУ, необходимо учесть сужение ширины запрещенной зоны вследствие наличия свободных носителей. Мы использовали эмпирическое соотношение [24]:

$$\Delta E_g [\text{эВ}] = 1,6 \cdot 10^{-8} ((n + p) [\text{см}^{-3}])^{-1/3}. \quad (18)$$

Сплошной кривой проведен расчетный спектр КОУ при концентрации ННЗ $n = 1,57 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Хорошее согласие экспериментальных и теоретических данных подтверждает правильность выбранной модели. На рис. 9 приведен график зависимости максимума спектра КОУ от концентрации ННЗ при 300 К для нелегированного GaAs и GaAs n -типа с концентрацией легирующей примеси $N_d = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Для обоих вариантов зависимость близка к линейной в рассматриваемом диапазоне концентраций ННЗ с сечением усиления $\sigma_g = 2 \cdot 10^{-16}$ см².

Приведенные в этом разделе результаты дополняют результаты предыдущего раздела и позволяют избежать недостатков, свойственных модели, использованной в разделе 3. Методы теории многих частиц в совокупности с теорией возмущений позволяют корректно рассмотреть КОУ при межзонных переходах в материалах CdS, в которых существенное влияние при формировании спектра усиления оказывают взаимодействие носителей с фононами и корреляция электрон-дырочного движения.

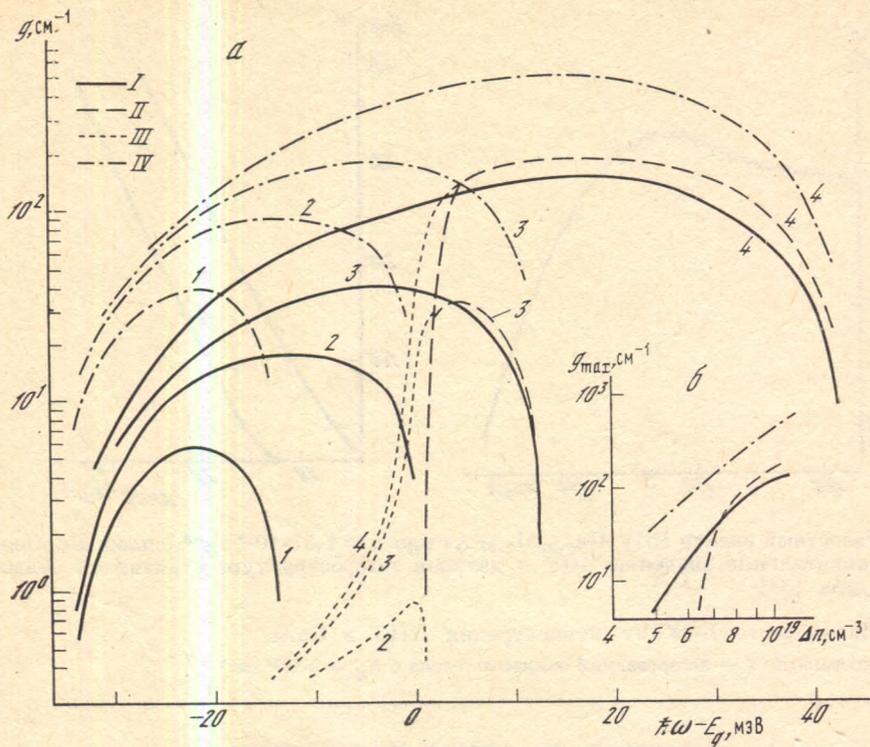


Рис. 6. Спектры КОУ $g(\omega)$ CdS при 300 К и различных уровнях возбуждения (а) и зависимость максимального КОУ g_{max} от концентрации ННЗ (б)

I, III — спектры КОУ, рассчитанные по (17) при $\lambda = 0$ (I) и $\lambda = \lambda_D$ (III), $|\Phi_k(0)|^2 = 1$; II — спектры КОУ прямых межзонных переходов (формула (12)); IV — учет электрон-дырочной корреляции.
1—4: $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (1); 6 (2); 7 (3); 10 (4)

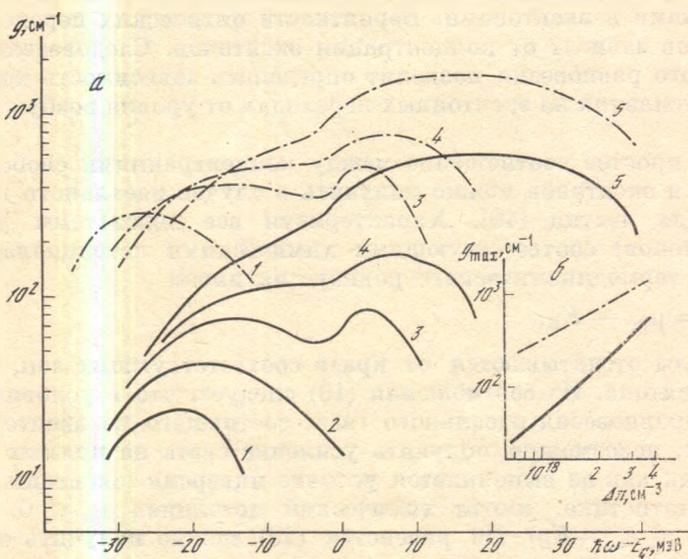
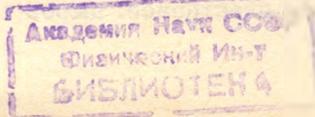


Рис. 7. Спектры КОУ $g(\omega)$ CdS при 80 К и различных концентрациях ННЗ (а) и зависимость g_{max} от концентрации ННЗ (б)

1—4: $n = 0,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (1); 1,0 (2); 1,5 (3); 2,0 (4); 4,0 (5). Обозначения — такие же, как на рис. 6



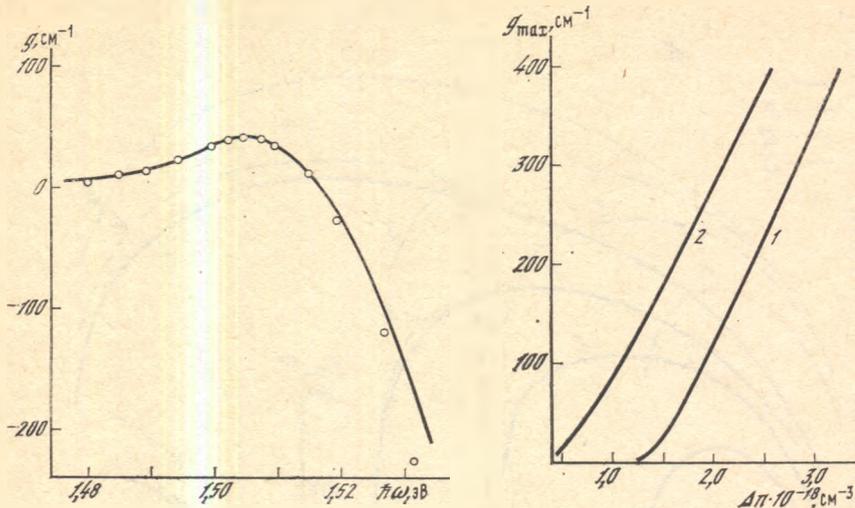


Рис. 8. Расчетный спектр КОУ $\text{Ga}_{0,92}\text{Al}_{0,08}\text{As}$ при $n = 1,57 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (сплошная кривая) и экспериментальные значения КОУ в двойной гетероструктуре с активной областью $\text{Ga}_{0,92}\text{Al}_{0,08}\text{As}$ [38]

Рис. 9. Зависимость КОУ от концентрации НЗ в GaAs

1 — нелегированный; 2 — легированный примесью n-типа с $N_d = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

5. ИОНИЗАЦИОННОЕ РАВНОВЕСИЕ В СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОНЫ—ДЫРКИ—ЭКСИТОНЫ И КОЭФФИЦИЕНТ ОПТИЧЕСКОГО УСИЛЕНИЯ НА ЭКСИТОННЫХ МЕХАНИЗМАХ РЕКОМБИНАЦИИ

Как было отмечено во введении, при концентрациях НЗ ниже перехода Мотта в полупроводнике реализуется динамическое равновесие между электронами, дырками и экситонами. Вероятности оптических переходов с участием экситонов зависят от концентрации экситонов. Следовательно, знание ионизационного равновесия позволит определить зависимость коэффициента оптического усиления на экситонных переходах от уровня возбуждения полупроводника.

Наиболее простое соотношение между концентрациями свободных носителей заряда и экситонов можно получить в случае идеального газа невзаимодействующих частиц [40]. Характеризуя все подсистемы (электронов, дырок, экситонов) соответствующими химическими потенциалами μ_e , μ_h , μ_{ex} , в случае термодинамического равновесия имеем

$$\mu_e + \mu_h = \mu_{ex} - E_B, \quad (19)$$

где потенциалы отсчитываются от краев соответствующих зон, E_B — энергия связи экситона. Из соотношения (19) следует, что в условиях термодинамического равновесия идеального газа, состоящего из экситонов, электронов, дырок, невозможно получить усиление света на прямых межзонных переходах, так как не выполняется условие инверсии (экситоны, подчиняющиеся бозе-статистике, имеют химический потенциал $\mu_{ex} \leq 0$, и, следовательно, $\mu_e + \mu_h \leq -E_B$). Из равенства (19) можно получить соотношение Саха, связывающее концентрации экситонов и носителей заряда [40]:

$$\frac{n_{ex}}{n_e n_h} = \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi\hbar^2 m_{ex}}{m_e m_h kT} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{E_B}{T} \right), \quad (20)$$

где m_e , m_h , m_{ex} — массы электронов, дырок и экситонов.

Рис. 10. Ионизационное равновесие в системе электрон-дырочной плазмы и экситонов в CdS при 80 К (I) и 300 К (II)

1 — соотношение Саха (20); 2 — (21); 3 — решение уравнения (29); 4 — решение уравнения (29), но с учетом только кулоновской добавки в свободную энергию. Стрелки указывают концентрации неравновесных частиц, отвечающие переходу Мотта

Такое соотношение будет соблюдаться вплоть до перехода Мотта, которое происходит при условии $\lambda a_B > 1,19$. На рис. 10 представлена определенная из (20) зависимость концентрации экситонов от концентрации электронов (сплошные линии). Высокую степень ионизации экситонов при низкой концентрации НЗ можно объяснить следующим образом. В процессе образования экситона участвуют одновременно две частицы — электрон и дырка, поэтому скорость образования экситонов пропорциональна квадрату концентрации электронов, а скорость ионизации экситонов пропорциональна концентрации экситонов. Следовательно, при малой концентрации НЗ темп ионизации экситонов превышает скорость образования экситонов, а при больших концентрациях НЗ — наоборот.

В работе [7] на основе вариационного принципа с учетом экситон-электронного взаимодействия для ионизационного равновесия найдено соотношение, верное при условии $n_e \ll n_{ex}$:

$$\frac{n_{ex}}{n_e n_h} = \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi\hbar^2 m_{ex}}{m_e m_h kT} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{E_B - 2n_{ex} W^{e-ex}}{kT} \right), \tag{21}$$

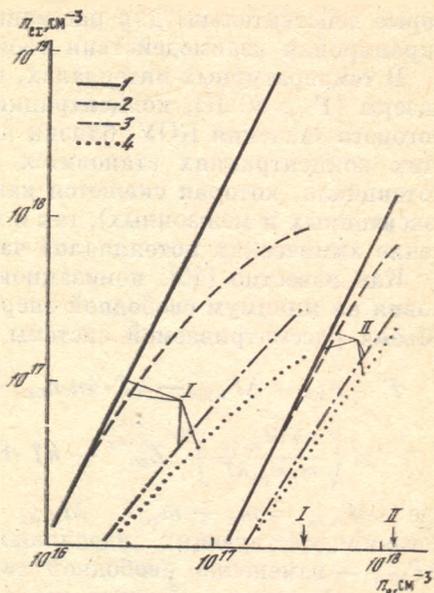
где $W^{e-ex} = 24\pi a_B^3 E_B$ — матричный элемент экситон-электронного рассеяния. Сравнение (20) с (21) показывает, что ex - e -взаимодействие приводит при низких концентрациях электронов к увеличению количества электронов. Именно соотношение (21) было использовано в работах [7, 8] при расчете КОУ при ex - e - и ex - ex -механизмах рекомбинации. Характерно, что при получении формулы экранировка кулоновского потенциала и ее влияние на экситон-электронное рассеяние не учитывались. На рис. 10 штриховой линией представлен расчет по (21).

Иной подход к проблеме ионизационного равновесия продемонстрирован в работах [9, 10], монографии [11] (см. также библиографию к [11]). В работах [9, 10] используется разложение свободной энергии системы по степеням концентраций частиц, а в [11] — разложение давления по степеням активностей частиц. В физическом смысле эти подходы близки и дают одинаковые результаты. При низких температурах соотношение Саха принимает вид [9], подобный (21):

$$\frac{n_{ex}}{n_e n_h} = \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi\hbar^2 m_{ex}}{m_e m_h kT} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{E_B - \Delta\mu}{kT} \right), \tag{22}$$

$\Delta\mu = \Delta\mu_e + \Delta\mu_h$ — изменение потенциала заряженных частиц из-за взаимодействия.

Следует отметить, что в работе [11] учитывается только изменение химического потенциала заряженных частиц из-за кулоновского взаимодействия между собой, в работах [9, 10], кроме этого взаимодействия, учтено также ex - e -взаимодействие, но оно определено по результатам работы [41], ко-



торые действительны для рассеяния электрона на атоме водорода без учета экранировки взаимодействия свободными носителями заряда.

В температурных интервалах, при которых работают полупроводниковые лазеры ($T \gtrsim 80$ К), концентрации НЗ, необходимые для достижения порогового значения КОУ, близки к концентрации моттовского перехода. При этих концентрациях становится существенной экранировка кулоновского потенциала, которая скажется как на вероятностях оптических переходов (экситонных и межзонных), так и на ионизационном равновесии (через изменение химических потенциалов частиц).

Как известно [40], ионизационное равновесие можно определить из условия на минимум свободной энергии системы. Свободную энергию единицы объема рассматриваемой системы можно записать в виде [40]

$$F = F_{\text{ид}} + \Delta F_{\text{кул}} - kT \cdot 4n_e n_{ex} \left(\frac{\pi \hbar^2 M_{e,ex}}{m_e m_{ex} kT} \right)^{3/2} Z_{\text{вз}}^{e-ex} - kT \cdot 4n_h n_{ex} \times \\ \times \left(\frac{\pi \hbar^2 M_{h,ex}}{m_h m_{ex} kT} \right)^{3/2} Z_{\text{вз}}^{h-ex} - kT \cdot 8n_{ex}^2 \left(\frac{\pi \hbar^3}{m_{ex} kT} \right)^{3/2} Z_{\text{вз}}^{ex-ex} - n_{ex} E_B, \quad (23)$$

где $M_{e,ex} = m_e + m_{ex}$, $M_{h,ex} = m_h + m_{ex}$, $F_{\text{ид}}$ — свободная энергия невзаимодействующих идеальных частиц с концентрациями n_e , n_h , n_{ex} , $\Delta F_{\text{кул}}$ — изменение свободной энергии системы, связанное с кулоновским взаимодействием свободных носителей заряда. Остальные слагаемые в правой части (23) представляют изменение свободной энергии, связанное с взаимодействием $e-ex$, $h-ex$, $ex-ex$; $Z_{\text{вз}}$ — вторые вириальные коэффициенты для этих взаимодействий. Из выражения (23) можно найти замкнутую систему уравнений для химических потенциалов и концентраций частиц:

$$\mu_e = \partial F / \partial n_e, \quad \mu_h = \partial F / \partial n_h, \quad \mu_{ex} = \partial F / \partial n_{ex}, \quad (24)$$

$$\mu_e + \mu_h = \mu_{ex}. \quad (25)$$

Авторы [11] представили подробное вычисление $\Delta F_{\text{кул}}$ методами теории многих частиц:

$$\Delta F_{\text{кул}} = -kT (12\pi)^{-1} \lambda^3 \tau (\lambda a), \quad (26)$$

$$\tau(x) = 3x^{-3} [\ln(1+x) - x + 1/2 x^2], \quad (27)$$

λ — параметр экранировки кулоновского взаимодействия (3), $a = \Lambda/8$, $\Lambda = 2\pi\hbar (2\pi m_e kT)^{-1/2}$ — тепловая длина волны электрона. Изменение свободной энергии из-за $ex-ex$ -взаимодействия можно определить по аналогии системами с ван-дер-ваальсовыми силами [39]:

$$\Delta F^{ex-ex} = -n_{ex} kT \ln(1 - n_{ex} b) - n_{ex}^2 c, \quad (28)$$

где $b = 16/3 \pi a_B^3$, a — коэффициент c можно определить, зная объем взаимодействия двух экситонов и энергию взаимодействия (по порядку величины — это энергия связи биэкситона E_B^{Bi}): $c = 4/3 \pi a_B^3 E_B^{Bi}$. В CdS $E_B^{Bi} = 5$ мэВ, $a_B = 28$ А.

Экранировка кулоновского взаимодействия существенным образом влияет, как мы увидим ниже, на величину вириальных коэффициентов $Z_{\text{вз}}^{ex}$, $Z_{\text{вз}}^{h-ex}$. Из всего сказанного выше можно получить уравнение

$$\mu_e^{\text{ид}} + \Delta \mu_e^{\text{кул}} - kT \cdot 4n_{ex} \left(\frac{\pi \hbar^2 M_{e,ex}}{m_e m_{ex} kT} \right)^{3/2} Z_{\text{вз}}^{e-ex} - 2 \left[kT \cdot 4n_e n_{ex} \left(\frac{\pi \hbar^2 M_{e,ex}}{m_e m_{ex} kT} \right)^{3/2} \times \right. \\ \times \frac{\partial Z_{\text{вз}}^{e-ex}}{\partial \lambda} \left(\frac{\pi e^2}{(n_e + n_h) kT \epsilon_0} \right)^{1/2} + kT \cdot 4n_{ex} n_h \left(\frac{\pi \hbar^2 M_{h,ex}}{m_h m_{ex} kT} \right)^{3/2} \frac{\partial Z_{\text{вз}}^{h-ex}}{\partial \lambda} \times \\ \times \left. \left(\frac{\pi e^2}{(n_e + n_h) kT \epsilon_0} \right)^{1/2} \right] + \mu_h^{\text{ид}} + \Delta \mu_h^{\text{кул}} - kT \cdot 4n_{ex} \left(\frac{\pi \hbar^2 M_{h,ex}}{m_h m_{ex} kT} \right)^{3/2} Z_{\text{вз}}^{h-ex} = \\ = \mu_{ex}^{\text{ид}} - kT \ln(1 - n_{ex} b) + \frac{b n_{ex} kT}{1 - n_{ex} b} - 2n_{ex} c - E_B - \\ - kT \cdot 4n_e \left(\frac{\pi \hbar^2 M_{e,ex}}{m_e m_{ex} kT} \right)^{3/2} Z_{\text{вз}}^{e-ex} - kT \cdot 4n_h \left(\frac{\pi \hbar^2 M_{h,ex}}{m_h m_{ex} kT} \right)^{3/2} Z_{\text{вз}}^{h-ex}, \quad (29)$$

где

$$\Delta\mu_e^{\text{кул}} = \partial\Delta F^{\text{кул}}/\partial n_e = \Delta\mu_h^{\text{кул}} = \partial\Delta F^{\text{кул}}/\partial n_h.$$

Чтобы получить замкнутую систему уравнений, к уравнению (29) необходимо добавить условие электронейтральности системы:

$$n_e = n_h. \quad (30)$$

Вириальные коэффициенты Z системы взаимодействующих частиц можно определить из данных по рассеянию между частицами [11, 39]:

$$Z_{\text{вз}}^{e-h-ex} = \frac{1}{\lambda kT} \sum_{l,\alpha} (2l+1) \int_0^{\infty} \delta_l^{\alpha}(E) e^{-E/kT} dE, \quad (31)$$

где $\delta_l^{\alpha}(E)$ — фаза рассеяния электрона (дырки) с проекцией спина α на экситоне при кинетической энергии относительного движения E , l — орбитальное квантовое число. Следовательно, для определения вириальных коэффициентов системы взаимодействующих экситонов, электронов, дырок необходимо получить фазы рассеяния электронов (дырок) на экситонах. Решение квантово-механической задачи рассеяния электрона на экситоне в условиях экранировки кулоновского взаимодействия приведено в [42]. Задачу рассеяния дырки на экситоне при экранировке взаимодействия можно решить в адиабатическом приближении [43].

На основании этих данных были определены вириальные коэффициенты $Z_{\text{вз}}^{e-ex}$ и $Z_{\text{вз}}^{h-ex}$ (31). На рис. 11 представлены зависимости этих коэффициентов от параметра экранировки при 80 и 300 К. Рост экранировки приводит к ослаблению взаимодействия между экситонами и заряженными частицами и поэтому к уменьшению по абсолютной величине значений вириальных коэффициентов.

На основании полученных результатов для вириальных коэффициентов $Z_{\text{вз}}^{e-ex}$, $Z_{\text{вз}}^{h-ex}$ можно решить уравнения для ионизационного равновесия (29), (30).

На рис. 10 штрихпунктирной линией показана зависимость концентрации экситонов от концентрации заряженных частиц n_e . Стрелками обозначены концентрации электронов, при которых происходит переход Мотта при 80 и 300 К. Для сравнения приведены аналогичные зависимости, определенные из уравнения (29), но с учетом только взаимодействия между заряженными частицами. Следует обратить внимание на структуру уравнения (29) и знак вириальных коэффициентов $Z_{\text{вз}}^{e-ex}$ и $Z_{\text{вз}}^{h-ex}$.

Так как эффективное $e-ex$ -взаимодействие притягивающее, то вириальный коэффициент $Z_{\text{вз}}^{e-ex}$ положителен. Структура членов в выражении для свободной энергии (23) показывает, что $e-ex$ -взаимодействие стремится уравновесить концентрации электронов и экситонов. Действительно, электрон-экситонное взаимодействие понижает свободную энергию системы и ее изменение вследствие этого взаимодействия (при $Z_{\text{вз}}^{e-ex} = \text{const}$) $\Delta F^{e-ex} \sim n_e n_{ex}$ максимально в случае $n_e = n_{ex}$ при заданной концентрации неравновесных частиц ($n_e + n_{ex} = \text{const}$).

Дырочно-экситонное взаимодействие, наоборот, толкает систему в асимметричное состояние, так как положительная добавка к свободной энергии $\Delta F \sim Z_{\text{вз}}^{h-ex} n_h n_{ex}$ симметрична при $n_h = 0$ или $n_{ex} = 0$ при заданной нагрузке ($n_e + n_{ex} = \text{const}$). Экситон-экситонное взаимодействие также уменьшает число экситонов (см. (28)).

Влияние этих различно действующих факторов и определяет ионизационное равновесие в системе заряженных частиц и экситонов.

Полученные результаты значительно отличаются от данных, определяемых из соотношения Саха (20), и результатов, определяемых при учете только кулоновской добавки к свободной энергии (26). При 80 К концентрация экситонов при высоких уровнях возбуждения стремится к концентрации элект-

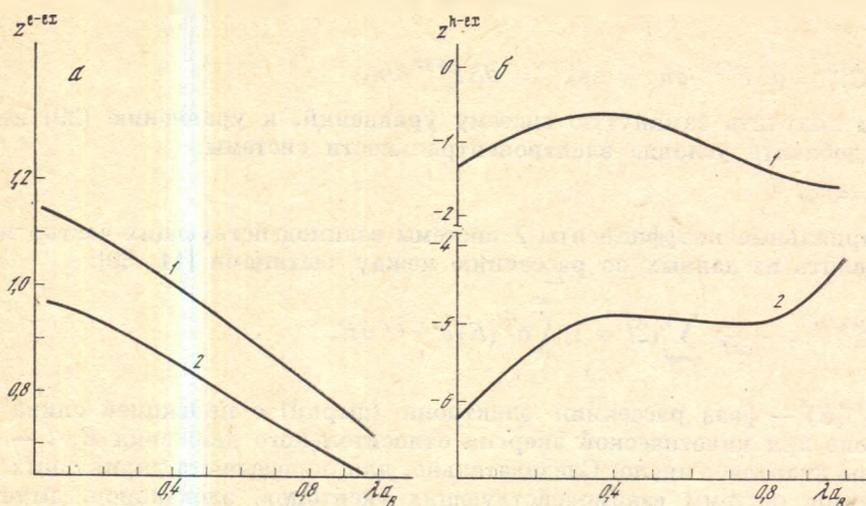


Рис. 11. Зависимость вириальных коэффициентов $Z_{вз}^{e-ex}$ (а) и $Z_{вз}^{h-ex}$ (б) от параметра экранировки λa_B

1 — 80 К; 2 — 300 К

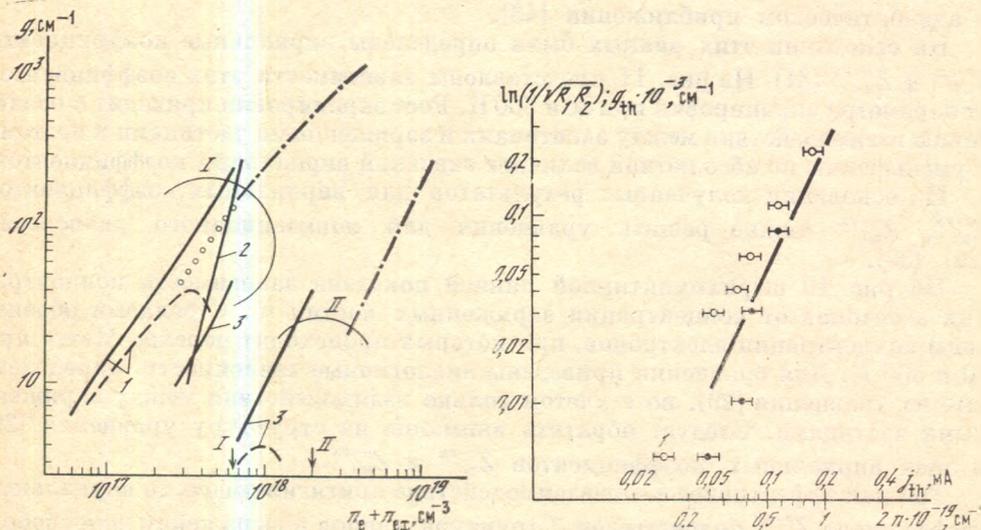


Рис. 12. Зависимость максимума спектра КОУ от концентрации неравновесных частиц $n_e + n_{ex}$ при экситонных механизмах рекомбинации с учетом (штриховые линии) и без учета (сплошные) фактора $|\psi_{1s}(0)|^2$ и при переходах в электрон-дырочной плазме с учетом электрон-фононного взаимодействия и электрон-дырочной корреляции (штрихпунктирная линия) при 80 К (I) и 300 К (II) в CdS

1 — $ex - LO$; 2 — $ex - ex$; 3 — $ex - e$. Стрелками показаны концентрации неравновесных частиц, отвечающие переходу Мотта

Рис. 13. Зависимость $\ln(1/\sqrt{R_1 R_2})$ (точки) и КОУ на пороге генерации (кружки) полупроводниковых лазеров с продольной накачкой электронным пучком на основе CdS ($T = 300$ К) от порогового тока накачки [23]

Длина резонатора $L = 20$ мкм (кроме точки 1, где $L = 10$ мкм). Параметры пучка: ускоряющее напряжение 75 кэВ; диаметр электронного пучка 15 мкм. Сплошная кривая — теоретическая зависимость КОУ от концентрации ННЗ

ронов, а при 300 К в широком диапазоне концентраций электронов ($10^{17} - 10^{18}$ см $^{-3}$) зависимость n_{ex} от n_e можно аппроксимировать соотношением (в см $^{-3}$)

$$n_{ex} = 0,89 \cdot 10^{-14} n_e^{1,75}. \quad (32)$$

Имея данные по ионизационному равновесию, можно получить зависимость коэффициента усиления от уровня возбуждения полупроводника.

Воспользовавшись выражениями для КОУ, приведенными в работах [6—8] для $ex-LO$ -, $ex-e$ -, $ex-ex$ -механизмов рекомбинации, мы можем получить зависимости КОУ от концентрации неравновесных частиц $n_e + n_{ex}$ для этих каналов рекомбинации в CdS (см. рис. 12). На рисунке стрелками показана концентрация неравновесных частиц, при которой происходит переход Мотта. Учет изменения силы осциллятора экситонного перехода $\sim |\psi_{1s}(0)|^2$ приводит к резкому понижению коэффициента усиления при экситонных механизмах рекомбинации. При 80 К наибольшее значение КОУ наблюдается при экситон-фононном механизме рекомбинации и это значение $g \simeq 40 \text{ см}^{-1}$ достигается при концентрации неравновесных частиц $n_e + n_{ex} = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При дальнейшем повышении концентрации НЗ КОУ падает, что связано с резким уменьшением величины $|\psi_{1s}(0)|^2$. На рис. 12 также представлены данные по усилению при рекомбинации электрон-дырочной плазмы (результаты разд. 4). В области концентрации НЗ $(3 \div 7) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при 80 К КОУ претерпевает разрыв при смене механизмов рекомбинации. Кривые, отвечающие $ex-LO$ -механизму рекомбинации и рекомбинации электрон-дырочной плазмы, можно соединить гладкой кривой (светлые точки). Причина разрыва заключается в том, что вблизи перехода Мотта [3], когда исчезают связанные состояния, экситон уже не является хорошим собственным состоянием системы и оперировать на языке квазичастиц (экситонов) уже, строго говоря, нельзя. В этой области необходимо иное рассмотрение оптических свойств полупроводников: необходимо получить точное решение уравнения Бете-Солпитера для поляризационного оператора (7) с учетом как электрон-фононного, так и электрон-дырочного взаимодействия, не ограничиваясь лестничным приближением.

В работе [23] были проведены исследования порогового тока накачки полупроводниковых лазеров на основе CdS ($T = 300 \text{ К}$) с продольной накачкой электронным пучком при различных параметрах резонатора. Параметры электронного пучка были следующие: ускоряющее напряжение электронов 75 кэВ, глубина проникновения электронного пучка в полупроводниковый кристалл $l_a = 10 \text{ мкм}$, диаметр электронного пучка 15 мкм. Эксперименты проводились при различных толщинах кристаллов и коэффициентах отражения зеркал резонатора. На рис. 13 черными точками приведены значения порогового тока j_{th} и параметра $\ln(1/\sqrt{R_1 R_2})$, взятые из работы [23]. Все точки, кроме точки 1, относятся к толщине резонатора 20 мкм. В работе [23] была проведена оценка поглощения в пассивной области $\alpha \simeq 30 \div 50 \text{ см}^{-1}$. Толщина пассивной области при толщине кристалла 20 мкм составляет $l_p = 10 \text{ мкм}$. На рис. 13 светлыми точками представлены значения порогового коэффициента усиления

$$g_{th} = \frac{1}{l_a} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} + \frac{l_a}{l_p} \alpha.$$

Точка 1 относится к длине резонатора 10 мкм, поэтому в этом случае поглощение света в пассивной части резонатора можно не учитывать. На шкале абсцисс также отложена концентрация НЗ n , определенная для времени жизни $\tau = 2 \text{ нс}$. Сплошная кривая расчетной зависимости КОУ от концентрации НЗ удовлетворительно согласуется с экспериментальными значениями.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлена теория оптического усиления прямозонных полупроводников, используемых в качестве активных сред полупроводниковых лазеров с электронной накачкой, при высоких уровнях возбуждения. Рассмотрено усиление электрон-дырочной плазмы в полупро-

водниковых соединениях CdS и GaAs с учетом электрон-фононного взаимодействия и корреляции относительного электрон-дырочного движения. Сравнение теоретических и экспериментальных спектров КОУ в $\text{Ga}_{0,92}\text{Al}_{0,08}\text{As}$ при 300 К подтверждает правильность выбранной теоретической модели. Рассмотрено ионизационное равновесие в системе электрон-дырочная плазма—экситоны в соединении CdS при учете экранировки кулоновского взаимодействия. На основании этих данных получены концентрационные зависимости КОУ в CdS при различных экситонных механизмах рекомбинации. Показано, что при комнатной температуре ни один из экситонных механизмов рекомбинации не обеспечивает необходимых значений КОУ, а при 80 К наибольшее значение КОУ $\sim 40 \text{ см}^{-1}$ достигается при концентрации неравновесных частиц $n_e + n_{ex} \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при *ex*—*LO*-механизме рекомбинации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Елисеев П. Г., Попов Ю. М. Полупроводниковые лазеры // УФН. 1986. Т. 148, № 1. С. 35—53.
2. Haug H., Klingshirn C. Optical properties of highly direct gap semiconductors // Phys. Repts. 1981. Vol. 70, N 5. P. 315—398.
3. Mott N. The transition to the metallic state // Phylos. Mag. 1961. Vol. 6, N 62. P. 287—309.
4. Басов Н. Г., Крохин О. Н., Попов Ю. М. Использование непрямых переходов в полупроводниках для получения состояний с отрицательным коэффициентом поглощения // ЖЭТФ. 1961. Т. 40, № 4. С. 1203—1209.
5. Пантел О., Путцхоф Г. Основы квантовой электроники. М.: Мир, 1972. 420 с.
6. Haug H. Theory of laser action involving free excitons and LO-phonon-assisted transitions // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39, N 10. P. 4687—4695.
7. Haug H., Koch S. On the theory of laser action in dense exciton systems // Phys. status solidi b. 1977. Vol. 82, N 2. P. 531—543.
8. Koch S., Haug H., Schmieder G., Bonhert W., Klingshirn C. Stimulated intrinsic recombination processes in II—V-compounds // Phys. status solidi b. 1978. Vol. 89, N 1. P. 431—440.
9. Исценов З. А., Норман Г. Э., Шурова Л. Ю. Плазменная модель экситонного газа в полупроводниках // ЖЭТФ. 1976. Т. 71, № 5. С. 1960—1967.
10. Исценов З. А., Норман Г. Э., Шурова Л. Ю. К теории переноса зарядов в системе частично диссоциированных экситонов и атомов примесей // ФТП. 1979. Т. 13, № 8. С. 1463—1467.
11. Эбелинг В., Крэфт В., Кремл Д. Теория связанных состояний и ионизационного равновесия в плазме и твердом теле. М.: Мир, 1979. 264 с.
12. Brinkman W. F., Lee P. A. Coulomb effects on the gain spectrum of semiconductors // Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 31, N 4. P. 237—240.
13. Zimmerman R. Final state interactions in the gain and absorption spectra of electron-hole liquids // Phys. status solidi b. 1978. Vol. 86, N 1. P. K63—K66.
14. Haug H., Tran Thoai D. Gain spectrum of an *e*—*h* liquid in direct gap semiconductors // Phys. status solidi b. 1978. Vol. 85, N 2. P. 561—568.
15. Elliott R. J. Intensity of optical absorption by excitons // Phys. Rev. 1957. Vol. 108, N 16. P. 1384—1389.
16. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: Наука, 1973. 752 с.
17. Gay J. G. Screening of excitons in semiconductors // Phys. Rev. B. 1971. Vol. 4, N 8. P. 2567—2575.
18. Бир Г. Л., Пикус Г. Е., Скал А. С. Влияние экранированного кулоновского взаимодействия на поглощение света в полупроводниках // ФТП. 1974. Т. 8, № 6. С. 1096—1100.
19. Белова И. М., Колковский Ю. В., Осипов В. В. Спектр межзонной люминесценции невырожденного прямозонного полупроводника // ФТП. 1983. Т. 17, № 10. С. 1752—1756.
20. Бабинов В. В. Методы фазовых функций в квантовой механике. М.: Наука, 1976. 288 с.
21. Набиев Р. Ф., Попов Ю. М. Матричный элемент межзонного оптического перехода при экранировке кулоновского взаимодействия // Крат. сообщ. по физике ФИАН. 1985. № 2. С. 31—34.
22. Набиев Р. Ф., Попов Ю. М. Сила осциллятора экситона в условиях экранировки кулоновского взаимодействия // Крат. сообщ. по физике ФИАН, 1987. № 6. С. 39—41.
23. Козловский В. И., Насибов А. С., Резников П. В. Характеристики излучения лазерного экрана из CdS при 300 К // Квантовая электрон. 1981. Т. 8, № 11. С. 2493—2500.
24. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. М.: Мир, 1981. Т. 1. 364 с.
25. Mattos J. C. V., Leite R. C. C. Nonequilibrium phonon distribution and electron-

- phonon coupling in semiconductors // *Solid State Communs.* 1973. Vol. 12, N 6. P. 465—468.
26. Puff R., Whitfield G. D. Application of Green's function techniques to the polaron problem // *Polarons and excitons* / Eds C. G. Kuper, G. D. Whitfield. Edinburgh: Oliver-Boyd, 1963. P. 307—343.
 27. Козловский В. И., Набиев Р. Ф., Насибов А. С., Попов Ю. М. Влияние электрон-фононного взаимодействия на процессы поглощения и индуцированного излучения в CdS // *Квантовая электрон.* 1982. Т. 9, № 4. С. 806—809.
 28. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1962. 870 с.
 29. Фистуль В. И. Сильно легированные полупроводники. М.: Наука, 1967. 416 с.
 30. Попов Ю. М. Методы получения состояний с отрицательной температурой в полупроводниках // *Тр. ФИАН.* 1965. Т. 21. С. 3—73.
 31. Mahan G. D. Excitons in degenerate semiconductors // *Phys. Rev.* 1967. Vol. 153, N 3. P. 882—889.
 32. Mahan G. D. Many-particle physics. N. Y.: Plenum press, 1981. 840 p.
 33. Banyai L., Koch S. W. A simple theory for the effects of plasma screening on optical spectra of highly excited semiconductors // *Ztschr. Phys. B.* 1986. Bd. 63. S. 283—291.
 34. Schmitt-Rink S., Lowenau J., Haug H. Theory of absorption and refraction of direct-gap semiconductors with free-carrier concentrations // *Ztschr. Phys. B.* 1982. Bd. 47, N 1. S. 13—17.
 35. Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М.: Наука, 1978. 616 с.
 36. Kane E. Band structure of indium antimonide // *J. Phys. Chem. Sol.* 1957. Vol. 1, N 2. P. 249—261.
 37. Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984. 352 с.
 38. Bardyszewski W., Yevick D. Dynamic screening effects in Auger processes // *CLEO'87 technical digest.* 1987. FEE3.
 39. Henry C. H., Logan R. A., Merritt F. R. Measurement of gain and absorption spectra in AlGaAs burried heterostructure lasers // *J. Appl. Phys.* 1980. Vol. 51, N 6. P. 3042—3050.
 40. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 536 с.
 41. Temkin A., Lamkin J. C. Application of the method of polarized orbitals to the scattering of electrons from hydrogen // *Phys. Rev.* 1961. Vol. 121, N 3. P. 788—794.
 42. Набиев Р. Ф., Попов Ю. М. Электрон-экситонное рассеяние в условиях экранировки кулоновского взаимодействия // *Крат. сообщ. по физике ФИАН.* 1987. № 8. С. 3—7.
 43. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969. 608 с.

УДК 621.373.826.038.625.4

Р. Ф. НАБИЕВ, Ю. М. ПОПОВ

САМОФОКУСИРОВОЧНЫЕ ЯВЛЕНИЯ И ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ С ПРОДОЛЬНОЙ НАКАЧКОЙ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

К настоящему времени опубликовано значительное число работ, в которых рассмотрены эффекты, связанные с конечными поперечными размерами возбужденной области как инжекционных лазеров [1—5], так и полупроводниковых лазеров с накачкой электронным пучком (ПЛЭН) [6—10]. Если для инжекционных лазеров в основном решены задачи определения пороговых токов, мощностных характеристик, диаграммы направленности в широком диапазоне токов накачки, то свойства ПЛЭН к настоящему времени рассмотрены только вблизи порога лазерной генерации. В работах [9, 10] отмечается, что диаграмму направленности излучения ПЛЭН с продольной накачкой формируют не одна фундаментальная, а несколько поперечных пространственных мод резонатора, но в то же время из этих работ следует, что пороговые уровни накачки для генерации высших мод значительно превышают пороговую накачку для генерации основной моды. В полупроводниковых лазерах эффекты насыщения стабилизируют за порогом лазерной генерации концентрацию неравновесных носителей заряда (ННЗ) и, следовательно, коэффициент оптического усиления. Это, в свою очередь, еще более повышает порог возникновения генерации на высших пространственных модах. Но в инжекционных лазерах показано [2—4], что эффекты насыщения приводят к пространственному «выжиганию» инверсной населенности и самофокусировке оптического излучения, что облегчает возможность генерации на высших модах. Настоящая работа посвящена теоретическому изучению эффектов пространственного выжигания инверсной населенности в активной области ПЛЭН с продольной накачкой, самофокусировки оптического излучения, а также диаграммы направленности излучения таких лазеров.

МОДЕЛЬ И МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Мы рассматриваем следующую модель ПЛЭН с продольной накачкой. Резонатор длиной L образуется бесконечными зеркалами с коэффициентами отражения R_1, R_2 . Активная область представляет собой однородно возбужденную вдоль направления перпендикулярно зеркалам среду, а уровень накачки является радиально симметричной функцией координаты в плоскости зеркал.

Уравнение для концентрации ННЗ n с учетом диффузии и рекомбинации записывается следующим образом:

$$D\Delta_r n = n/\tau + g |A|^2/\hbar\omega - P(r), \quad (1)$$

где D — коэффициент биполярной диффузии, τ — время линейной рекомбинации, g — коэффициент усиления, ω — циклическая частота света,

$|A|^2$ — плотность потока электромагнитного поля в резонаторе, $P(r) = P_0 \exp(-(r/r_0)^2)$ — функция накачки. Граничными условиями для задачи (1) являются

$$n'(0) = 0, \quad n'/n(\infty) = -1/L_D, \quad (2)$$

$L_D = \sqrt{D\tau}$ — длина диффузии. Используя аппроксимацию $g = g_N(n - n_0)$, где n_0 — концентрация НЗ при просветлении полупроводника, из (1) получим

$$\Delta_r n - \frac{n}{L_D^2} \left(1 + \frac{|A|^2}{A_s^2} \right) = - \frac{n_0 |A|^2 / A_s^2}{L_D^2} - \frac{n^*(r)}{L_D^2}, \quad (3)$$

где $A_s^2 = \hbar\omega/\tau g_N$ — параметр насыщения, $n^*(r) = \tau P(r)$. n^* имеет физический смысл концентрации НЗ при $|A|^2 = 0$ и $D = 0$.

Для описания электромагнитного поля в полупроводниковом лазере обычно используют либо уравнение распространения электромагнитной волны в активном волноводе [1, 3, 4], либо разложение поля по модам резонатора [6, 7]. В первом случае определяется пространственный инкремент нарастания поля, а во втором — временной. Уравнения в этих двух случаях получаются идентичными с точностью до переобозначений. Мы используем первый из этих способов. Поле, имеющее вид $A = A(r) \exp(i\beta x - i\omega t)$, описывается уравнением на собственные значения

$$\Delta_\rho A - \beta^2 A + \varepsilon(\rho) A = 0, \quad (4)$$

где $\rho = r \cdot 2\pi/\lambda_0$ — безразмерная координата (λ_0 — длина волны в вакууме), $\varepsilon(\rho) = \varepsilon'(\rho) + i\varepsilon''(\rho)$ — комплексная диэлектрическая проницаемость. Собственные функции уравнения (4) определяют профиль электромагнитного поля, а собственные значения $\beta = \beta' + i\beta''$ определяют комплексную константу распространения, причем β'' характеризует инкремент нарастания поля. Граничными условиями для основной моды являются

$$A'(0) = 0, \quad A(\infty) = 0. \quad (5)$$

Оператор Лапласа в радиальных координатах $\Delta_\rho = \partial^2/\partial\rho^2 + \rho^{-1}\partial/\partial\rho$. Профиль $\varepsilon''(r)$ определяет профиль локального коэффициента усиления $g(r) = \varepsilon''\omega/\kappa c$, $\kappa = \sqrt{\varepsilon'}$ — коэффициент преломления, c — скорость света в вакууме. Зависимость диэлектрической проницаемости от концентрации НЗ предполагаем линейной: $\varepsilon(r, n) = \varepsilon_0 + \alpha'(n - n_0) + i\alpha''(n - n_0)$, где ε_0 — диэлектрическая проницаемость при $n = n_0$, $\alpha'' = g_N\omega/\kappa c$, $\alpha' = R\alpha''$ (R — антиволноводный фактор).

Для высших пространственных мод мы должны использовать для лапласиана Δ_ρ следующее выражение: $\partial^2/\partial\rho^2 + \rho^{-1}\partial/\partial\rho + \rho^{-2}\partial^2/\partial\varphi^2$. В этом случае для волны, имеющей вид $A(\rho, \varphi) = \Phi e^{i\ell\varphi}$, имеем следующее уравнение:

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial\Phi}{\partial\rho} - \beta^2\Phi + \left(\varepsilon(\rho) - \frac{\ell^2}{\rho^2} \right) \Phi = 0. \quad (6)$$

Уравнение (6) отличается от уравнения для основной моды только видом функции диэлектрической проницаемости. В случае высших мод добавляется дополнительный антиволноводный член ℓ^2/ρ^2 , т. е. волна распространяется в среде с профилем действительной части проницаемости $\varepsilon'(r) - \ell^2/r^2$. В этом заключается существенное отличие радиально-симметричной задачи от одномерной, рассматриваемой при исследовании инжекционных лазеров. Граничными условиями для уравнения (6) являются

$$\Phi(r \rightarrow 0) = r^\ell, \quad \Phi(\infty) = 0. \quad (7)$$

Потери на зеркалах резонатора учтем введением распределенных потерь и заменой

$$\varepsilon_0(r) \rightarrow \varepsilon_0(r) + i(\kappa c \omega) \ln(1/R_1 R_2)/2L.$$

На режим генерации и волноводные свойства активной среды сильное влияние оказывает тепловой нагрев возбужденной области полупроводникового лазера. В режиме адиабатического нагрева, т. е. при $\tau < \tau_n \ll \tau_{r.p}$ (τ — время жизни ННЗ, τ_n — время коммутации или длительность импульса электронного пучка, $\tau_{r.p}$ — время температурной релаксации, которое, как можно показать, ~ 1 мкс), локальный нагрев активной среды можно оценить из соотношения

$$\Delta T(r) = ((1 - \eta)/\rho c) P(r) \tau E_g (\tau_n/\tau), \quad (8)$$

где η — эффективность преобразования энергии электронного пучка в световое излучение, E_g и ρc — ширина запрещенной зоны и удельная теплоемкость полупроводникового материала. Поскольку, как мы увидим в дальнейшем, изменения ΔT незначительны, будем учитывать температурное изменение только ϵ' :

$$\Delta \epsilon'(r) = 2\kappa \Delta \chi = 2\kappa (d\chi/dT) \Delta T(r). \quad (9)$$

Уравнения (3) и (4) представляют собой замкнутую систему нелинейных уравнений, описывающих поле в резонаторе и концентрацию ННЗ. Порог лазерной генерации определяется из уравнений (3) и (4) при $\beta'' = 0$ и $A = 0$. В этом случае уравнения становятся линейными и задача значительно упрощается. Условием же стационарной генерации ПЛЭН является $\beta'' = 0$, из этого условия определяется мощность лазерного излучения $S = \int |A|^2 d^2r$.

Диаграмма направленности l -й поперечной моды излучения ПЛЭН с продольной накачкой определяется соотношением

$$I_l(\theta) = (1 + \cos \theta)^2 \left| \int \Phi_l(r) J_l(kr \sin \theta) r dr \right|^2, \quad (10)$$

где $k = 2\pi/\lambda_0$, J_l — функция Бесселя l -го порядка. Система уравнений (3), (4) решается методом итераций. На каждом этапе методом обратных итераций [11] находят собственные функции $A(\rho)$ и собственные значения β уравнения (4) для данного распределения $\epsilon(\rho)$. Уравнения (3) и (4) решаются самосогласованным образом до получения такого значения мощности лазерного излучения S и такого распределения $A(\rho)$, при которых мнимая часть собственного значения уравнения (4) $\beta'' = 0$.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ФИЗИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Как было впервые показано в работе [7], полупроводниковые лазеры с малыми поперечными размерами обладают специфическими конфигурационными потерями, связанными с вытеканием оптического поля в пассивную, невозбужденную часть лазера. Такие потери приводят к повышению пороговой накачки лазеров [7, 8]. Коэффициент преломления большинства полупроводниковых материалов, используемых в качестве активных сред лазеров, уменьшается с ростом концентрации ННЗ. Величина антиволноводного фактора R , отвечающего за этот механизм, широко обсуждается в современной литературе и для GaAs лежит в пределах 1—3. Антиволноводное влияние ННЗ приводит к самофокусирующим нелинейным свойствам полупроводниковых материалов при концентрациях ННЗ выше порога просветления [12]. Кроме того, это антиволноводное свойство ННЗ должно приводить к возрастанию конфигурационных потерь лазера. В наших расчетах мы использовали следующие характерные для GaAs значения параметров: $\lambda_0 = 0,84$ мкм, $g_N = 2 \cdot 10^{-16}$ см² ($\alpha'' = -10^{-20}$ см³), $R = 0 \div 3$, $n_0 = 10^{18}$ см⁻³, распределенные потери на зеркалах $(\kappa c/\omega) \ln(1/R_1 R_2)/2L = 10^{-2}$, $\kappa = 3,5$, $d\chi/dT = 4 \cdot 10^{-4}$ град⁻¹, $\eta = 0,3$, $\rho c = 0,86$ Дж·см⁻³·град⁻¹, $L_D = 2$ и 10 мкм.

На рис. 1 представлена зависимость пороговой накачки от диаметра возбужденной области $2r_0$ при различных значениях параметров R и τ_n/τ . По

Рис. 1. Зависимость концентрации ННЗ $P_0\tau$ на пороге генерации ПЛЭН от диаметра возбужденной области $2r_0$ при различных значениях параметра R

$R = 0$ (1); 1 (2); 3 (3). Сплошные линии — без учета нагрева, штриховые линии — с учетом нагрева активной области; $\tau_H/\tau = 10$

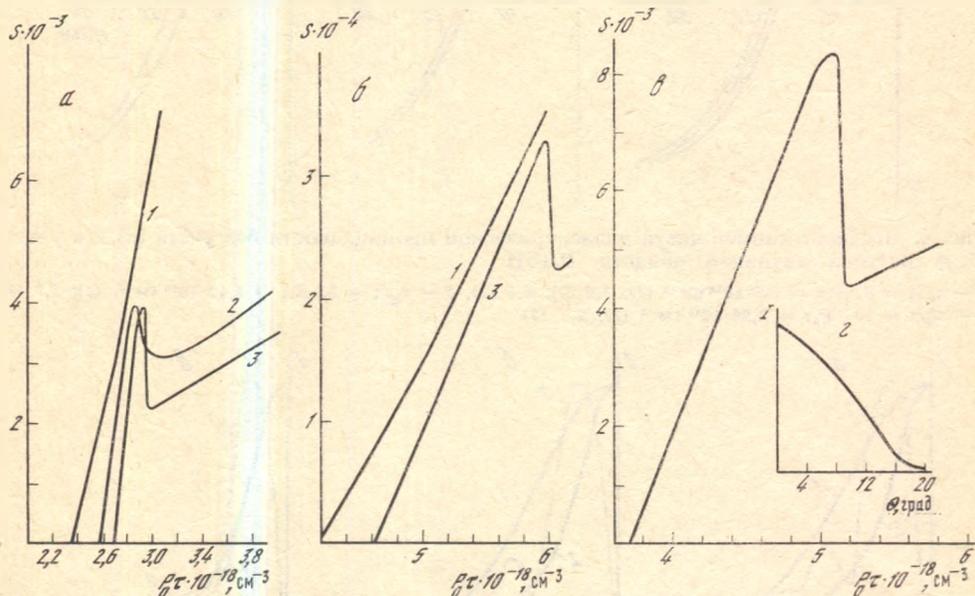
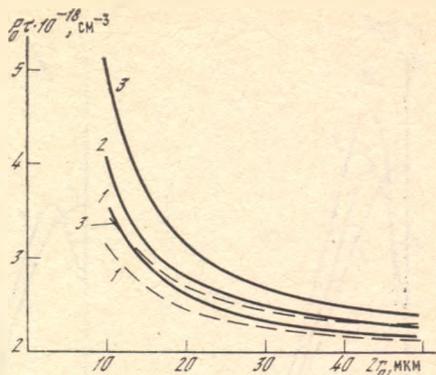


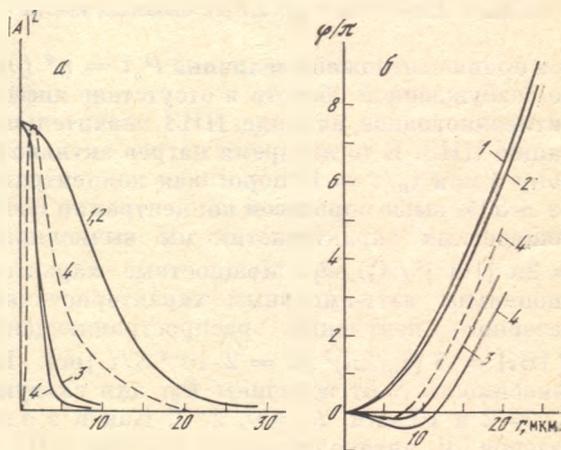
Рис. 2. ВТХХ ПЛЭН при различных значениях параметра R

a — g : диаметр возбужденной области $2r_0 = 30$ мкм (a , b), 15 (g); $L_D = 2$ мкм (a , g); 10 (b). 1—3: $R = 0$ (1); 2 (2); 3 (3); g — диаграмма направленности излучения основной моды при $P_0\tau = 4,8 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$

Рис. 3. Распределение интенсивности (a) и фазы (b) излучения ПЛЭН (рис. 2, a) в ближней зоне

Сплошные кривые — основная пространственная мода излучения, $l = 0$; штриховые — $l = 1$.

1—4: $P_0\tau = 2,6 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ (1); 2,8 (2); 3,0 (3); 3,4 (4)



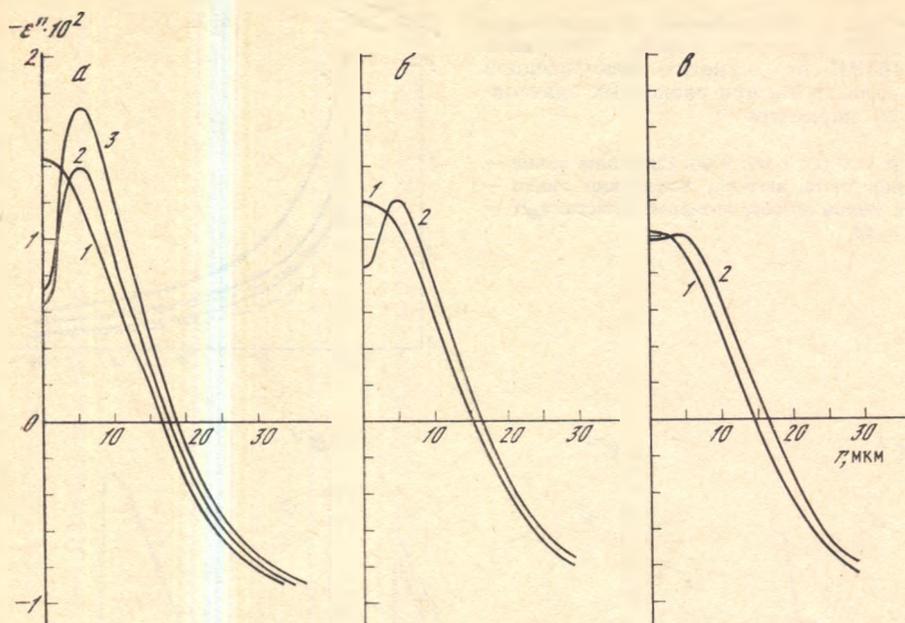


Рис. 4. Профили мнимой части диэлектрической проницаемости без учета (а) и с учетом (б, в) нагрева активной области ПЛЭН

а — $\tau_H/\tau = 0$, $P_0\tau = 2,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (1); 3,0 (2); 3,4 (3); б — $\tau_H/\tau = 2$, $P_0\tau = 2,45 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (1); 2,7 (2); в — $\tau_H/\tau = 10$, $P_0\tau = 2,25 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (1); 2,7 (2)

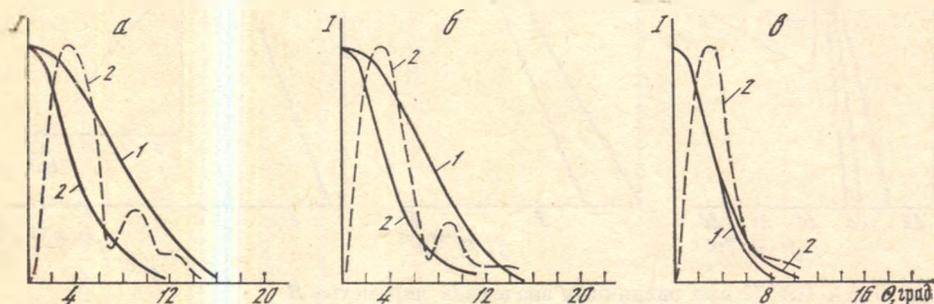


Рис. 5. Диаграмма направленности излучения ПЛЭН без учета (а) и с учетом (б, в) нагрева активной области

а — $\tau_H/\tau = 0$, $P_0\tau = 2,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (1); 3 (2); б — $\tau_H/\tau = 2$, $P_0\tau = 2,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (1); 2,9 (2); в — $\tau_H/\tau = 10$, $P_0\tau = 2,45 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (1); 2,7 (2). Сплошные кривые — мода $l = 0$, штриховые — $l = 1$

оси ординат отложена величина $P_0\tau = n^*(0)$, т. е. концентрация ННЗ в центре возбужденной области в отсутствие диффузии. Как и было сказано выше, антиволноводное влияние ННЗ значительно повышает пороговую концентрацию ННЗ. В то же время нагрев активной области влияет в обратную сторону и при $\tau_H/\tau = 10$ пороговая концентрация ННЗ при $2r_0 = 20$ мкм лишь на $\approx 50\%$ выше пороговой концентрации ННЗ при $2r_0 = 40$ мкм. При расчетах мощностных характеристик мы вычисляли безразмерную величину $S = \int_0^{2\pi} \int_0^R |A|^2 / A_s^2 \rho d\rho$. Мощностные характеристики ПЛЭН прямо пропорциональны ватт-амперным характеристикам (ВтАХ). Реальная мощность лазерного излучения, распространяющаяся внутри резонатора, равна $P [\text{Вт}] = S (\lambda_0/2\pi)^2 A_s^2 = 2 \cdot 10^{-4} S/\tau$ [нс]. На рис. 2 представлена ВтАХ — зависимость S от величины $P_0\tau$ для следующих параметров: $2r_0 = 30$ мкм, $L_D = 2$ и 10 мкм, $R = 0, 2, 3$. Как и в одномерном случае инжекционных лазеров [3], антиволноводное влияние ННЗ приводит к образованию так называемых кинков, т. е. изломов и перегибов ВтАХ. Следует отметить, что

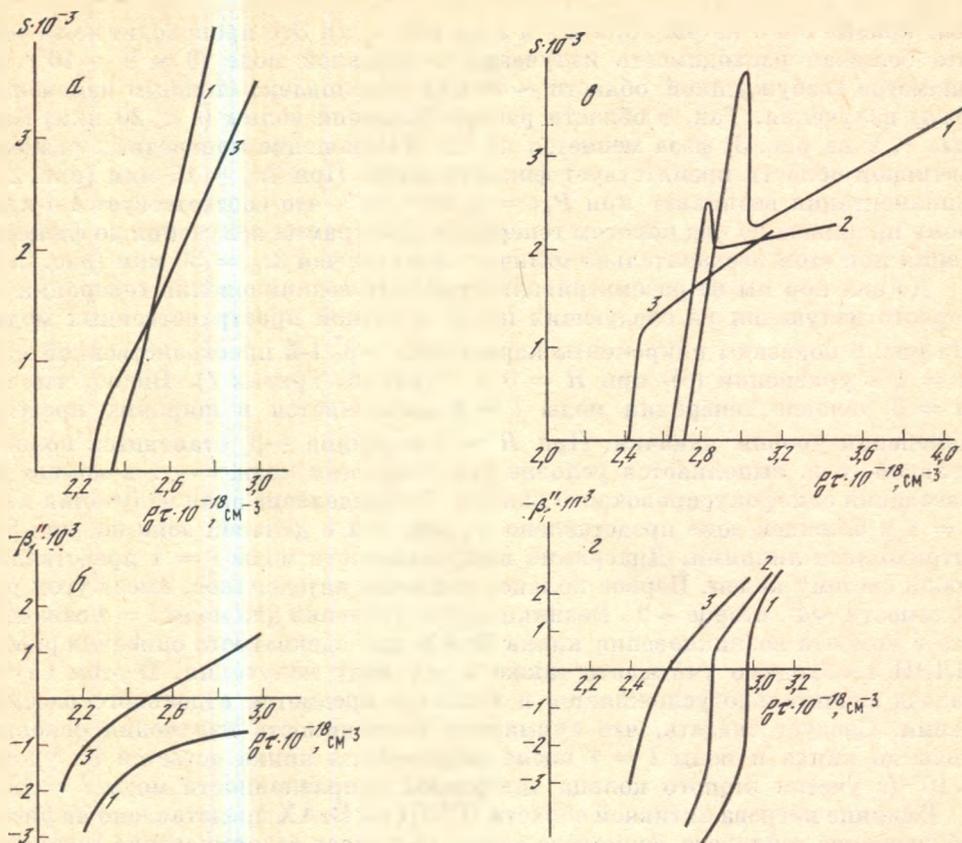


Рис. 6. ВТАХ основной моды излучения (а, в) и зависимость коэффициента усиления моды $l = 1$ (б, г) от уровня накачки ПЛЭН

а, б — $R = 0$; в, г — $R = 3$; 1 — без учета нагрева активной области; 2, 3 — с учетом нагрева, $\tau_n/\tau = 2$ (2); 10 (3)

перегиб ВТАХ возникает уже при 10%-ном превышении над порогом генерации ($L_D = 2$ мкм). Диффузия носителей препятствует возникновению самофокусирующихся каналов, и, следовательно, кинки возникают при гораздо больших уровнях возбуждения (см. рис. 2, б, $L_D = 10$ мкм). На рис. 3, а показана сплошными кривыми картина ближнего поля основной моды излучения ПЛЭН для разных точек ВТАХ рис. 2, а, $R = 3$. При образовании кинка область генерации резко уменьшается (ср. кривые 1, 2 и 3, 4) и образуется самофокусирующий канал. При этом инверсия населенности также снимается только в области распространения каналированного излучения, как показано на рис. 4, а, где представлены профили мнимой части диэлектрической проницаемости ϵ'' при различных уровнях возбуждения. Значение $\epsilon'' = -0,01$ соответствует пороговому коэффициенту бесконечного активного слоя, т. е. компенсирует только потери на зеркалах $\epsilon'' = -\epsilon_0'' = \text{Im } \epsilon_0$. Вследствие этого эффективность излучения в основной моде ПЛЭН резко уменьшается (наклон ВТАХ). На рис. 3, б представлено распределение фазы электромагнитной волны в области излучения для соответствующих кривых рис. 3, а. При самофокусировке излучения фаза волны в области максимальной интенсивности стабилизируется и значительно устраняется астигматизм, который характерен для кривых 1 и 2, что приводит также к сужению диаграммы направленности излучения (см. сплошные кривые 1 и 2 на рис. 5, а). Из-за большой степени астигматизма излучения ПЛЭН диаграмма направленности ведет себя необычным образом: большему пятну ближней зоны основной моды излучения соответствует большая расходимость в дальней зоне (сплош-

ные кривые 2 и 3 на рис. 3, а и 1 и 2 на рис. 5, а). Это происходит из-за того, что большая расходимость излучения в основной моде ($\theta \simeq 8 \div 10^\circ$) при диаметре возбужденной области ~ 30 мкм обусловлена сильным изменением фазы излучения. Так, в области распространения волны ($r < 20$ мкм) (кривые 1, 2 на рис. 3) фаза меняется на 8λ . Уменьшение поперечных размеров активной области препятствует филаментации. При $2r_0 = 15$ мкм (рис. 2, в) филаментация возникает при $P_0\tau = 6 \cdot 10^{18}$ см⁻³, что соответствует 1,4-кратному превышению над порогом генерации. Диаграмма излучения до филаментации при этом незначительно отличается от случая $2r_0 = 30$ мкм (рис. 5, а).

До сих пор мы не рассматривали проблему возникновения генерации лазерного излучения на следующих после основной пространственных модах. На рис. 6 показаны инкременты нарастания $-\beta_1^*$ 1-й пространственной моды ($l = 1$ в уравнении (6)) при $R = 0$ и 3 (рис. 6, кривая 1). Видно, что при $R = 0$ условие генерации моды $l = 1$ выполняется в широких пределах изменения уровня накачки. При $R = 3$ величина $-\beta_1^*$ становится положительной, т. е. выполняется условие для генерации моды $l = 1$ в момент образования самофокусирующего канала. Распределение поля излучения моды $l = 1$ в ближней зоне представлено на рис. 3 и в дальней зоне на рис. 5, а штриховыми линиями. Диаграмма направленности моды $l = 1$ представляет собой систему колец. Первое кольцо, наиболее интенсивное, имеет угол расходимости $\sim 4^\circ$, второе $\sim 9^\circ$. Возникновение усиления для моды $l = 1$ означает, что с момента возникновения кинка ВТАХ для адекватного описания работы ПЛЭН необходимо учитывать также и эту моду излучения. В этом случае задача значительно усложняется и является предметом отдельного рассмотрения. Следует сказать, что суммарная расходимость излучения основной моды до кинка и моды $l = 1$ после образования кинка остается на уровне $\sim 10^\circ$ (с учетом второго кольца диаграммы направленности моды $l = 1$).

Влияние нагрева активной области ПЛЭН на ВТАХ представлено на рис. 6. Образование теплового волновода также облегчает возникновение генерации моды $l = 1$ (кривая 2, рис. 6, а). Эффективность генерации основной моды падает, что связано с локализацией поля в области теплового волновода и менее полным съемом инверсии в активной области. Нагрев активной области существенно влияет на образование кинков ВТАХ. На рис. 6, б видно, что при $\tau_n/\tau = 2$ область падающей части кинка уменьшается, а при $\tau_n/\tau = 10$ от кинка остается только перегиб ВТАХ. Следует отметить, что порог генерации моды $l = 1$ также совпадает с кинком ВТАХ. Нагрев в центре возбужденной области в точке перегиба кривой 3 равен всего 17° , что при температуре невозбужденного кристалла 300 К представляет собой незначительную величину. Из этого следует, что, исследуя работу ПЛЭН при учете эффектов насыщения, необходимо также учитывать тепловой режим работы лазера. На рис. 4, б и в показано пространственное распределение инверсии населенности при работе ПЛЭН с учетом тепловых эффектов. Видно, что наличие пассивного теплового волновода приводит к тому, что выжигание инверсии происходит менее эффективно. Тепловой волновод также приводит к большей стабильности картины дальней зоны излучения (рис. 5, б и в). Дальнее поле излучения основной моды практически неизменно до и после перегиба ВТАХ при $\tau_n/\tau = 10$ (рис. 5, в). Диаграмма направленности излучения ПЛЭН определяется модой теплового волновода, а волноведущее действие усиления незначительно, поэтому астигматизм излучения ослаблен и расходимость излучения значительно ниже ($\sim 4^\circ$), чем в случае отсутствия теплового нагрева активной области.

ВЫВОДЫ

В работе теоретически рассмотрена работа ПЛЭН с учетом насыщения в волноводной модели. Рассмотрены мощностные характеристики, процессы пространственного выжигания инверсии, картины ближнего и дальнего поля излучения. Показано, что при диаметре возбужденной области ~ 30 мкм

кинки ВТАХ основной пространственной моды возникают уже при 1,4-кратном превышении накачки над пороговым значением и вызваны они самофокусировкой лазерного излучения и пространственным выжиганием инверсии в активной области ПЛЭН. В момент возникновения кинка начинает выполняться условие генерации первой пространственной моды излучения. Поэтому в этой области для корректного рассмотрения работы ПЛЭН необходимо учесть и эту моду излучения. Расходимость основной моды излучения до кинка составляет $8-10^\circ$, после филаментации $\sim 4^\circ$. Диаграмма направленности первой пространственной моды представляет собой систему колец, центральное и наиболее интенсивное кольцо имеет расходимость $\sim 4^\circ$, второе $\sim 9^\circ$. Учет теплового нагрева активной области и образование теплового пассивного волновода сильно сглаживают картину образования кинков ВТАХ, а диаграмма направленности основной моды при этом стабилизируется.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Buus J.* A model for the static properties of DH lasers // IEEE J. Quant. Electron. 1979. Vol. QE-15, N 5. P. 734—739.
2. *Thompson G. H. B., Lovelace D. F., Turley S. E. H.* Kink in the light / current characteristics and nearfield shifts in GaAlAs heterostructure stripe lasers and their explanation by the effect of self-focusing on a built-in optical waveguide // Solid State Electron Dev. 1978. Vol. 2, N 1. P. 12—30.
3. *Asbeck P. M., Commack D. A., Daniele J. J., Klebanoff V.* Lateral mode behaviour in narrow stripe lasers // IEEE J. Quant. Electron. 1979. Vol. QE-15, N 5. P. 727—733.
4. *Lang R.* Lateral transverse mode instability and its stabilization in stripe geometry injection lasers // IEEE J. Quant. Electron. 1979. Vol. QE-15, N 5. P. 718—726.
5. *Wilt D. P., Yariv A.* A self-consistent static model of the double heterostructure laser // IEEE J. Quant. Electron. 1978. Vol. QE-14, N 10. P. 1941—1949.
6. *Сучков А. Ф.* Влияние неоднородностей на режим работы квантовых генераторов на твердом теле // ЖЭТФ. 1965. Т. 49, № 11. С. 1495—1503.
7. *Богданкевич О. В., Гончаров В. А., Лаврушин Б. М.* и др. Эффекты неоднородности возбуждения полупроводниковых лазеров с накачкой электронным пучком // ФТП. 1967. Т. 1, № 1. С. 7—14.
8. *Богданкевич О. В., Уласюк В. Н.* Влияние неоднородности возбуждения на порог генерации лазеров с электронной накачкой // Квантовая электрон. 1974. Т. 1, № 2. С. 357—364.
9. *Богданкевич И. Л., Богданкевич О. В., Дарзек С. А.* и др. Порог генерации и расходимость излучения полупроводниковых лазеров с продольной накачкой электронным пучком // Квантовая электрон. 1985. Т. 12, № 4. С. 848—851.
10. *Дарзек С. А., Туманова Л. А.* Неаксиальные типы колебаний в полупроводниковых лазерах с неоднородным возбуждением // Квантовая электрон. 1986. Т. 13, № 8. С. 1698—1700.
11. *Wilkinson J. H.* The algebraic eigenvalue problem. Oxford: Clarendon press, 1965. 619 p.
12. *Елисеев П. Г., Богатов А. П.* Явления в полупроводниковых лазерах, связанные с нелинейной рефракцией и влиянием носителей тока на показатель преломления // Тр. ФИАН. 1986. Т. 166. С. 15—51.

УДК 621.378.35

В. И. КОЗЛОВСКИЙ, П. В. РЕЗНИКОВ

ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ЭЛТ

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных в практическом применении характеристик лазерных электронно-лучевых трубок (ЛЭЛТ) является диаграмма направленности излучения. И хотя эта характеристика регистрировалась почти во всех работах по ЛЭЛТ, но до сих пор накопленный экспериментальный материал не был обобщен.

Уникальность лазера, составляющего основу ЛЭЛТ, заключается в малом объеме области возбуждения и значительной ее неоднородности как поперек, так и вдоль оси резонатора. Поперечная неоднородность и характерные размеры области возбуждения поперек оси резонатора определяются в основном распределением тока в электронном пятне, диаметр которого варьируется обычно от 10 до 50 мкм, а продольная неоднородность и характерная длина усиления вдоль резонатора определяются энергией электронов в пучке и составляют 3—10 мкм при 30—75 кэВ. Общая длина резонатора, которая обычно соответствует толщине полупроводниковой пластины, если зеркальные покрытия наносятся непосредственно на поверхности этой пластины, составляют при этом 20—100 мкм.

Поперечная неоднородность возбуждения вообще характерна полупроводниковым лазерам, и в отсутствие искусственно введенного оптического ограничения она определяет диаграмму направленности излучения [1]. В полупроводниковых лазерах с поперечной накачкой электронным пучком анализ такого типа неоднородности рассмотрен в работах [2—4], где, однако, не учтено, что в полупроводниках имеет место «гигантская» нелинейность показателя преломления [5], и неоднородность показателя преломления в возбужденной области может играть определяющую роль в формировании диаграммы направленности лазера. В лазерах с поперечной накачкой длина усиления велика (~ 1 мм) и нет явной неоднородности возбуждения вдоль оси резонатора.

Расходимость излучения полупроводниковых лазеров с продольной накачкой электронным пучком рассматривалась в работах [6—8] на примере лазеров (энергия электронов ≥ 200 кэВ), в которых продольная неоднородность хотя и имела место, но существенно не проявлялась, поскольку поперечные размеры возбужденной области были велики (более 0,1 мм).

Одновременное присутствие сильной поперечной и продольной неоднородностей в активном элементе ЛЭЛТ приводит к большему разнообразию диаграммы направленности и ее большей чувствительности к параметрам резонатора, температуре, режиму возбуждения, чем в лазерах с поперечной накачкой или в мощных лазерах с продольной накачкой. В настоящей работе на основании обобщения накопленного ранее экспериментального материала иллюстрируется ряд закономерностей в образовании диаграммы направленности излучения ЛЭЛТ, которые объясняются на основании простой модели, учитывающей неоднородность возбуждения введением кривизны одного из зеркал.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Непрерывный лазер

Рассмотрим сначала диаграмму направленности непрерывного лазера. Режим непрерывной генерации при продольной накачке электронным пучком к настоящему времени реализован лишь при криогенных температурах, $T_0 < 120$ К, с использованием наиболее высокотеплопроводящих материалов GaAs [9], GaSb [10] и InP [17]. На рис. 1 представлены фотографии изображения дальней зоны излучения при возбуждении различных точек активного элемента лазера из GaAs: Te с $n = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ и параметрами резонатора: $R_1 = 98\%$ — коэффициент отражения глухого зеркала со стороны падения электронного пучка (серебряное покрытие), $R_2 = 96 \div 98\%$ — коэффициент отражения полупрозрачного выходного зеркала (интерференционное покрытие), $h = 40$ мкм — толщина полупроводниковой пластины, являющаяся длиной резонатора. Возбуждение осуществлялось электронным пучком с энергией электронов $E_0 = 75$ кэВ, диаметром электронного пятна $d_0 = 12$ мкм и током, регистрируемым танталовым токосъемником, $I_T = 3$ мкА, что незначительно превышало пороговый уровень $I_{T\text{пор}} \approx 2,2$ мкА. Различие диаграммы направленности и других параметров излучения вблизи порога генерации у разных точек активного элемента обусловлено неоднородностью полупроводника.

Из рисунка видно, что в непрерывном полупроводниковом лазере могут быть реализованы диаграммы направленности, типичные для газовых He—Ne-лазеров с устойчивым резонатором, отвечающие возбуждению различных поперечных типов колебаний. Полный угол расходимости основного типа (00q) составляет примерно 5°. С увеличением превышения над порогом расходимость обычно увеличивается примерно до 10° [48].

В активных элементах с большей длиной резонатора получить ярко выраженные поперечные типы колебаний, как на рис. 1, не удастся. Типичная картина дальней зоны излучения активного элемента с $h \approx 80$ мкм представлена на рис. 2, а. Ток пучка составлял 6 мкА при пороговом 3 мкА. Остальные параметры резонатора и электронного пучка были те же, что на рис. 1. В этом случае диаграмма направленности симметрична во всех точках активного элемента и наряду с основным максимумом имеет место слабая кольцевая структура, связанная с толщиной полупроводниковой пластины, фрагмент которой показан на рис. 2, б. При генерации на одной продольной моде ширина кольца настолько мала, что в этом случае наблюдается вторая более частая серия колец, которую можно отнести к проявлению резонатора Фабри—Перо, образованного сапфировой подложкой.

На некоторых активных элементах кольцевая структура диаграммы направленности разбивается на отдельные пятна. Этот случай представлен на рис. 2, в. Он наблюдался при возбуждении активного элемента из GaAs с $h = 65$ мкм и $I_T = 5$ мкА.

В заключение отметим, что дальняя зона излучения, подобная представленной на рис. 1, наблюдается также и в импульсно-периодическом режиме возбуждения, в том числе и для активных элементов из соединений $\text{Al}^{\text{IV}}\text{BV}^{\text{I}}$, когда частота повторения импульсов достаточно велика ($\nu \gtrsim 1$ МГц), а длительность импульса достаточно мала ($t_{\text{и}} \lesssim 10$ нс), чтобы флуктуация температуры возбужденной области была невелика, а температурный профиль был близок к тому, который установился бы при той же средней мощности накачки в непрерывном режиме.

2.2. Быстрый сканирующий режим возбуждения

В режиме возбуждения сканирующим электронным пучком при достаточно большой скорости сканирования $v_{\text{ск}}$ можно свести до минимума разогрев области возбуждения даже при предельно достижимых плотностях тока

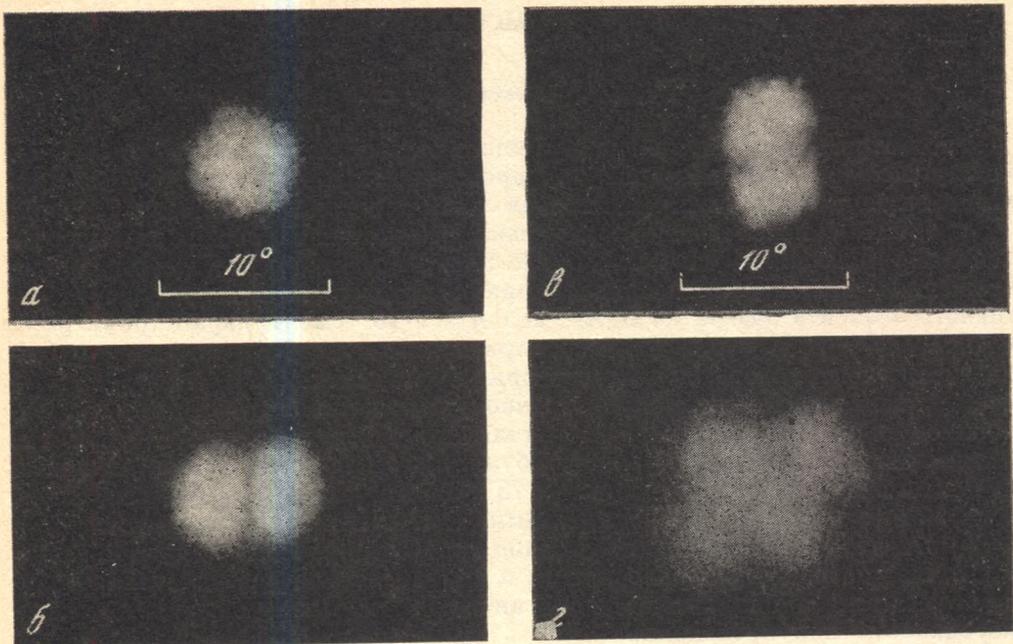


Рис. 1. Дальнее поле излучения непрерывного лазера

a — ТЕМ (00 q); *б* — (10 q); *в* — (01 q); *г* — (11 q). GaAs: Te, $R_1R_2 = 0,96$, $h = 40$ мкм, $E_0 = 75$ кВ, $d_n = 12$ мкм, $T_0 = 80$ К

электронного пучка $j = 10^2 \div 10^3$ А·см⁻² [11]. Исключить влияние тепловых эффектов можно также в случае импульсного возбуждения неподвижным электронным пучком. Однако оценки показывают, что в этом случае длительность импульса накачки t_H при $j > 100$ А·см⁻² должна быть сравнима с временем жизни неравновесных носителей ($\tau \approx 1 \div 3$ нс). При $d_n \approx 15$ мкм сделать это довольно трудно — необходимо использование формирующей и регистрирующей техники в наносекундном диапазоне. Поэтому в данном разделе в основном приводятся исследования диаграммы направленности излучения активного элемента в сканирующем режиме накачки с усреднением по длине строки 1—2 мм (микросекундный диапазон), при скоростях $v_{СК} > 2 \cdot 10^5$ см·с⁻¹, что соответствует времени возбуждения отдельной точки (времени коммутации) $t_H < 7$ нс, хотя полученные результаты справедливы также и для импульсного режима накачки с малым разогревом активной области лазера.

На рис. 3 представлены картины дальнего поля излучения трех активных элементов из CdS, CdSe и GaAs при $E_0 = 75$ кВ, $T_0 = 80$ К, $I_T = 300$ мкА при двух различных диаметрах возбужденной области $d_n = 15$ и 40 мкм. При $d_n \geq 40$ мкм диаграмма направленности состоит из центрального пятна и развитой кольцевой структуры, более четко проявляющихся при большем диаметре электронного пятна. С уменьшением d_n центральное пятно увеличивается, кольца уширяются в сторону увеличения углового значения и кольцевая структура в значительной степени замывается (рис. 3, *a*, *в*). Доля мощности в кольцах зависит от качества полупроводникового соединения и увеличивается с увеличением коэффициента отражения зеркал и длины резонатора (см. рис. 5). В ряде случаев в центральном пятне находится менее 40% всей мощности.

В низкороговых лазерах центральное пятно с уменьшением d_n , постепенно расширяясь, превращается в широкое кольцо, так что в центре диаграммы направленности образуется провал в интенсивности излучения (рис. 3, *с*, *д*). Замечено, что наиболее хорошо провал наблюдается в ЛЭ с механической полировкой резонаторных поверхностей и хуже при образо-

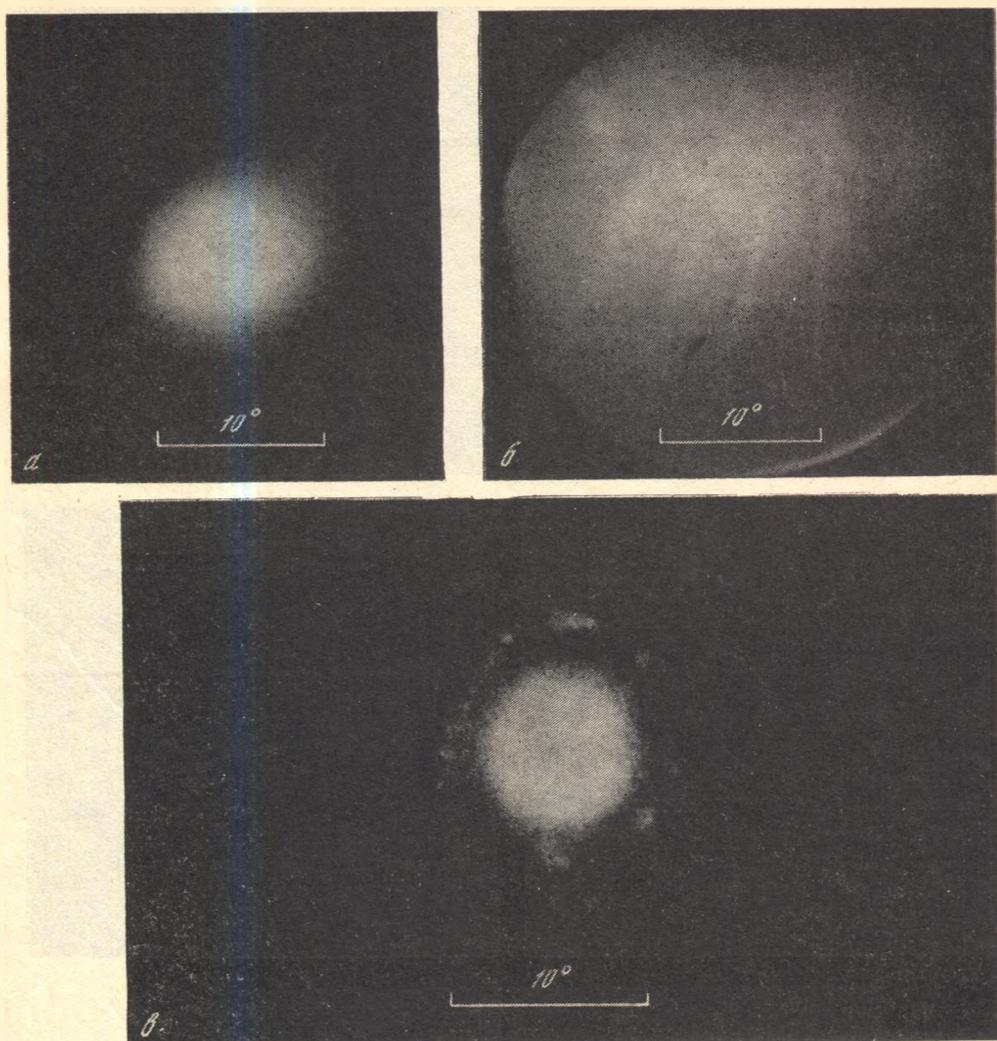


Рис. 2. Дальнее поле (а, в) и фрагмент его кольцевой структуры (б) излучения непрерывного лазера при $h = 80$ мкм (а, б) и 65 мкм (в)

вании микрорельефа на этих поверхностях в результате химической или химико-механической полировки.

Характерные угловые значения колец и центрального пятна зависят от многих параметров: E_0 , R_1 , R_2 , T_0 , от коэффициентов нерезонансных потерь внутри резонатора и резонансного поглощения в пассивных областях полупроводниковой пластины, т. е. от всех тех параметров, которые в той или иной степени определяют пороговую концентрацию неравновесных носителей $n_{пор}$. Наиболее яркой является зависимость углового значения первого кольца от рабочей температуры активного элемента, что иллюстрируется на рис. 4. С увеличением T от 80 до 300 К угловое значение первого кольца увеличивается примерно в 1,7 раза.

Дальняя зона генерации двух ЛЭ, отличающихся длиной резонатора, представлена на рис. 5. На рис. 6 приведена зависимость половинного угла первого кольца в диаграмме направленности от длины резонатора для различных полупроводниковых соединений. Штриховая соответствует зависимости $\theta_1 \sim h^{-0,5}$. Так же как в любом другом лазере, с увеличением длины резонатора происходит сужение диаграммы направленности. Из рис. 6 вид-

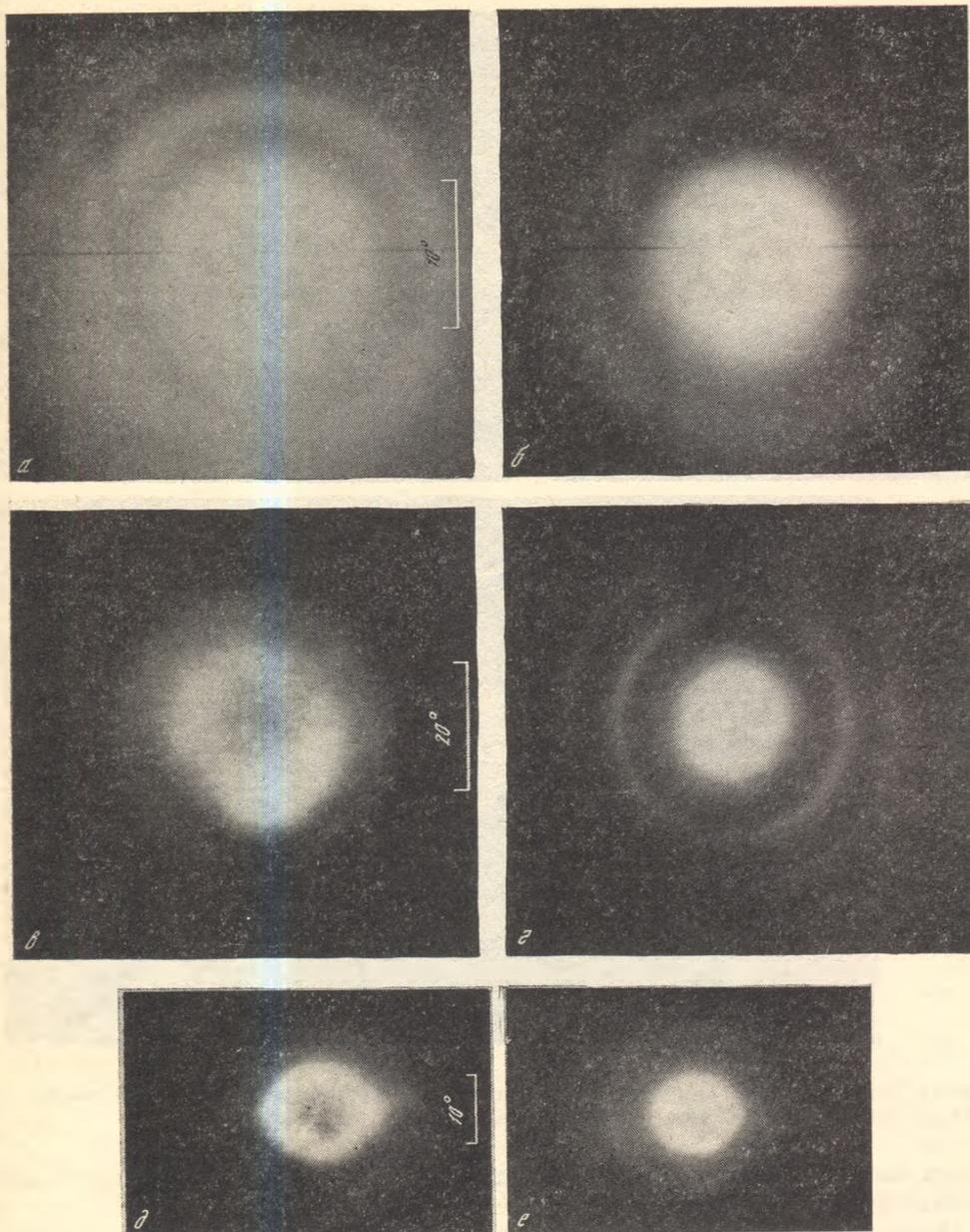


Рис. 3. Дальнее поле излучения трех ЛЭ в режиме быстрого сканирования при двух значениях диаметра электронного пучка $d_0 = 15$ мкм (*а, в, д*) и 40 мкм (*б, г, е*)

а, б — CdS, $R_1R_2 = 0,8$, $h = 25$ мкм, химическая полировка; *в, г* — CdSe, $R_1R_2 = 0,8$, $h = 15$ мкм, механическая полировка; *д, е* — GaAs, $R_1R_2 = 0,9$, $h = 30$ мкм, механическая полировка. $T_0 = 80$ К; $E_0 = 75$ кэВ; $v_{СК} \approx 2 \cdot 10^8$ см s^{-1} ; $I_T = 300$ мкА

но, что, несмотря на значительное отличие в длине волны генерации ($\lambda_T = 375$ нм для ZnO и 825 нм для GaAs), зависимость $\theta_1(h)$ является общей для всех ЛЭ и несколько более пологой, чем зависимость $h^{-0,5}$ (кроме, может быть, ЛЭ из ZnO).

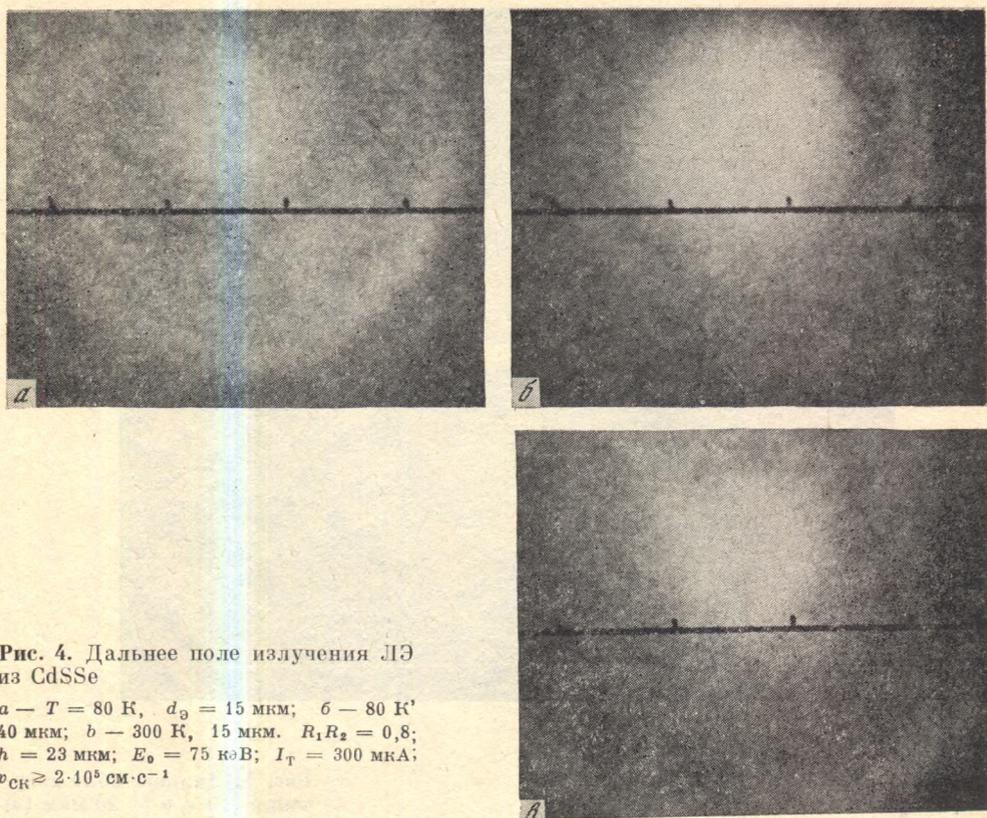


Рис. 4. Дальнее поле излучения ЛЭ из CdSSe

$a - T = 80 \text{ K}, d_0 = 15 \text{ мкм}; b - 80 \text{ K}, 40 \text{ мкм}; b - 300 \text{ K}, 15 \text{ мкм}. R_1 R_2 = 0,8; h = 23 \text{ мкм}; E_0 = 75 \text{ кэВ}; I_T = 300 \text{ мкА}; v_{\text{СК}} \geq 2 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$

2.3. Тепловой клин

С практической точки зрения важным также является случай медленного сканирования. В этом случае в возбужденной области активного элемента образуется тепловой клин вдоль направления сканирования электронного пучка, обусловленный зависимостью показателя преломления полупроводника от температуры [11].

Проявление теплового клина в формировании диаграммы направленности демонстрируется на рис. 7 для активного элемента из пластинчатого кристалла CdS с $R_1 R_2 \approx 0,9, h \approx 20 \text{ мкм}$ при $T = 80 \text{ K}, E_0 = 75 \text{ кэВ}, d_0 = 15 \text{ мкм}, I_T = 300 \text{ мкА}$. При сканировании электронного пучка в одном направлении с $v_{\text{СК}} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ (рис. 7, а) диаграмма направленности излучения лазера несимметрична, средний угол отклонения от оси резонатора в сторону, противоположную сканированию составляет примерно 20° . При изменении направления сканирования на противоположное излучение отклоняется в противоположную сторону (рис. 7, б). На рис. 7, в представлена картина дальней зоны излучения лазера, образующаяся при одинаковом сканировании электронного пучка вдоль строки в обоих направлениях.

С увеличением скорости сканирования угол отклонения излучения от оси резонатора уменьшается и одновременно усиливается центральное пятно. При $v_{\text{СК}} = 2 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ диаграмма направленности становится симметричной (рис. 7, г).

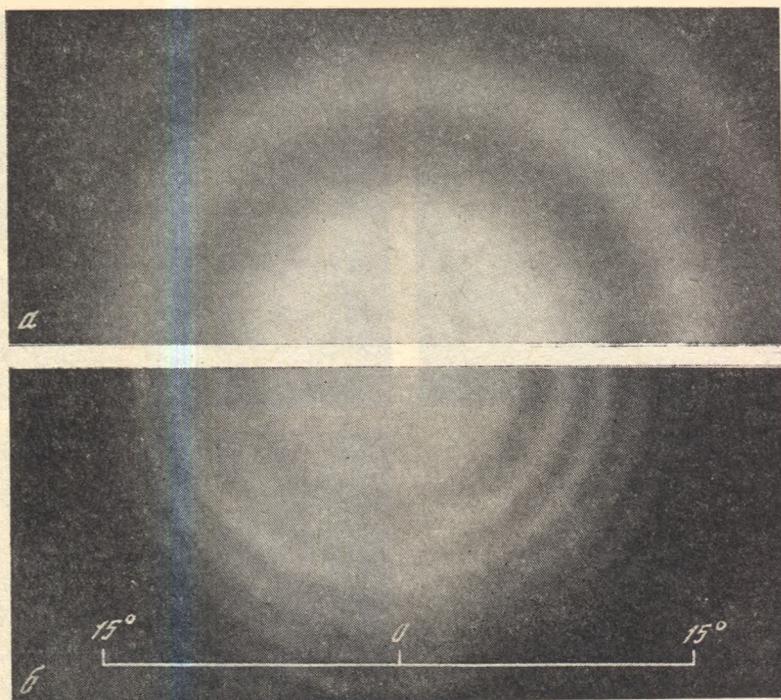


Рис. 5. Дальнее поле излучения ЛЭ с $h = 20$ мкм (а) и 155 мкм (б)

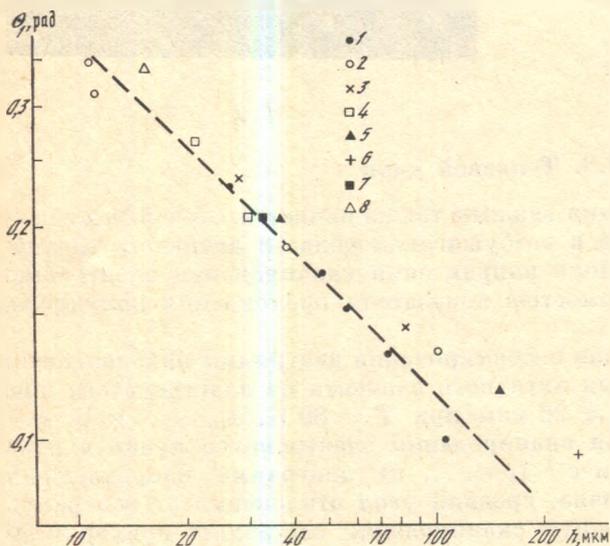


Рис. 6. Зависимость углового радиуса первого кольца θ_1 от h для ЛЭ из различных материалов

- 1 — ZnO;
 2 — CdS;
 3 — GaAs;
 4 — CdSSe;
 5 — CdSSe/CdS;
 6 — CdS с клеем в резонаторе;
 7 — ZnCdS;
 8 — CdSe

3. ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Модель лазера

В теоретическом анализе работы полупроводникового лазера с накачкой электронным пучком поперечная к оси резонатора неоднородность возбуждения учитывалась заданием соответствующего профиля комплексной диэлектрической проницаемости [12]:

$$\varepsilon(x, y) = \varepsilon_0 + \delta\varepsilon'_0(x, y) + i\varepsilon''_0 - i\varepsilon''(x, y), \quad (1)$$

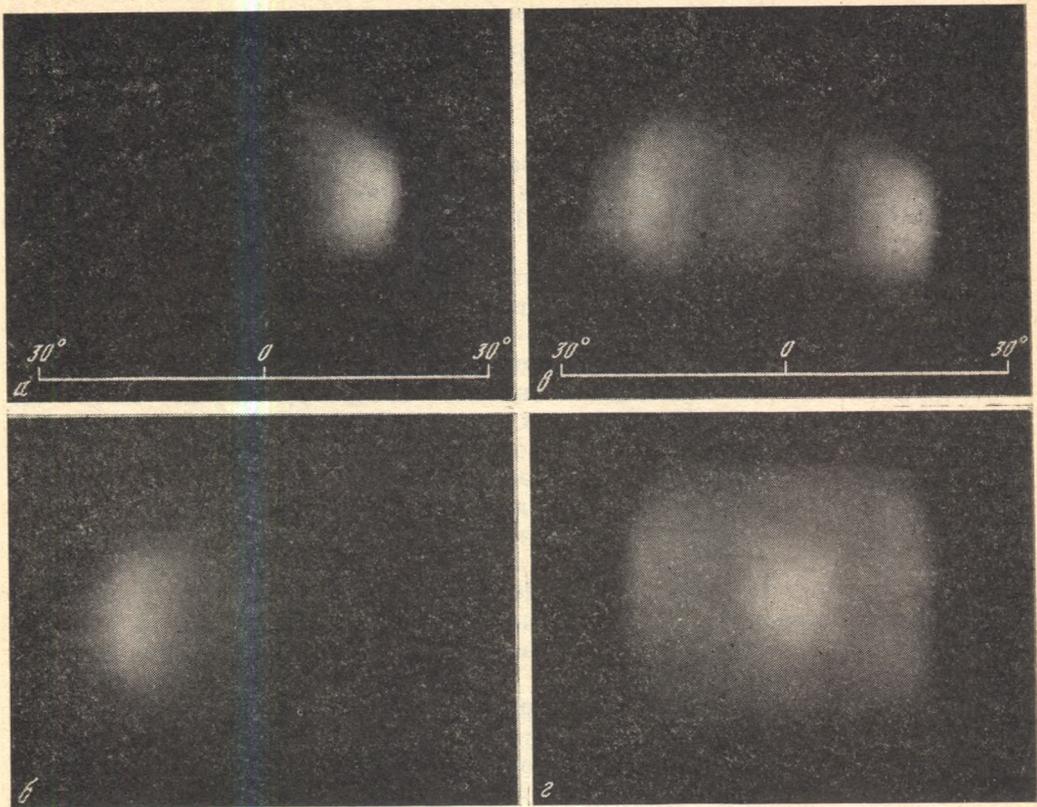


Рис. 7. Дальнее поле излучения ЛЭ из CdS при сканировании с $v_{\text{ск}} \approx 3 \cdot 10^4$ см·с⁻¹ в одну сторону (а), в противоположную (б), в обе стороны (в) и с $v_{\text{ск}} \approx 2 \cdot 10^5$ см·с⁻¹ в обе стороны (г)

$h = 20$ мкм; $R_1 R_2 = 0,9$; $T_0 = 80$ К; $E_0 = 75$ кВ; $d_s = 15$ мкм; $I_s = 300$ мА

где x, y — поперечные к оси резонатора координаты, ϵ_0 — действительная часть диэлектрической проницаемости невозбужденного полупроводника, ϵ_0'' описывает нерезонансные потери излучения и связана с параметрами резонатора выражением

$$\epsilon_0'' = (\epsilon_0^{1/2} c / 2h\omega_0) [\ln (1/R_1 R_2) + 2\kappa h], \quad (2)$$

где R_1 и R_2 — коэффициенты отражения зеркал резонатора, h — его длина, κ — коэффициент поглощения излучения на единицу длины в полупроводнике на частоте генерации ω_0 , включающий нерезонансные потери и поглощение в пассивных областях полупроводника. Величины $\delta\epsilon_0'(x, y)$ и $\epsilon^*(x, y)$ описывают соответственно неоднородность показателя преломления $\delta N(x, y) = \delta\epsilon_0'(x, y) / 2\epsilon_0^{1/2}$ и усиления $g(x, y) = (2\omega_0 / c\epsilon_0^{3/2}) \epsilon^*(x, y)$, обусловленные неоднородностью возбуждения. В таком рассмотрении пороговое условие, распределение поля в ближней зоне, диаграмма направленности определяются максимальными приращениями $\delta\epsilon_0'(0, 0)$ и $\epsilon^*(0, 0)$ и характерными поперечными размерами области возбуждения.

При сравнении теоретического анализа с экспериментальными данными как для лазеров с поперечной накачкой [2—4], так и для лазеров с продольной накачкой [7, 13], считалось, что $|\delta\epsilon_0'| \ll |\epsilon^*|$. Покажем, что при работе активных элементов лазерных ЭЛТ обычно реализуется обратная ситуация.

Действительно, для типичных параметров активного элемента из CdS:

$R_1 R_2 = 0,9$; $h = 30$ мкм; $\kappa = 15$ см⁻¹; $\lambda = 0,5$ мкм, $\epsilon_0^{1/2} \simeq 2,8$ — по формуле (2) получаем $\epsilon_0' \simeq 0,7 \cdot 10^{-3}$. Величина ϵ'' примерно равна ϵ_0' в случае, если потери, связанные с неоднородностью возбуждения (конфигурационные в [2]), малы по сравнению с другими потерями, и $\epsilon'' > \epsilon_0'$, когда они становятся заметными. Однако ϵ'' вряд ли может быть больше $2 \cdot 10^{-3}$, поскольку в противном случае при длине усиливающей среды вдоль резонатора 10 мкм ($E_0 = 75$ кэВ) это соответствовало бы достижению коэффициента усиления больше 500 см⁻¹, что маловероятно. Поэтому можно уверенно считать, что $\epsilon'' < 2 \cdot 10^{-3}$.

Основной вклад в изменение действительной части диэлектрической проницаемости $\delta\epsilon_0$ в возбужденной области на частоте генерации связан с изменением спектра поглощения в спектральной области межзонных переходов [5], а не со сдвигом частоты плазменного резонанса, как это считалось в [12]. Установлено, что для GaAs при комнатной температуре $\delta\epsilon_0 \simeq -5 \cdot 10^{-20} n$, где n — концентрация неравновесных носителей тока [5], причем коэффициент пропорциональности зависит от температуры полупроводника как T^{-1} . Наши эксперименты по наблюдению сдвига мод резонатора Фабри—Перо от накачки для активных элементов из CdS [11] дали для этого материала значения коэффициента пропорциональности $\delta\epsilon_0'/n \simeq -3 \cdot 10^{-20}$ см³ для $T = 300$ К и -10^{-19} см³ для $T = 80$ К (более низкие, чем у GaAs). Учитывая теперь, что при $T_0 = 80$ К (температура криостата) пороговая концентрация неравновесных носителей для активных элементов из CdS порядка 10^{18} см⁻³, а при 300 К — примерно $8 \cdot 10^{18}$ см⁻³ [11], получаем оценку $\delta\epsilon_0'$ (80 К) = $-0,1$ и $\delta\epsilon_0'$ (300 К) = $-0,24$, что по абсолютной величине более чем на порядок превышает верхнюю оценку для $|\epsilon''|$. Отрицательный знак $\delta\epsilon_0$ говорит о том, что мы имеем дело с антиволноводной неоднородностью. Для GaAs мы получим не намного большие значения для $\delta\epsilon_0$, поскольку хотя $\delta\epsilon_0'/n$ больше для этого материала, но пороговые значения концентраций неравновесных носителей заметно меньше.

В непрерывном и импульсно-периодическом режимах накачки на $\delta\epsilon_0'$ может оказывать влияние также разогрев возбуждаемой области. Согласно [14] $\delta\epsilon_0' \approx 5 \cdot 10^{-3} \delta T$ и при $\delta T > 1$ К значение $\delta\epsilon_0'$ также должно превышать ϵ'' . Положительный знак $\delta\epsilon_0'$ говорит о том, что в этом случае мы имеем дело с волноводной неоднородностью. Следует, однако, иметь в виду, что характерные размеры заметно разогретой области полупроводника могут превышать размеры области возбуждения.

Оценим теперь, каков минимальный разогрев возбужденной области при коротком импульсе накачки или быстром сканировании. Не будет температурное приращение $|\delta\epsilon_0'(\Delta T)|$ всегда больше, чем приращение $|\delta\epsilon_0'(\Delta n)|$, связанное с изменением края поглощения при высокой концентрации неравновесных носителей. Поскольку КПД активных элементов ЛЭЛТ не превышает 20%, то будем считать, что вся энергия, необходимая для создания пороговой концентрации неравновесных носителей, идет в нагрев активной области. Тогда минимальное приращение температуры на пороге генерации можно оценить по формуле [15]:

$$\Delta T_{\min}^{\text{пор}} = n_{\text{пор}} \cdot 3\epsilon_g (\rho c)^{-1}, \quad (3)$$

где ϵ_g — ширина запрещенной зоны, ρc — произведение плотности и удельной теплоемкости кристалла. Полагая $3\epsilon_g = 7,5$ эВ и $\rho c = 1$ и 2 Дж·см⁻³·К⁻¹ при $T = 80$ К и 300 К, $n_{\text{пор}}$ (80 К) = 10^{18} см⁻³ и $n_{\text{пор}}$ (300 К) = $8 \cdot 10^{18}$ см⁻³ для активного элемента из CdS соответственно получаем оценки: $\Delta T_{\min}^{\text{пор}}$ (80 К) ≈ 1 К и $\Delta T_{\min}^{\text{пор}}$ (300 К) ≈ 5 К, что соответствует $\delta\epsilon_0'$ (80 К) $\approx 5 \cdot 10^{-3}$ и $\delta\epsilon_0'$ (300 К) $\approx 2,5 \cdot 10^{-2}$. Эти оценки значительно меньше по абсолютной величине, чем соответствующие оценки антиволноводной неоднородности, сделанные выше.

При максимальных уровнях накачки, которыми мы располагали в наших экспериментах, в нелазерном режиме возбуждения CdS удается реализовать

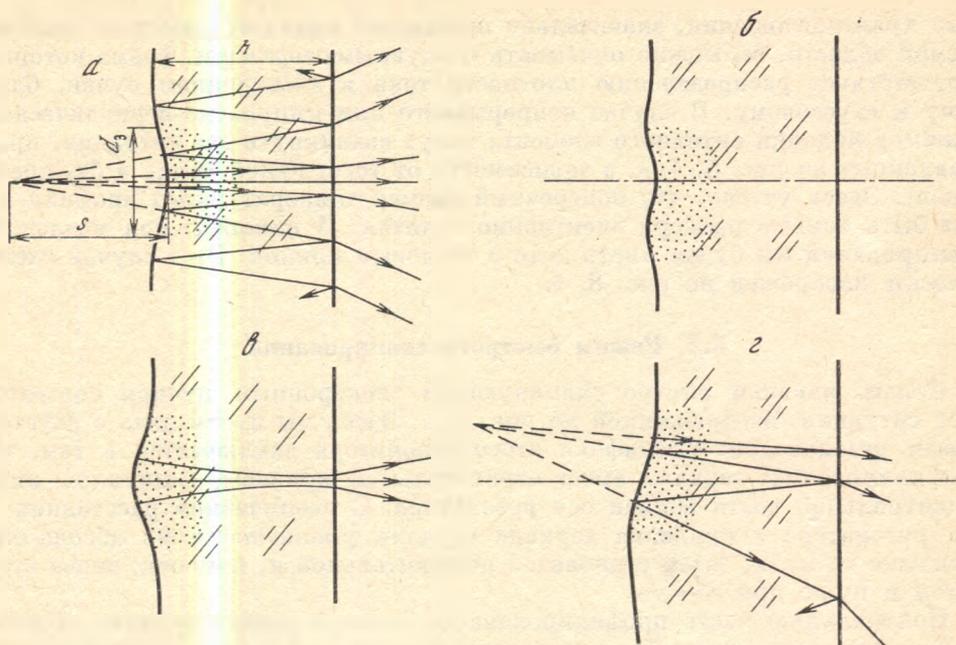


Рис. 8. Схематическое изображение модельного резонатора в режимах быстрого сканирования (а), медленного (б) и непрерывного при различных температурных профилях (б, в)

$$\delta - d_T > d_1; |\delta \epsilon'_0(T)| \leq |\delta \epsilon'_0(n)|; s - d_T = d_2; |\delta \epsilon'_0(T)| > |\delta \epsilon'_0(n)|$$

$n \simeq 2,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При таких накачках минимальное приращение температуры возбуждаемой области составит $\Delta T_{\min}(80 \text{ K}) = 25 \text{ K}$ и $\Delta T_{\min}(300 \text{ K}) = 15 \text{ K}$, что соответствует $\delta \epsilon'_0(80 \text{ K}) \simeq 1,2 \cdot 10^{-1}$ и $\delta \epsilon'_0(300 \text{ K}) = 7,5 \cdot 10^{-2}$. Реальные значения $\delta \epsilon'_0$, обусловленные разогревом возбуждаемой области, при накачке короткими импульсами с длительностью порядка времени жизни (1–3 нс) должны быть заметно меньше, так как за столь малые времена в кристалле не успевает устанавливаться равновесие в фоновой подсистеме. Однако даже эти завышенные оценки показывают, что при достаточно коротких импульсах накачки или достаточно быстром сканировании на пороге генерации и даже при значительных превышениях порога легко реализуется случай, когда суммарное значение $\delta \epsilon'_0$ имеет отрицательный знак и по абсолютному значению порядка нескольких десятых, что значительно превышает $|\epsilon''|$.

Таким образом, во всех практически важных режимах работы активного элемента ЛЭЛТ реализуется случай $|\delta \epsilon'_0| \gg |\epsilon''|$, и именно величина $\delta \epsilon'_0$ определяет конфигурацию поля в резонаторе и диаграмму направленности.

Учитывая теперь, что характерная глубина возбужденной области z_0 во всех практически важных случаях не превышает 10 мкм ($E_0 = 75 \text{ кэВ}$) и с уменьшением E_0 уменьшается как E_0^2 [3], а длина резонатора при современной технологии изготовления активных элементов больше 25 мкм, т. е. z_0 меньше или много меньше h , анализ диаграммы направленности будем вести на основе модели лазера, в которой неоднородность $\delta \epsilon'_0$, обусловленная возбуждением, учитывается кривизной одного из зеркал. Модель поясняется рис. 8. Штриховка на рисунке выделяет область усиления, которая имеет ограниченные размеры поперек резонатора, что связано с поперечной неоднородностью мнимой части диэлектрической проницаемости. Продольная неоднородность ϵ'' и ее зависимость от поперечного размера в данном анализе не имеют значения, поскольку $|\delta \epsilon'_0| \gg |\epsilon''|$.

В случае, если вклад в $\delta \epsilon'_0(n)$, обусловленный изменением фундаменталь-

ного края поглощения, значительно превышает вклад от разогрева возбуждаемой области, $\delta\epsilon_0$ можно описывать «выпуклым» зеркалом, форма которого соответствует распределению плотности тока в электронном пучке, близкому к гауссовому. В случае непрерывного или импульсно-периодического режимов накачки активного элемента могут возникнуть две ситуации, представленные на рис. 8, б, в, в зависимости от того, какой вклад в $\delta\epsilon_0$ преобладает. Здесь учтено, что поперечный размер температурного профиля может быть больше размера электронного пятна. И наконец, при медленном сканировании мы будем иметь дело с тепловым клином. Этот случай схематически изображен на рис. 8, г.

3.2. Режим быстрого сканирования

Режим накачки быстро сканирующим электронным пучком соответствует ситуации, изображенной на рис. 8, а. Здесь мы имеем дело с неустойчивым резонатором. Специфика этого резонатора заключается в том, что профилированное зеркало имеет отрицательную кривизну (выпуклое) лишь в центральной части вблизи оси резонатора. С увеличением расстояния от оси резонатора r кривизна зеркала сначала уменьшается по абсолютной величине до нуля, затем становится положительной и, наконец, снова стремится к нулю при $r \rightarrow \infty$.

Центральную часть профилированного зеркала можно считать сферической, с радиусом сферы R и поперечным размером d , которые оценим позже. Рассмотрим резонатор, образованный этим зеркалом и мнимым зеркалом того же радиуса, симметричным относительно плоскости выходного зеркала. Основная мода такого неустойчивого резонатора в приближениях геометрической оптики описывается суперпозицией двух сферических волн с однородным распределением интенсивности по фронту, исходящих из двух центров, расположенных на оси резонатора на расстоянии s от центров сферических зеркал [16]. Величина s определяется простым выражением

$$s/h^* = (1 + R/h^*)^{1/2} - 1, \quad (4)$$

где $h^* = h [1 - (\delta N/N) z_0/h] \approx h$.

Полный внешний угол расходимости θ излучения такого лазера, ограниченного размером сферического зеркала d , можно оценить по формуле

$$\theta = dN/s. \quad (5)$$

«Боковое» излучение, вышедшее из области сферичности профилированного зеркала, попадает в область клина, где кривизна зеркала изменяет свой знак, и через несколько проходов — в область плоскопараллельного резонатора Фабри—Перо. Спектральный состав этого излучения определен «приосевым» неустойчивым резонатором и состоит из нескольких продольных мод λ_M , лежащих в контуре усиления и удовлетворяющих соотношению:

$$2h (1 - \delta N z_0/Nh) = (\lambda_M/N) M, \quad (6)$$

где M — целое число.

Резонатор Фабри—Перо выпускает наружу излучение, распространяющееся внутри полупроводникового кристалла лишь под углами β_{PM} к оси резонатора, удовлетворяющими следующему интерференционному соотношению:

$$2h \cos \beta_{PM} = P\lambda_M/N, \quad (7)$$

где P — целое число, причем $P \ll M$, а угол β_{PM} связан с углом в воздухе α_{PM} обычным соотношением

$$\sin \alpha_{PM} = N \sin \beta_{PM}. \quad (8)$$

Предполагая малость углов β_{PM} , формулы (6) и (7) можно преобразовать к виду

$$\beta_{PM} = \left[z \left(1 - \frac{P}{M} + \frac{z_0}{h} \frac{\delta N}{N} \frac{P}{M} \right) \right]^{1/2} \quad (9)$$

и

$$\beta_{P-1, M}^2 - \beta_{PM}^2 = \lambda_M / hN \approx 1/M. \quad (10)$$

Из (9) видно, что минимальное значение для β_{PM} , соответствующее первому кольцу в кольцевой структуре (см. рис. 3), достигается при $P = M$:

$$\beta_{MM} = [(2z_0/h) \delta N/N]^{1/2} \quad \text{и} \quad \alpha_{MM} = [(z_0/h) |\delta \epsilon'_0|]^{1/2}. \quad (11)$$

Рассмотрим теперь, чем определяется ширина кольца. Как показал эксперимент, в каждом кольце и центральном пятне в дальней зоне излучения активных элементов спектр генерации идентичен, т. е. каждое кольцо формируется всеми продольными модами. Это возможно, если соседние продольные моды, отвечающие индексам M и $M + 1$, представлены в каждом кольце разными индексами P и $P + 1$, соответственно. Поэтому в первом кольце, в котором $M = P$, увеличение числа мод не сказывалось бы на его угловой ширине (см. (9)) и определялось бы лишь шириной продольной моды [6], если бы $\delta N/N$ было одинаково для всех продольных мод. Однако $\delta N/N$ заметно увеличивается (на несколько десятков процентов) с увеличением длины волны аксиальной моды. Поэтому увеличение ширины спектра с длинноволновой стороны, обычно наблюдаемое при увеличении уровня накачки, приводит к угловому уширению колец в сторону их увеличения.

Вернемся теперь к формулам (4) и (5) и определим параметры R и d . При набегании плоской волны на сферическое выпуклое зеркало радиусом R в модельном резонаторе разность хода в точке пересечения оси резонатора с поверхностью зеркала и в точке этой поверхности на расстоянии r от оси равна $r^2/2R$. Приравнявая этому значению разность хода лучей, распространяющихся вдоль оси на расстоянии r от нее, в исследуемом резонаторе с активной областью толщиной z_0 и с поперечным распределением показателя преломления $\delta N(r) = \delta N \exp(-4r^2/d_0^2)$, получим выражение для R :

$$\frac{r^2}{2R} \approx \left\{ \frac{z_0}{c} \left[N - \delta N \exp\left(-\frac{4r^2}{d_0^2}\right) \right] - \frac{z_0}{c} (N - \delta N) \right\} \frac{c}{N}. \quad (12)$$

откуда при $r \ll d_0/2$ получаем

$$R \approx (d_0^2/8z_0) N/\delta N. \quad (13)$$

Подставляя типичные значения $d_0 \approx 15$ мкм, $z_0 = 10$ мкм, $N = 3$ и $\delta N = 4 \cdot 10^{-2}$ для CdS при $T = 300$ К, получаем $R \approx 0,2$ мм. При 80 К R в несколько раз больше, поэтому при $T < 300$ К можно считать $R \gg h$.

При оценке d примем во внимание, что отклонение профилированного зеркала от сферического становится заметным лишь при $r \gtrsim d_0/4,4$, когда кривизна уменьшается вдвое по сравнению со значением при $r = 0$. Поэтому возьмем $d \approx 0,5d_0$.

Подставляя в (4) и (5) найденные выражения для R и d и учитывая, что $R \gg h$, получаем оценку для половинного угла расходимости центрального пятна в диаграмме направленности:

$$\theta_0 \approx 1/2 (z_0 h^{-1} |\delta \epsilon'_0|)^{1/2}. \quad (14)$$

Сравнивая полученное выражение с формулой (11) для α_{MM} , видим, что центральное пятно примерно вдвое уже, чем первое кольцо. Температура полупроводника, коэффициенты отражения зеркал и коэффициент потерь в резонаторе влияют на θ_0 и α_{MP} лишь через зависимость $\delta \epsilon'_0$ от этих параметров. Значение $\delta \epsilon'_0$ зависит от h . В случае слабой зависимости $\delta \epsilon'_0(h)$ мы получаем типичную для других лазеров обратнокорневую зависимость угла расходимости от длины резонатора [16].

Перейдем теперь к обсуждению экспериментального факта замазывания кольцевой структуры и образования осевого провала в диаграмме направленности низкороговых активных элементов при значительном превышении над порогом генерации. До сих пор мы предполагали, что излучение генерируется в неустойчивом приосевом резонаторе. Часть его выходит вдоль оси резонатора, формируя центральное пятно в дальней зоне. Боковое излучение, частично усиливаясь в периферийных частях области возбуждения, выходит из активного элемента в основном через плоскопараллельный пассивный резонатор Фабри—Перо, т. е. просматривается схема: задающий генератор — усилитель — селектор по направлениям. Усилитель в этом случае моделируется усиливающей средой, помещенной в резонатор с наклонными зеркалами. Минимальный угол вхождения в усилитель излучения генератора превышает угол θ_0/N , который оценивается по формуле (14). При достаточно большом θ_0 излучение задающего генератора проходит усилитель за малое число проходов и при больших уровнях накачки усилитель работает не в насыщении и может возбуждаться. Для этого необходимо, чтобы число проходов фотона собственной моды было больше, чем соответствующая величина для излучения задающего генератора. Поскольку минимальный угол, под которым может распространяться фотон собственной моды, равен половине угла перекося зеркал α , то необходимое условие возбуждения усилителя есть

$$\alpha < 2\theta_0/N, \quad (15)$$

где α связан с неоднородностью возбуждения соотношением

$$\alpha = 2^{3/2} (1 - e^{-1/2}) \frac{z_0}{d_3} \frac{\delta N}{N} \approx \frac{z_0}{d_3} \frac{\delta N}{N}. \quad (16)$$

Подставляя в (15) значения θ_0 и α из (14) и (16), получим условие

$$\delta N/N < 2d_3^2/z_0h. \quad (17)$$

Условие (17) выполняется практически всегда, поскольку $\delta N/N < 10^{-2}$, $2d_3^2/z_0h \sim 1$. Это означает, что возбуждение нулевой моды (возбуждение задающего генератора) не препятствует возбуждению первой осесимметричной боковой моды (возбуждению усилителя) при более высоких уровнях накачки, превышающих пороговый уровень возбуждения нулевой моды. Более того, при значительных превышениях над порогом генерации боковая мода может «задавить» нулевую в результате конкуренции, обусловленной перекрытием их объемов (объем, занимаемый боковой модой, превышает объем, занимаемый нулевой модой). Вероятно, это и является причиной появления осевого провала в диаграмме направленности (рис. 3, е, д).

Излучение боковой моды (самовозбужденного усилителя) в дальней зоне будет сконцентрировано в кольце (это кольцо не имеет отношения к ранее упоминавшейся кольцевой структуре) с внутренним угловым значением $\theta' = \alpha N/2$ и внешним $\theta'' = (\alpha N/2) \cdot 4m$, где m — число проходов фотона до выхода из резонатора, образованного наклонными зеркалами. Оценка показывает, что $m = (d_3/2h\alpha)^{1/2}$. Используя выражение (16) для α , окончательно находим

$$\theta' = \frac{z_0}{d_3} \frac{|\delta \varepsilon_0|}{N}, \quad \theta'' = \left(\frac{z_0}{h} |\delta \varepsilon_0| \right)^{1/2}. \quad (18)$$

Следует, однако, отметить, что основная доля интенсивности излучения боковой моды должна быть сосредоточена вблизи θ' , поскольку на более узкую область резонатора с наклонными зеркалами приходится большая часть интенсивности накачки.

В заключение этого раздела проведем численные оценки и сравним их с экспериментальными результатами. При уменьшении T с 300 К до 80 К, как уже отмечалось выше (см. рис. 4), наблюдается сужение первого кольца

в кольцевой структуре в 1,7 раза. По формуле (11) это соответствует уменьшению $\delta\epsilon'_0$ в 3 раза. Такое уменьшение вполне соответствует оценкам, проведенным в разделе 3.1. В случае, которому соответствует рис. 3, $z_0 = 10$ мкм, $h = 15$ мкм, $\delta\epsilon'_0 \simeq 0,1$ (если предположить, что $\delta\epsilon'_0$ для CdSe и CdS примерно одинаковы), $N \simeq 3$, $\lambda = 0,69$ мкм. Тогда согласно (14), (11), (10) получаем следующие оценки: $\theta_0 \simeq 7,5^\circ$; $\theta_1 = \alpha_{MM} \simeq 15^\circ$; $\theta_{i+1}^2 - \theta_i^2 = 0,14$, где индекс $i = 1, 2, 3, \dots$ — номер кольца. Последняя оценка хорошо соответствует экспериментально определенному угловому расстоянию между кольцами, а расчетные значения для θ_0 и θ_1 меньше, чем определенные в эксперименте: $\theta_0 \simeq 9,5^\circ$ и $\theta_1 \simeq 19^\circ$. Тем не менее, учитывая оценочный характер расчетов, можно считать, что совпадение с экспериментом удовлетворительное.

Далее предполагая, что порог боковой моды ненамного превышает порог основной моды, получаем для $d_0 = 15$ мкм согласно (18) $\theta' \simeq 1,3^\circ$ и $\theta'' \simeq 15^\circ$. Угловые значения широкого кольца на рис. 3, $в$ при $d_0 = 15$ мкм находятся внутри этих оценок.

Наконец, представленная на рис. 6 зависимость $\theta_1(h)$ также хорошо описывается (11). Некоторое отличие этой зависимости от обратной корневой можно отнести к увеличению $|\delta\epsilon'_0|$ из-за увеличения порога генерации с увеличением h .

3.3. Режим непрерывного возбуждения в точке

При непрерывном возбуждении $\delta\epsilon'_0 > 0$ и при достаточно малом h генерация реализуется в устойчивом резонаторе. Оценим, при каких значениях h выполняется условие устойчивости резонатора $R > h$. Радиус вогнутого зеркала определяется формулой (13), в которой вместо значений d_n и z_0 надо поставить характерные значения поперечного и продольного размеров температурного распределения, а в качестве δN взять значение максимального температурного приращения N . В общем случае d_T и z_T не совпадают с d_n и z_0 и зависят от теплопроводности полупроводникового материала, от величины теплового сопротивления на границе кристалл — зеркальное покрытие — клеевой слой — сапфировая подложка и от толщины полупроводниковой пластины h [17]. Тем не менее в реальном случае для активного элемента из GaAs с $T_0 = 80$ К, $h \gg z_0$, $d_n = 12$ мкм, $z_0 = 10$ мкм и $\Delta T = 100$ К ($\delta N \sim 0,1$) оценки показывают, что можно считать $d_T \simeq d_n$ и $z_T \simeq z_0$, и тогда по формуле (13) находим $R \simeq 50$ мкм. Таким образом, при $h \geq 50$ мкм можно ожидать, что резонатор будет неустойчивым. Этим объясняется качественное различие диаграмм направленности, представленных на рис. 1 и 2 и соответствующих различным значениям длины резонатора.

Однако даже при $h > R$ мы не имеем дело с чисто неустойчивым резонатором, поскольку кривизна зеркала уменьшается при удалении от оси резонатора. Поэтому наряду с основным аксиальным типом колебаний могут возбуждаться неаксиальные типы колебаний более высокого порядка, которым, по-видимому, соответствуют мелкие боковые пятна на рис. 2, $в$.

Для оценки полного угла расходимости $2\theta_0$ излучения непрерывного лазера с устойчивым резонатором предположим для простоты, что кривизна зеркала такова, что $R \simeq 2h$, т. е. реализуется случай конфокального резонатора с длиной $2h$. Тогда $2\theta_0$ нулевой моды определяется лишь длиной резонатора [16]:

$$2\theta_0 = [(2\lambda/\pi h) N]^{1/2}. \tag{19}$$

Подставляя данные $\lambda = 0,83$ мкм, $h = 40$ мкм и $N = 3,5$, соответствующие случаю рис. 1, получаем $2\theta_0 \simeq 12^\circ$, что хорошо согласуется с экспериментом, однако заметно больше дифракционного предела, определяемого размером возбужденной области: $2\theta_{\text{дифр}} \simeq \lambda/d_0 \simeq 4^\circ$. Это связано с тем, что в конфокальном резонаторе основной тип колебаний занимает значи-

тельно меньший объем, чем объем возбужденной области. Приосевая концентрация поля обусловлена фокусирующим действием сферических зеркал.

Вблизи порога генерации разогрев области возбуждения небольшой, $\Delta T \approx 15 - 20$ К и зеркало имеет малую кривизну. В этом случае поле меньше концентрируется вдоль оси резонатора, что приводит к уменьшению угла расходимости. В резонаторе с плоскими зеркалами угол расходимости основной моды должен быть близок к $\theta_{\text{дифр}}$. Следовательно, наблюдаемое увеличение угла расходимости в непрерывных лазерах с увеличением тока электронного пучка связано не с увеличением числа поперечных типов колебаний, как это предполагалось в [18], а с увеличением расходимости основного типа колебаний из-за разогрева возбужденной области.

3.4. Режим медленного сканирования

При медленном сканировании угол перекоса, обусловленный тепловым клином, можно оценить по формуле (16), где δN соответствует максимальному изменению показателя преломления из-за увеличения температуры в возбужденной области, причем в качестве d_z и z_0 можно по-прежнему брать соответствующие параметры электронного пучка, поскольку при временах коммутации, меньших 50 нс ($v_{\text{СК}} \geq 3 \cdot 10^4$ см·с⁻¹, $d_z = 15$ мкм, см. рис. 7), тепло, выделяемое в области возбуждения, не успевает «рассосаться» на больший объем. Оценивая по данным эксперимента, соответствующего рис. 7 (по сдвигу спектра генерации), нагрев в середине клина величиной $\Delta T \approx 100$ К, что соответствует в формуле (16) $\delta N \sim 0,2$, получаем для $d_z = 15$ мкм и $h = 25$ мкм $\alpha = 1,7^\circ$, а по формуле (18) получаем оценку диапазона углов, под которыми излучение выходит из резонатора с тепловым клином: $\theta' \approx 3,8^\circ$ и $\theta'' = 38^\circ$. При этом надо учесть, что основная мощность излучения будет выходить под углом $\theta_{\text{max}} \approx \theta''/\sqrt{2} \approx 25^\circ$, под которым излучение выходит из центра возбужденной области. Кроме того, при θ , близких к θ'' , интенсивность излучения падает, так как это излучение выходит из наиболее разогретой области кристалла. Эти замечания объясняют явно несимметричное распределение интенсивности излучения по углам в диаграмме направленности, представленной на рис. 7, а, б, хотя экспериментальное значение θ_{max} оказалось немного меньше $\sim 20^\circ$. Некоторое сужение диаграммы направленности поперек теплового клина, заметное на этих рисунках, по сравнению со случаем быстрого сканирования (рис. 7, в) можно объяснить устойчивостью резонатора в этом направлении, обусловленной положительным температурным приращением показателя преломления.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показал, что основные закономерности в формировании диаграммы направленности ЛЭЛТ могут быть объяснены на основе простых соображений, основанных на описании полупроводникового лазера в приближениях геометрической оптики. В наиболее важном для практического применения режиме работ ЛЭЛТ — быстром сканировании электронного пучка по активному элементу — диаграмма направленности объясняется неустойчивостью резонатора, обусловленной сильной неоднородностью отрицательного приращения показателя преломления, вызванной поперечной и продольной неоднородностью накачки. В случае резонатора с большими боковыми потерями значительная часть (до 60%) генерируемой мощности выходит из активного элемента не в центральном пятне, а под большими ($>10^\circ$) углами к оси резонатора, что затрудняет ее использование в практических целях.

Авторы благодарят Я. К. Скасyrского и А. М. Ахекяна за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Манько М. А., Микаэлян Г. Т. Моды и их преобразование в активных полупроводниковых волноводах // Тр. ФИАН. 1986. Т. 166. С. 126—154.
2. Богданкевич О. В., Гончаров В. А., Лаврушин Б. М. и др. Эффекты неоднородности возбуждения полупроводниковых лазеров с накачкой электронным пучком // ФТП. 1967. Т. 1, № 1. С. 7—14.
3. Богданкевич О. В., Дарзиев С. А., Елисеев П. Г. Полупроводниковые лазеры. М.: Наука, 1976. 415 с.
4. Дарзиев С. А., Тумапова Л. А. Неаксиальные типы колебаний в полупроводниковых лазерах с неоднородным возбуждением // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 8. С. 1698—1700.
5. Елисеев П. Г., Богатов А. П. Явления в полупроводниковых лазерах, связанные с нелинейной рефракцией и влиянием носителей тока на показатель преломления // Тр. ФИАН. 1986. Т. 166. С. 15—51.
6. Богданкевич О. В., Зсерев М. М., Печенов А. Н., Сибирак И. О. О направленности излучения лазеров типа излучающее зеркало с электронной накачкой // Квантовая электрон. 1972. № 6. С. 110—114.
7. Богданкевич И. Л., Богданкевич О. В., Дарзиев С. А. и др. Порог генерации и расходимость излучения полупроводниковых лазеров с продольной накачкой электронным пучком // Квантовая электрон. 1985. Т. 12, № 4. С. 848—851.
8. Danev V., De Gloria D. P., Sancher A. et al. Electron-pumped high-efficiency semiconductor laser // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 49, N 10. P. 546—548.
9. Козловский В. И., Насибов А. С., Резников П. В. Исследование непрерывного режима генерации в лазере на основе GaAs с накачкой электронным пучком // Квантовая электрон. 1982. Т. 9, № 11. С. 2211—2216.
10. Брагинская А. Г., Козловский В. И., Колчина Г. П. и др. Сканируемые и непрерывные лазеры на основе GaSb с продольной накачкой электронным пучком // Квантовая электрон. 1985. Т. 12, № 4. С. 845—848.
11. Козловский В. И. Исследование полупроводниковых лазеров, возбуждаемых сканирующим электронным пучком: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: ФИАН, 1979. 164 с.
12. Богданкевич О. В., Летохов В. С., Сучков А. Ф. Теория эффектов неоднородности возбуждения полупроводниковых лазеров с накачкой электронным пучком // ФТП. 1969. Т. 3, № 5. С. 665—670.
13. Баженев С. Л., Богданкевич О. В., Дарзиев С. А. и др. О влиянии процессов миграции носителей на пороговые характеристики полупроводниковых лазеров с продольной накачкой электронным пучком // Квантовая электрон. 1980. Т. 7, № 7. С. 1447—1450.
14. Langer D. W. Temperature and pressure dependence of the index of refraction of CdS // J. Appl. Phys. 1966. Vol. 37, N 9. P. 3530—3532.
15. Басов Н. Г., Бьюковский Н. Е., Иванов В. В. и др. Об импульсной селективной накачке активных элементов мощного неодимового лазера // Крат. сообщ. по физике ФИАН. 1982. № 8. С. 54—59.
16. Карлов Н. В. Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1983. 319 с.
17. Резников П. В. Исследования полупроводниковых материалов, направленные на улучшение характеристик полупроводниковых лазеров с продольной накачкой электронным пучком: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: ФИАН, 1983. 156 с.
18. Козловский В. И., Насибов А. С., Попов Ю. М., Резников П. В. Непрерывный GaAs-лазер с электронной накачкой // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, № 8. С. 463—467.

УДК 621.378.35

А. Н. ПЕЧЕНОВ, С. Д. СКОРБУН

ЛАЗЕРНЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ЭКРАН

ВВЕДЕНИЕ

Перспектива применения ЛЭЛТ в проекционных устройствах, оптической сканирующей микроскопии, в оптических запоминающих устройствах предъявляет более высокие требования к расходимости излучения, заставляет искать пути его уменьшения.

Обычный лазерный экран (ЛЭ) при возбуждении остросфокусированным электронным пучком [1] характеризуется нестабильной диаграммой направленности, значительно превосходящей дифракционную, определяемую по размеру пятна электронного пучка. Расходимость излучения зависит от уровня накачки и меняется в течение импульса возбуждения. Усиление, большая концентрация неравновесных носителей, неоднородное возбуждение, разогрев активной области приводят к образованию неустойчивого асимметричного резонатора. Нагрев не может компенсировать отрицательную добавку к n и сделать резонатор устойчивым. Качественно это видно из рис. 1, где схематично показано изменение оптической длины ΔL^0 между зеркалами вдоль направления сканирования:

$$\Delta L^0 = (\Delta n_N + \Delta n_T + \Delta n_g) h,$$

где n_0 — показатель преломления невозбужденного полупроводника, Δn_N , Δn_T и Δn_g учитывают вклад в показатель преломления неравновесных носителей, тепла и усиления, L — толщина кристалла. (Это аналогично рассмотрению в [2], где объясняется поведение диаграммы направленности формированием отрицательной линзы в резонаторе.) С уменьшением диаметра пучка и увеличением накачки увеличивается кривизна и асимметрия глухого зеркала. Для типичного ЛЭ расходимость увеличивается от $4-8^\circ$ на пороге до $20-30^\circ$ при большом превышении порога генерации. Увеличение длины резонатора хотя и приводит к сужению диаграммы направленности, но сопровождается увеличением порога генерации и падением выходной мощности. Таким образом, обычными способами (изменение длины резонатора, коэффициента отражения зеркал, просветление пассивной области использованием гетероструктуры) эффективно решить задачу улучшения направленности и увеличения яркости нельзя. Уменьшить кривизну и асимметрию зеркала можно увеличением диаметра пучка, но это требует больших токов накачки для сохранения требуемого превышения над порогом, что вызывает трудности технического характера. Так как неустойчивый резонатор характеризуется значительными потерями, на генерацию оказывают сильное влияние неоднородности зеркал и полупроводника, меняющие локально его добротность, что является, по-видимому, основной причиной образования «каналов генерации» [3].

Настоящая статья посвящена лазерному экрану со стабилизацией диаграммы направленности, осуществляемой путем введения в резонатор волоконно-оптического корректора поперечного распределения поля. Рассмотрены принцип работы лазерного волоконно-оптического экрана (ЛВОЭ), технология его изготовления и приведены результаты исследования его основных характеристик.

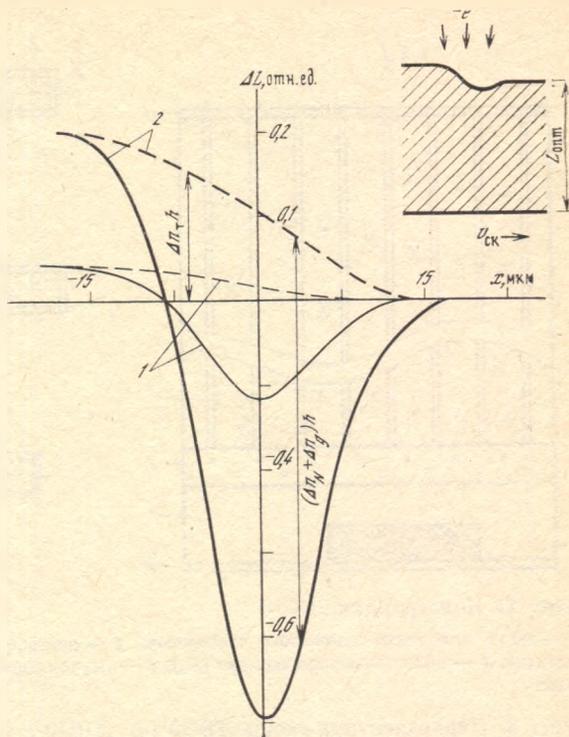


Рис. 1. Изменение оптической длины между зеркалами резонатора ЛЭ вдоль направления сканирования электронного пучка

GaAs; $E = 75$ кэВ; $j = 10$ А/см² (1); 50 А/см² (2); $d_э = 15$ мкм; $v_{ск} = 9 \cdot 10^4$ см/с. На вставке показана геометрия накачки

ПРИНЦИП РАБОТЫ ЛВОЭ

Конструкция лазерного экрана с волоконно-оптической стабилизацией волнового поля излучения показана на рис. 2. На пластину 1 из жгута волоконных световодов наклеен активный элемент (АЭ) — тонкая полупроводниковая пластина 2, возбуждаемый электронным пучком. На поверхности жгута и активного элемента нанесены соответственно полупрозрачное R_2 (выходное) и глухое (R_1) зеркала. Введение в резонатор отрезка волоконного световода (ВС) приводит (в сравнении с ЛЭ) к дополнительным потерям, которые можно учесть в виде апертурного ограничения выходного зеркала, эффективно уменьшающего его коэффициент отражения до величины $R_{1\phi} = KR_2$ ($K \leq 1$), и потерь на рассеяние лазерного излучения в ВС $\alpha_{ас} = \alpha L_0$, где L_0 — длина отрезка ВС, α — затухание в ВС. Поэтому пороговое условие ЛВОЭ можно записать в виде

$$gh = 1/2 | \ln (KR_2R_1) | + \alpha L_0 + H (L - h),$$

где g — пороговый коэффициент усиления, h — глубина проникновения электронного пучка, K — апертурное уменьшение коэффициента отражения выходного зеркала, H — коэффициент поглощения генерируемого излучения в пассивной области активного элемента.

Дифракционные потери учтены в величине K . Для того чтобы понять, как определить K , рассмотрим эквивалентную схему ЛВОЭ, приведенную на рис. 3. Штриховой линией изображено глухое зеркало, относительно которого построено зеркальное отображение ВС и активного элемента. При обычных условиях возбуждения (диаметр электронного пучка 15—30 мкм) и тонкой сердцевине ВС активную область можно считать в поперечном направлении неограниченной. Эквивалентная схема состоит из двух ВС 1 и 1', зеркал R_1 и R_2 , удвоенных возбужденной и пассивной областей и клевого слоя. В ВС 1 спонтанным излучением возбуждаются волноводные моды v . Будем считать, что отрезки ВС достаточно длинные, чтобы можно было пре-

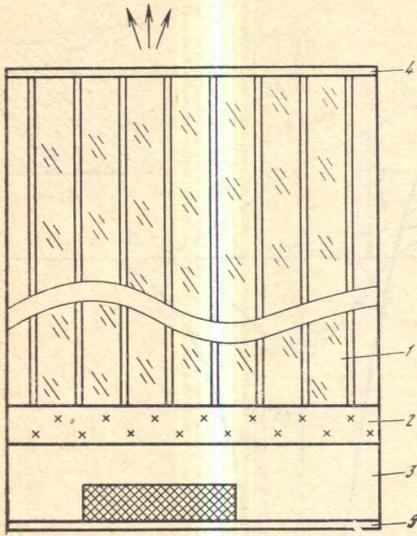


Рис. 2. Конструкция ЛВОЭ

1 — жгут волоконно-оптических световодов; 2 — клеевой слой; 3 — полупроводниковый активный элемент; 4 — полупрозрачное зеркало (R_2); 5 — глухое зеркало (R_1). Возбужденная область заштрихована

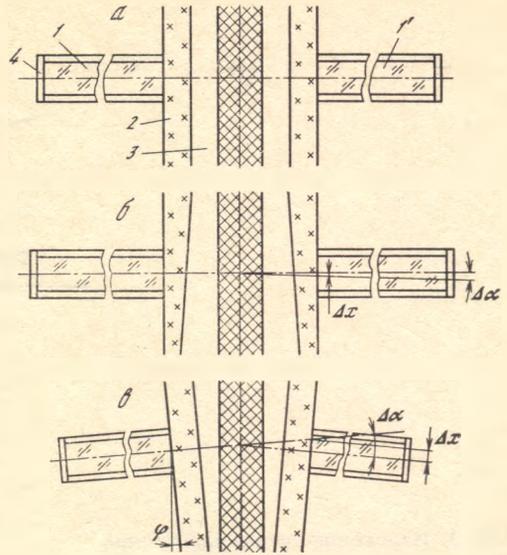


Рис. 3. Эквивалентные схемы ЛВОЭ (а), ЛВОЭ с клином клеевого слоя (б) и клином активного элемента (в)

а: 1 — отрезок ВС, 2 — клеевой слой, 3 — активный элемент, 1' — зеркальное отображение ВС 1 относительно зеркала R_1 ; б: Δx — смещение ВС 1 относительно ВС 1', $\Delta \alpha$ — наклон оси ВС 1 относительно оси ВС 1'

небрежь вытекающими модами и рассматривать поле в виде совокупности направляемых мод.

После отражения от зеркала R_2 излучение в виде совокупности направляемых мод ВС проходит через пассивные и возбужденные слои и вводится в световод I' . Генерация реализуется на наиболее добротных модах ВС, которые и задают распределение поля в активном элементе. Пренебрегая взаимодействием мод, рассмотрим пороговое условие для ν -й моды. Его можно записать в виде

$$g_\nu h = \frac{1}{2} | \ln (K_\nu R_1 R_2) | + \alpha_\nu L_0 + H (L - h),$$

где K_ν — эффективность возбуждения ν -й моды ВС I' излучением идентичной ν -й моды ВС I , прошедшим через зазор между I и I' , т. е. $K = K_\nu$.

Это условие отличается от порогового условия ЛЭ, в котором отсутствует K_ν , но добавляется член, описывающий дифракционные потери. В этом заключено принципиальное различие ЛВОЭ и ЛЭ. В ЛЭ устанавливается самоогласованное поле, имеющее минимальные дифракционные потери, т. е. дифракционные потери в комбинации с поглощением в пассивной части ЛЭ в первую очередь определяют распределение поля в активном элементе. Неоднородности активного элемента и зеркал ЛЭ существенно влияют на распределение поля лазера. В ЛВОЭ ситуация иная. Поле в активном элементе задано распределением соответствующих мод ВС и для них заданы в свою очередь дифракционные потери K_ν . В этом случае аналогичные дефекты приведут не к изменению распределения поля моды, а к изменению добротности и количества мод ВС, на которых реализуется генерация. Понятно, что при использовании одномодовых волокон генерация будет осуществляться на единственно возможной моде и ее распределение, заданное типом ВС, будет независимо от накачки определять диаграмму направленности. Более сложная ситуация возникает при использовании многомодовых световодов. Так

как длина ВС в ЛВОЭ обычно невелика ($L_0 \ll \frac{1}{2}(\tau_i + \tau_{jk})v$, где τ_i — длительность импульса возбуждения, τ_{jk} — время жизни неравновесных носителей, v — скорость распределения мод в ВС), а длительность импульса возбуждения $\tau_i < 10$ нс, то потери волоконных мод, особенно низших порядков, различаются незначительно. Поэтому модовый состав излучения лазера будет определяться селективными свойствами эффективного резонатора с учетом зазора, определяющего K_v .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Наиболее удобными для изготовления ЛВОЭ являются жгуты волоконно-оптических световодов со сплавленными между собой оболочками. Они обеспечивают необходимую жесткость для изготовления пластин диаметром 40—50 мм. Мы использовали стандартные волоконно-оптические пластины толщиной от 2 до 12 мм с разрешением 150 и 75 лин/мм и апертурой $NA = 0,8 \div 0,89$ (диаметр сердцевины ВС 5—6 мкм, расстояние между осями ВС ~ 7 мкм (ЛВОЭ-5); диаметр сердцевины $2a = 9 \div 10$ мкм, расстояние между осями ~ 12 мкм (ЛВОЭ-9)). Так как промышленность не изготавливает пластины из ВС со сплавленными оболочками, имеющими большой диаметр сердцевин, была изготовлена комбинированная пластина (рис. 4). В пластине толщиной 7 мм с разрешением 150 лин/мм было высверлено отверстие, а в него вставлен жгут ВС с диаметром сердцевин $2a = 50$ мкм (ЛВОЭ-50) и диаметром оболочки 120 мкм (апертура $NA = 0,18$), а промежутки залиты эпоксидной смолой. Затем обе поверхности были отполированы на смоляном полировальнике. Активные элементы изготавливались из полупроводниковых материалов, перекрывающих диапазон длин волн от 450 до 850 нм: ZnSe; CdS; CdSSe; GaAs. Полупроводниковые пластины имели толщину от 1 до 40 мкм. Активные элементы обрабатывались методами химико-механической и химической полировки, что позволило получать зеркально гладкие поверхности практически без нарушенного слоя. Активный элемент приклеивали к волоконно-оптической пластине (ВОП) клеем ОК-72, а на внешние поверхности пластины и активного элемента наносили многослойное диэлектрическое зеркало (R_2) и глухое серебряное (R_1) соответственно. Для непосредственного сравнения характеристик ЛЭ и ЛВОЭ изготавливали гибриды (рис. 5). Часть полупрозрачного зеркала R_2 наносили на поверхность активного элемента (ЛЭ, теплопроводом которого является волоконно-оптическая пластина), а часть — на поверхность ВОП (ЛВОЭ). Кроме того, при изготовлении ЛВОЭ из тех же слитков изготавливали ЛЭ с одинаковыми в пределах технологических возможностей активными элементами и коэффициентами отражения зеркал.

Изготовленные таким образом ЛВОЭ и ЛЭ исследовались на установке со следующими параметрами: энергия электронов накачки 20—75 кэВ, ток накачки 0—600 мкА, диаметр пучка на мишени 10—30 мкм, скорость сканирования $4 \cdot 10^4$ — $2 \cdot 10^5$ см/с. При изучении углового распределения осуществлялось сканирование фотоприемника перпендикулярно осям ВС либо по дуге окружности с центром на выходных торцах строки излучающих ВС. Спектры лазерного излучения регистрировались на спектрофотометре СФ-8 и спектрографе ДФС-12.

ПОРОГОВЫЕ И МОЩНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Одними из основных характеристик лазера являются его пороговые и мощностные характеристики. Так как по сравнению с ЛЭ в ЛВОЭ в резонатор микрولазера дополнительно введен отрезок волоконно-оптического световода, что вносит дополнительные потери (K_v), важно не только исследовать пороговые и мощностные характеристики, но и сравнить их с аналогичными характеристиками ЛЭ.

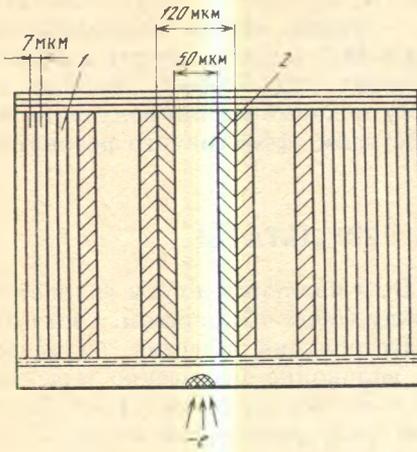
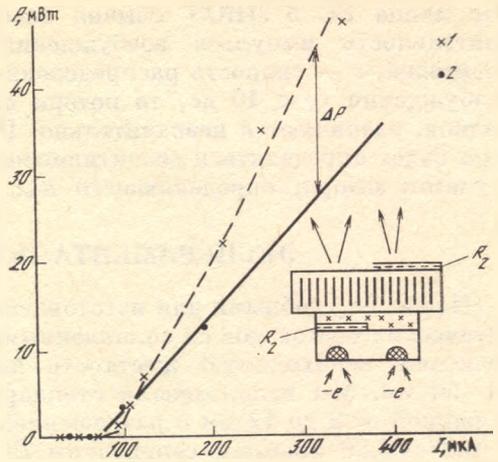


Рис. 4. Комбинированный ЛВОЭ-50 — ЛВОЭ-5

1 — волоконно-оптические световоды со сплавленными оболочками, $2a = 5 \div 6$ мкм; 2 — со склеенными оболочками, $2a = 50$ мкм. Диаметр оболочки 120 мкм

Рис. 5. Ватт-амперные характеристики ЛВОЭ (1) и ЛЭ (2)

На вставке — схема гибрида ЛВОЭ и ЛЭ; $R_2 = 98\%$; R_1 — глухое серебряное покрытие; GaAs; $T = 300$ К



Как правило, на пороговые и мощностные характеристики как ЛЭ, так и ЛВОЭ, кроме подающихся оптимизации и контролю параметров резонатора (толщина полупроводниковой пластины, коэффициент отражения зеркал), влияет ряд случайных факторов, таких, как разброс излучательных свойств кристаллов, дефекты обработки полупроводниковых пластин, неизбежные перекосы при приклейке. Поэтому при сравнении следует учитывать статистический разброс исследуемых параметров.

Несмотря на большой разброс пороговых токов (1—12 мкА при $T = 80$ К и 9—60 мкА при $T = 300$ К, GaAs; 8—50 мкА при 80 К и 40—120 мкА при 300 К, CdS), на ЛВОЭ из GaAs и CdS удалось получить более низкие пороги генерации, чем на ЛЭ. Например, на ЛВОЭ-5 с тонким активным элементом из GaAs (1—5 мкм) получен порог 1 мкА при ускоряющем напряжении 50 кВ. На этом же экране получена максимальная выходная мощность. На аналогичных ЛЭ лучшими были значения 2—3 мкА. На рис. 6 показана зависимость $I_{пор}$ и $P_{вых}^{max}$ от ускоряющего напряжения (ЛВОЭ-5). Рост $I_{пор}$ при снижении ускоряющего напряжения в основном связан с расплыванием электронного пучка и падением плотности тока [4]. На рис. 7 показаны ватт-амперные характеристики этого ЛВОЭ при 300 К. При увеличении накачки происходит падение дифференциальной эффективности, одной из причин которого является увеличение диаметра пучка. Такое поведение порога генерации и ватт-амперных характеристик является общим для ЛЭ и ЛВОЭ и сильнее проявляется на высокопороговых лазерах.

Лучшие результаты пока достигнуты на ЛВОЭ-5 из CdS. При оптимальном, по-видимому, резонаторе ($R_2 = 80\%$, $\lambda = 490$ нм; $R_2 = 87\%$, $\lambda = 520$ нм) ЛВОЭ наклеен на сапфировую пластину, длина ВС 2 мм, толщина CdS 35 мкм) получена максимальная мощность в строке при $E_0 = 50$ кэВ $P_{max} = 3,5$ Вт (80 К) и 1 Вт (300 К). На этом же ЛВОЭ наблюдался рекордно низкий порог генерации (8 мкА, $E_0 = 50$ кэВ). В среднем ЛВОЭ-5 и ЛВОЭ-9 из CdS имеют пороги генерации 10—20 мкА (80 К) и $P_{вых}^{max} = 1 \div 2$ Вт.

Как и на ЛЭ [5], увеличение прозрачности R_2 приводит к увеличению порога генерации, а выходная мощность вначале возрастает благодаря увеличению функции выхода, а затем падает из-за увеличения порога генерации и уменьшения превышения над порогом. На рис. 8 показаны ватт-амперные

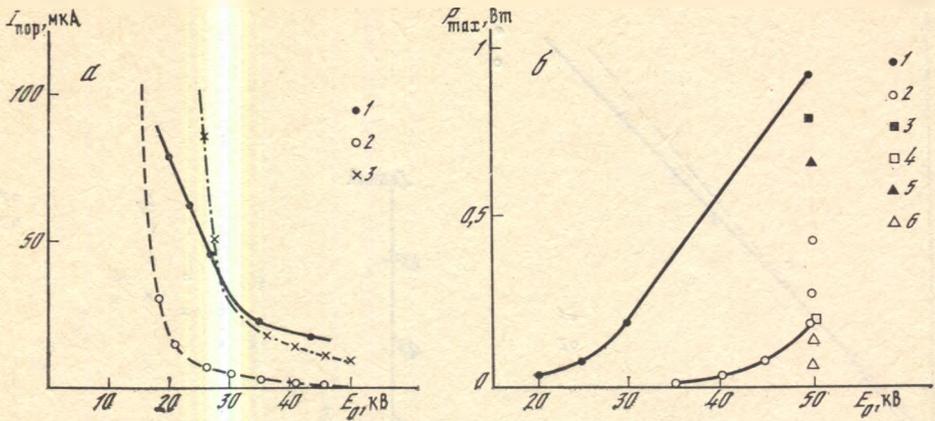


Рис. 6. Зависимость порога генерации (а) и максимальной выходной мощности (б) от энергии электронов накачки

1, 2, 5, 6 — ЛВОЭ, $T = 80$ К (1, 5); 300 (2, 6); 3, 4 — ЛЭ, $T = 80$ К (3), 300 (4); 1—4 — возбуждение в строке, $v_{СК} = 9 \cdot 10^4$ см/с; 5, 6 — возбуждение в телевизионном растре; $R_2 = 93\%$, $L = 1 \div 4$ мкм (ЛВОЭ); $L = 15$ мкм (ЛЭ)

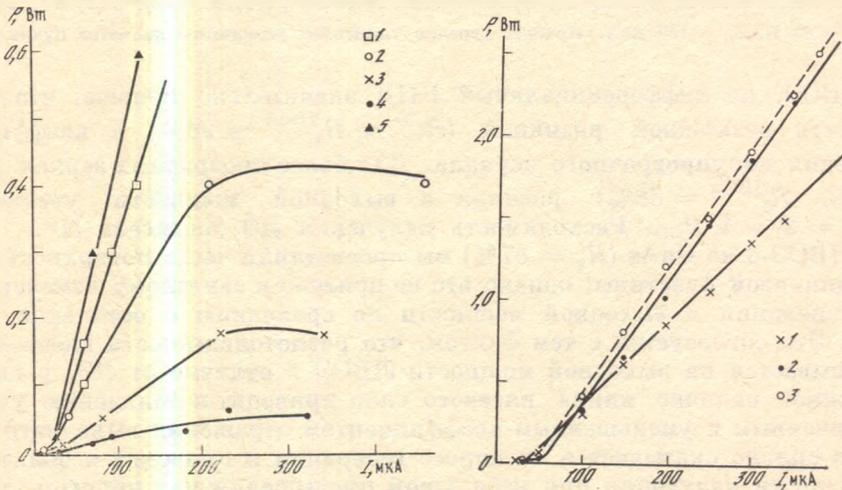


Рис. 7. Ватт-амперные характеристики ЛВОЭ-5 на основе GaAs (1—4) и на основе гетероструктуры ZnSe/GaAs (3 мкм/10 мкм) (5)

1—4: $E = 50$ кэВ (1); 40 (2); 35 (3); 30 (4); 1, 5 — $P_{вых}^{max} = 0,93$ Вт (1); 0,92 (5); $T = 300$ К

Рис. 8. Ватт-амперные характеристики ЛВОЭ-5 и ЛВОЭ-9 на основе CdS

1, 2 — ЛВОЭ-9, $R_2 = 80\%$ (1), 67 (2); 3 — ЛВОЭ-5, $R_2 = 67\%$. $T = 80$ К; $E_0 = 75$ кэВ; $L = 38$ мкм; $v_{СК} = 2 \cdot 10^8$ см/с

характеристики ЛВОЭ-9 для $R_2 = 67\%$, $I_{пор} = 15$ мкА и $R_2 = 80\%$, $I_{пор} = 25$ мкА ($T = 80$ К, $E_0 = 75$ кэВ) и ватт-амперная характеристика ЛВОЭ-5 ($R_2 = 67\%$). Без выходного зеркала ($R_2^{ЛВОЭ} = 4\%$) $I_{пор} = 95$ мкА, $P_{вых}^{max} \approx 0,1$ Вт. В этом случае генерация, по-видимому, реализуется на френелевском отражении от поверхности CdS ($R_2^{ЛЭ} \approx 24\%$) с резонатором ЛЭ (направленность не измерялась).

В сине-голубой области спектра (ZnSe, $\lambda = 450$ нм, $T = 80$ К, $R_2 = 90\%$, $L_0 = 2$ мм, $E_0 = 50$ кэВ) получена выходная мощность 1,5 Вт в строке и 1 Вт в режиме телевизионного растра.

Проведено прямое сравнение ЛЭ и ЛВОЭ-5 при исследовании «гибрида» (см. рис. 5). Порог генерации части, соответствующей ЛЭ, немного меньше.

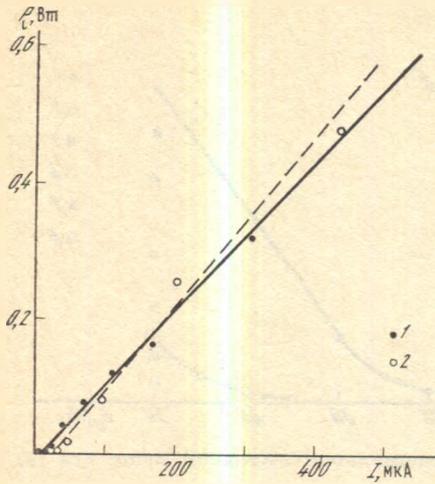


Рис. 9. Ватт-амперные характеристики ЛВОЭ-5 и ЛВОЭ-50 на основе GaAs
1 — ЛВОЭ-5; 2 — ЛВОЭ-50. $T = 80$ К; $E_0 = 50$ кэВ; $R_2 = 92\%$; $R_1 = 97\%$

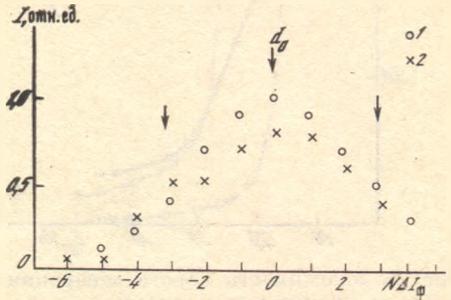


Рис. 10. Зависимость от расфокусировки мощности излучения ЛВОЭ-5 (1) и ЛВОЭ-50 (2) GaAs; $T = 80$ К; $I_{II} = 100$ мкА. Крайние стрелки указывают увеличение диаметра пучка $(2 \div 3) d_0$

чем ЛВОЭ, но дифференциальный КПД значительно меньше, что нельзя объяснить возможной разницей ($R_2^{ЛЭ} \simeq R_1^{ЛВОЭ} \simeq 98\%$) в коэффициенте отражения полупрозрачного зеркала. Для более прозрачных зеркал ($R_2^{ЛЭ} = 91\%$, $R_2^{ЛВОЭ} = 88\%$) разница в выходной мощности увеличилась: $P_{ЛВОЭ} = 2 \div 4 P_{ЛЭ}$. Расходимость излучения ЛЭ достигала 30° .

В ЛВОЭ-5 из GaAs ($R_2 = 87\%$) мы просветлили часть поверхности полупроводниковой пластины, однако это не привело к заметному изменению порога генерации и выходной мощности по сравнению с остальной частью ЛВОЭ. Это согласуется с тем фактом, что разнотолщинность клеевого слоя не сказывается на выходной мощности ЛВОЭ в отличие от ЛЭ, у которого неизбежное наличие клина клеевого слоя приводит к появлению участков с увеличенным и уменьшенным коэффициентом отражения выходного зеркала. Это сильно сказывается на пороге генерации и приводит к большой неоднородности излучения при небольшом превышении над порогом, модуляция добротности резонатора ЛВОЭ клеевым слоем мала.

Для исследования влияния неоднородности возбуждения мы провели сравнительное исследование ЛВОЭ-5 и ЛВОЭ-50 (см. рис. 4). В данном случае ЛВОЭ-5 характеризует однородное в поперечном направлении возбуждение, а ЛВОЭ-50 — сильно неоднородное, так как диаметр пучка много меньше диаметра сердцевины ВС. Результаты измерений довольно грубы и носят оценочный характер, так как качественно изготовить жгут не удалось. Во-первых, сильная разнородность материалов (эпоксидная смола, стекло) не позволила отполировать торцы ВС без дефектов (царапины, ямки на торцах, сферичность торцов). Во-вторых, существовал большой разброс наклонов ВС друг относительно друга. Так, изображение строки на выходном зеркале представляло ломаную линию с разбросом 200—250 мкм.

Лазерное излучение представляло собой последовательность импульсов с периодом ~ 150 нс и длительностью $\tau_{II} \simeq 50$ нс по основанию, имеющих гладкую колоколообразную форму (разрешение 10 нс). Это соответствует тому, что генерация достигается при попадании ЭП на сердцевину ВС. В пределах точности измерений форма импульсов не менялась при угловом сканировании фотоприемника и изменении накачки. Хорошее временное разделение импульсов лазерного излучения от разных ВС позволило провести измерения для отдельного ВС.

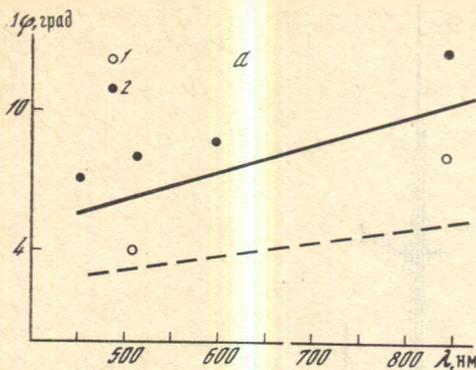


Рис. 11. Зависимость ширины диаграммы направленности на полувысоте интенсивности от длины волны излучения

1 — ЛВОЭ-9; 2 — ЛВОЭ-5. Угловая расходимость гауссового пучка $\omega_0/a = 0,64$ для $a = 2,5$ мкм (сплошная) и $a = 4,5$ мкм (штриховая)

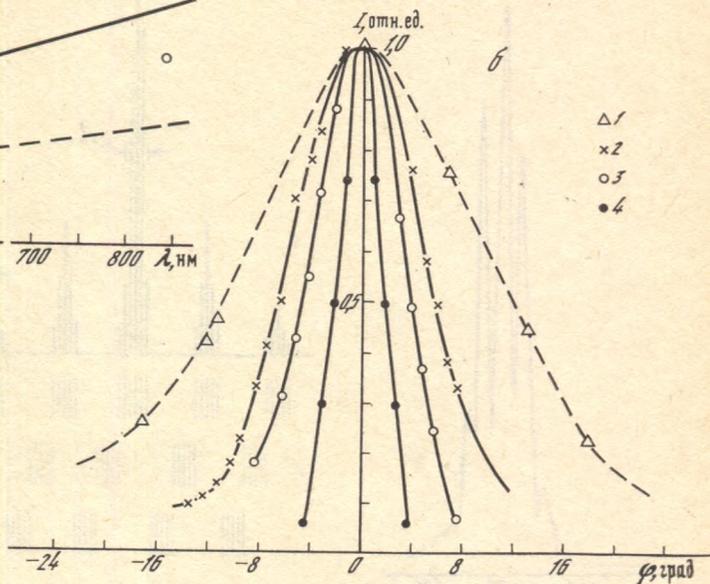
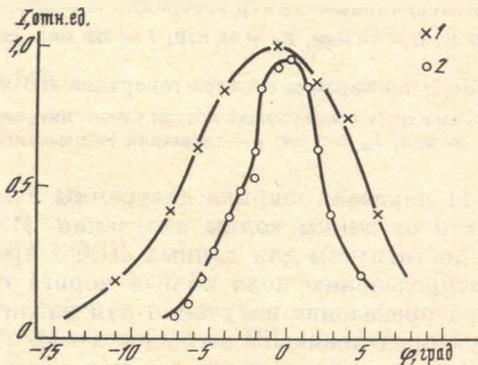


Рис. 12. Угловое распределение интенсивности излучения в дальней зоне при максимальном достигнутом превышении $\beta = I_{II}/2I_{пор}$

1 — 3 — GaAs; ЛЭ, $\beta = 200$ (1); ЛВОЭ-5, $\beta = 300$ (2); ЛВОЭ-9, $\beta = 300$ (3); 4 — CdS; ЛВОЭ-9, $\beta = 25$

Рис. 13. Распределение интенсивности ЛВОЭ-5 (1) и ЛВОЭ-50 (2) в дальней зоне

$T = 80$ К; $E_0 = 50$ кВ, $I_{II} = 320$ мкА



Существовал большой разброс пороговых токов для различных ВС (ЛВОЭ-50). На части микролазеров порог достигнут не был. Минимальные пороговые токи такие: при 300 К для ЛВОЭ-50 $I_{пор} = 250$ мкА, для ЛВОЭ-5 $I_{пор} = 60$ мкА; при 80 К 25 и 2,5 мкА соответственно. На рис. 9 показаны соответствующие ватт-амперные характеристики ЛВОЭ-50 и ЛВОЭ-5 при $T = 80$ К. Как и следовало ожидать, при большом превышении ($I_{II} > 100$ мкА) мощности излучения различаются незначительно.

При исследовании влияния диаметра пучка на порог генерации ЛВОЭ-50 оказалось, что минимальный порог и максимальная мощность достигаются при минимальном диаметре пучка. На рис. 10 показана интенсивность излучения ЛВОЭ-5 и ЛВОЭ-50 при $I_{II} = 100$ мкА в зависимости от тока фокусировки. Крайние точки соответствуют увеличению диаметра пучка (2 ÷ 3) d_0 .

ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ ЛВОЭ

Характерной особенностью ЛВОЭ, изготовленных из ВОП со сплавленными оболочками, является то, что расходимость излучения близка к дифракционной расходимости микролазера $\Delta\phi \sim \lambda/2a$ и не зависит от накачки.

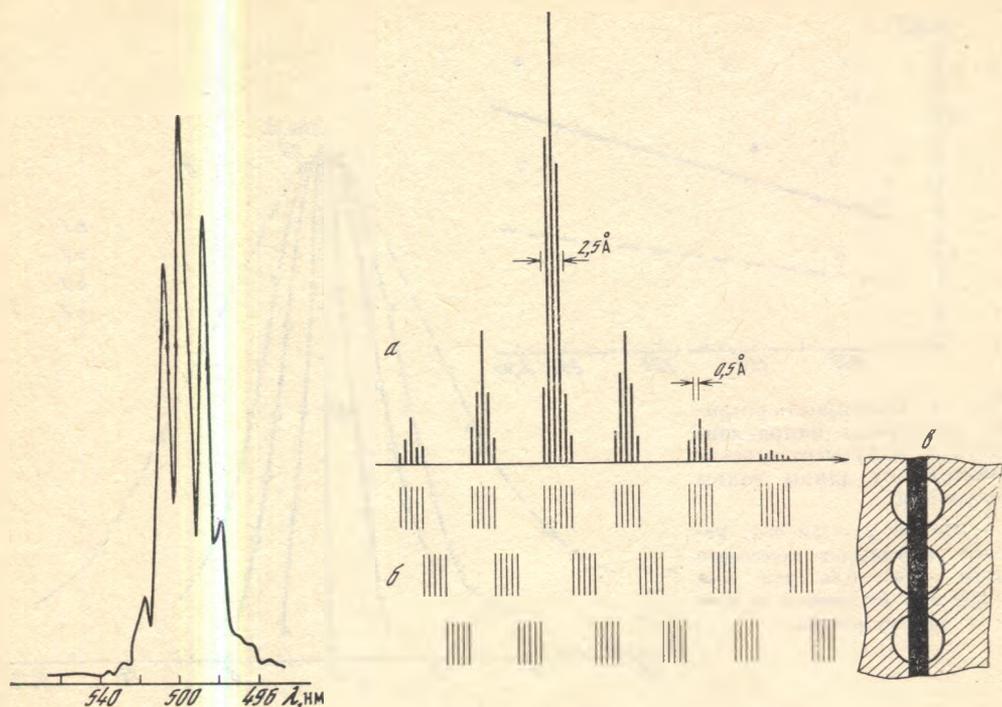


Рис. 14. Интегральный спектр генерации ЛВОЭ-5 от трех микролазеров CdS; $T = 80$ К, $L = 10$ мкм, $E_0 = 50$ кэВ, $I = 320$ мкА, строка

Рис. 15. Модовая картина спектра генерации ЛВОЭ-5 от трех микролазеров

a — амплитудное соотношение между модами одного микролазера; *б* — спектр генерации трех микролазеров; $L = 30$ мкм; $L_0 = 2$ мм; *в* — геометрия эксперимента

На рис. 11 показана ширина диаграммы направленности на полувысоте интенсивности от длины волны излучения. Измерения проведены при максимальном достигнутом для данных ЛВОЭ превышении над порогом и аналогичны распределению поля вблизи порога генерации. На рис. 12 показано угловое распределение излучения для различных ЛВОЭ и для сравнения — угловое распределение ЛЭ на основе GaAs. (Измеренное угловое распределение соответствует интегральному распределению излучения приблизительно 200—300 микролазеров по длине строки, что определялось временным разрешением использовавшихся фотоприемника и осциллографа.)

Хорошо видна зависимость $\Delta\varphi$ от диаметра ВС и длины волны излучения (CdS — 0,5 нм, ZnSe — 0,45 нм, GaAs — 0,85 нм). В случае ЛВОЭ-50 диаграмма направленности оказалась более сложной. Кроме основного максимума, на диаграмме направленности видны уступы, причем ширина диаграммы значительно превышает ожидаемую $\Delta\varphi \sim \lambda/2a$ (рис. 13). На некоторых волокнах (диаграмма, как и мощностные характеристики, измерялась на отдельных волокнах в центре импульса) расходимость на полувысоте интенсивности была около 4° . Расходимость для ЛВОЭ-50 измерялась только при большой накачке, поэтому открытым остается вопрос, меняется ли она при изменении уровня возбуждения или же застabilизирована, как в случае ЛВОЭ-5 и ЛВОЭ-9.

СПЕКТР ГЕНЕРАЦИИ ЛВОЭ

Спектры генерации ЛВОЭ отражают характер составного резонатора, состоящего из резонаторов Фабри — Перо, образованных полупроводниковой пластиной, отрезком ВС с полированными торцами и зазором между ними,

заполненного клеем. Это приводит к образованию двух систем продольных мод — ВС и активного элемента. Система мод активного элемента аналогична модам ЛЭ, ширина которых обусловлена импульсным нагревом активной области. Межмодовое расстояние описывается известным соотношением:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L(n - \lambda \, dn/d\lambda)},$$

где λ — длина волны генерации, L — толщина полупроводниковой пластины, $n - \lambda \, dn/d\lambda$ — эффективный показатель преломления.

На рис. 14 показан спектр генерации ЛВОЭ-5 на основе CdS, зарегистрированный на спектрофотометре СФ-8. Видна только одна система мод, соответствующая активному элементу. Моды, соответствующие ВС, не разрешаются. На рис. 15 приведен спектр генерации ЛВОЭ на основе CdS толщиной 30 мкм (ВС длиной 0,2 см). На щель спектрографа проектировалась одновременно три микролазера. Спектр наблюдался в микроскоп ДФС-12. Спектр от каждого микролазера полной шириной 2—3 нм состоял из пяти — шести групп мод, ширина которых 2,5 А. Каждая группа мод состоит примерно из шести отдельных мод со 100%-ной модуляцией и $\Delta\lambda \approx 0,3 \div 0,5$ А. Для разных микролазеров моды имеют сдвиг, обусловленный вариацией толщины активного элемента. Следует отметить высокую стабильность модовой картины, несмотря на то что наблюдался интегральный спектр ($f = 50$ Гц).

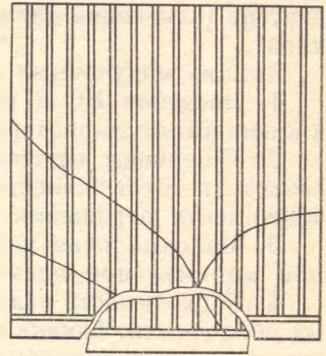


Рис. 16. Катастрофическая деградация ЛВОЭ при возбуждении в режиме телевизионного раstra

ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ЛВОЭ

Важной характеристикой ЛЭЛТ является тепловой режим лазерных элементов, определяющий возможности получения большой средней мощности излучения [6].

В ЛВОЭ жгут ВС, являющийся составной частью резонатора, одновременно является хладопроводом. Такой хладопровод уступает по теплопроводности сапфировой подложке ЛЭ, так как жгут ВС изготовлен из стекла и неоднороден в поперечном направлении.

При возбуждении ЛВОЭ с длиной ВС 7—12 мм и теплоотводе через боковую поверхность в режиме телевизионного раstra наблюдался сильный перегрев. Наряду с увеличением средней температуры, что хорошо видно по изменению длины волны генерируемого излучения, в поперечном направлении возникает градиент температуры. Так, при $I_n = 300 \div 400$ мкА, $E_0 = 50$ кэВ, $T = 80$ К в центре ЛВОЭ температура повышается до 350—400 К, генерация срывается через 20—30 с и происходит разрушение волоконно-оптической пластины (рис. 16).

Для улучшения теплового режима и равномерного теплоотвода с поверхности ЛВОЭ лазерный элемент выходным торцом наклеивался на сапфировую пластину, через боковую поверхность которой осуществлялся теплоотвод на криостат. Это позволило значительно улучшить тепловой режим ЛВОЭ и получить устойчивую генерацию при $T = 80$ и 300 К при длине ВС до 10 мм. При длине ВС 2 мм средняя мощность уменьшалась всего в 1,5—2 раза по сравнению с возбуждением в строке. Так, при возбуждении ЛВОЭ-5 на основе CdS, ZnSe в режиме телевизионного раstra при $I_n = 400$ мкА (50 кэВ) получена средняя мощность 1,5 Вт и 1 Вт соответственно, при этом средняя температура ЛВОЭ приближалась к комнатной ($T \approx 200 \div 300$ К).

Введение дополнительного клеевого слоя ухудшило однородность све-

чения ЛВОЭ, особенно при небольших превышениях над порогом. Как и в ЛЭ, клеевой слой между выходным зеркалом и сапфиром влияет на коэффициент отражения выходного зеркала, что и приводит к вариациям порогового тока по площади ЛВОЭ. Одновременно теряется важное преимущество ЛВОЭ в сравнении с ЛЭ, позволяющее осуществлять с высокой эффективностью непосредственную стыковку с передающими жгутами ВС.

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Так как анализ работы ЛВОЭ удобно проводить в сравнении с ЛЭ, для большего понимания мы привели результаты исследований и характеристики не только новые, касающиеся именно ЛВОЭ, но и аналогичные хорошо изученным характеристикам ЛЭ, включая некоторые детали технического характера (изменение диаметра пучка, влияние среднего нагрева от токосъемника).

Анализ полученных результатов позволяет сделать следующие выводы.

1. Введение ВС в резонатор микролазера не ухудшает его пороговые и мощностные характеристики.

2. Генерация осуществляется на модах составного резонатора, о чем свидетельствует зависимость выходной мощности и порога генерации от коэффициента отражения выходного зеркала.

3. Максимальная мощность на ЛВОЭ-50, как и на ЛВОЭ-5, достигается при минимальном диаметре электронного пучка.

4. Расходимость излучения ЛВОЭ, изготовленного из ВС со сплавленными оболочками, близка к расходимости основной моды ВС, из которых набран жгут, и не зависит от накачки, а расходимость излучения ЛВОЭ-50 со склеенными ВС превышала дифракционную расходимость, но была в несколько раз меньше чем у ЛЭ.

5. Спектр генерируемого излучения содержит две системы продольных мод, характерных для составного резонатора.

Из сравнения пороговых и мощностных характеристик ЛЭ и ЛВОЭ следует, что величина K довольно высока, по крайней мере связанные с ней потери не превышают дифракционные потери в ЛЭ, а в ряде случаев и меньше их. Однако есть особенности, которые следует учитывать.

В ЛЭ порог генерации фиксируется по появлению «каналов» генерации, плотность которых с накачкой возрастает. На пороге генерация возникает на участках кристалла, которые в силу случайных неоднородностей кристалла и зеркал имеют наибольшее усиление и (или) наиболее добротный резонатор микролазера с малыми дифракционными потерями (типа конфокального или телескопического). Об этом свидетельствует тот факт, что, как правило, на пороге диаграмма направленности ЛЭ узкая ($4-5^\circ$ для CdS, $8-10^\circ$ для GaAs). С ростом накачки в генерацию включаются более высокопороговые «каналы» и выходная мощность пропорциональна превышению над порогом:

$$P_{\text{вых}} \sim P_{\text{н}} \sum_i \left(1 - \frac{P_{\text{пор}}^i}{P_{\text{н}}^i} \right) f_i,$$

где $P_{\text{пор}}^i$ — пороговая накачка i -го канала; f_i — функция выхода i -го канала. При этом функция выхода f_i практически не зависит от дифракционных потерь.

Ватт-амперная характеристика из-за разброса пороговых накачек разных «каналов» будет иметь достаточно плавное нарастание мощности при небольших превышениях над порогом. В результате пороговое значение, полученное из пересечения экстраполированной ватт-амперной характеристики с осью абсцисс, может в 2—3 раза превышать пороговое значение накачки появления каналов генерации. И это различие непосредственно связано с об-

работкой полупроводниковой пластинки, качеством зеркал и неоднородностями полупроводника. Тем не менее при достаточном превышении над порогом $P_{\text{пор}}^1/P_{\text{н}}^1 \ll 1$ этот разброс не оказывает сильного влияния на среднюю мощность ЛЭ, если только достигается максимальная плотность «каналов» генерации на возбужденной области. В принципе начальный участок ватт-амперной характеристики может служить реальным показателем качества кристалла и его обработки.

Для ЛВОЭ ситуация иная. Резонаторы микролазеров содержат ВС, которые задают поле в активном элементе. Неоднородности кристалла и зеркал будут снижать K . При разбросе $0.9 < K < 1$ в низкороговых лазерах



Рис. 17. Ближняя зона ЛВОЭ-5 при возбуждении в строке
 $I = 300$ мкА; $E_0 = 50$ кэВ; $T = 80$ К; CdS

пороговый ток будет иметь разброс в 1,5—2 раза. Уменьшение K приводит к снижению функции выхода. Второй особенностью ЛВОЭ является пространственно-фиксированное, сравнимое с диаметром электронного пучка расположение микролазеров (ЛВОЭ-5 и ЛВОЭ-9). Так, если у ЛЭ расстояние между каналами 2—3 мкм, то их поле перекрывает всю область возбуждения, а у ЛВОЭ область генерации (поля) соответствует диаметру ВС, т. е. периферийная часть электронного пучка дает малый вклад в излучение, даже если на ней получено усиление.

Это хорошо видно по исследованию ширины строки в режиме генерации от накачки (ЛВОЭ-5, CdS, $R_2 = 80\%$, $I_{\text{пор}} = 10$ мкА, $E_0 = 50$ кэВ, $T = 80$ К). В диапазоне токов 10—30 мкА ширина строки 7 мкм (один ВС), при 30—100 мкА — 14 мкм (два ВС); от 100—140 мкА до 500 мкА — 21 мкм (три ВС) (рис. 17). Таким образом, при токе 30 мкА на сечении пучка генерирует излучение одновременно четыре микролазера. Значит, на один микролазер, для достижения порога генерации приходится порядка 7 мкА. Отсюда следует что на пороге генерации около 30—50% накачки находится в периферийной части пучка и не принимает участия в генерации. При токе 100—140 мкА на сечении пучка режим генерации реализуется на семи микролазерах, шесть из них — на пороге генерации. На них приходится 40—50 мкА, но вклада в выходную мощность они не дают. И вплоть до максимальной накачки (следует отметить, что при расфокусировке пучка при большой накачке ширина строки может быть 5—6 ВС в режиме генерации) вклад от них мал. Отсюда следует, что надо использовать ВС либо малого диаметра (2—3 мкм), либо сравнимого с диаметром электронного пучка (15—20 мкм). Но в последнем случае для эффективного использования накачки необходимо дискретное сканирование электронного пучка на ВС или отпирание пучка в момент прихода на ВС. В противном случае возбуждение промежутков между сердцевинами ВС не будет давать вклад в генерацию и приведет лишь к бесполезному нагреву всего экрана.

Еще одна особенность ватт-амперных характеристик видна из сравнения рис. 7 и 8. На рис. 7 ватт-амперные характеристики имеют уменьшение дифференциального КПД при больших уровнях возбуждения, а на рис. 8 — практически прямые линии. Это обусловлено двумя причинами, имеющими технический характер.

1. С увеличением токоотбора кроссовер электронного прожектора увеличивается и диаметр пучка на экране растет. При ускоряющем напряжении 75 кВ это практически незаметно, а при 50 кВ и меньше — сказывается сильно. Соответственно уменьшается превышение над порогом генерации и уменьшается дифференциальный КПД.

2. При измерениях электронный пучок в промежутке между строчными импульсами направлен на танталовый токосъемник. В первом случае токосъемник расположен на малом расстоянии от ЛВОЭ и греет его. Из-за низкой теплопроводности жгута нагрев значителен (статический нагрев может достигать $\Delta T = 50 \div 100$ К), что также приводит к повышению порогового тока. На ЛЭ из-за хорошей теплопроводности сапфира этот эффект сказывается слабо.

При прямом сравнении ЛЭ и ЛВОЭ (см. рис. 5) оказалось, что в ЛВОЭ введение ВС в резонатор микролазера привело к увеличению выходной мощности. В то же время, так как характеристики ЛЭ и ЛВОЭ близки, когда ЛЭ изготовлен с сапфировым хладопроводом, столь большой разницы (2—4 раза) максимальной мощности в случае «гибрида» также не должно быть, тем более что пороги генерации близки. Данное отличие, на наш взгляд, характеризует низкий коэффициент передачи изображения ЛЭ с помощью жгута ВС даже при их непосредственной стыковке, без промежуточной оптики. (Светопропускание таких жгутов, измеренное на спектрофотометре «Спекорд» в диапазоне длин волн $\lambda \simeq 0,5 \div 0,9$ мкм, было 40—60% при длине ВС 2—12 мм). Кроме того, так как в среднем «каналы» ЛЭ не соосны с ВС и, по-видимому, имеют наклон осей микрорезонаторов по отношению к осям ВС, происходит сильное перераспределение мощности ЛЭ в моды ВС более высокого порядка, чем совокупность мод, соответствующих расходимости ЛЭ, что приводит к дополнительному увеличению расходимости излучения ($\approx 30^\circ$) и часть его не попадает при этом в апертуру фотоприемника.

Таким образом, так как различие ЛЭ и ЛВОЭ в основном связано (при $K \simeq 1$) с дифракционными потерями в ЛЭ, влияющими на его порог, то при большом превышении над порогом, если с накачкой порог генерации не увеличивается, предельные мощности генерации для ЛЭ являются одновременно и предельными для ЛВОЭ. Уменьшение K будет приводить к ухудшению лазерных характеристик ЛВОЭ по сравнению с ЛЭ.

Основной характеристикой резонатора ЛВОЭ является коэффициент ввода K_v , определяющий модовый состав, порог генерации, мощность, КПД, однородность ближней зоны и расходимость излучения. Максимальный коэффициент ввода реализуется, если распределение светового поля на торце световода является распределением поля моды или совокупности мод. При непосредственной стыковке излучение из ВС I передается в ВС I' без изменений, т. е. каждая мода вводится с $K_v \simeq 1$. При введении зазора ситуация меняется. Распределение на торце I' из-за дифракции уже не будет соответствовать распределению поля на торце световода I . Часть излучения пойдет на возбуждение мод более высокого порядка, что приведет к снижению K_v , причем с увеличением порядка моды потери увеличиваются, а для основной моды — минимальны.

В литературе вопросу возбуждения мод ВС уделено много внимания. В работе [7], например, проведен расчет эффективности возбуждения основной моды ВС излучением, имеющим гауссово распределение (рис. 18) интенсивности. Показано, что эффективность возбуждения основной моды K_0 зависит от соотношения радиуса гауссова пучка ω_0 и радиуса сердцевинки световода a , разности показателей преломления сердцевинки и оболочки Δn , расстояния от каустики пучка до торца световода Δz , смещения оси пучка относительно оси световода Δx и угла между осями $\Delta \alpha$. В пренебрежении отражением от торца световода в широких пределах отношения a/λ (~ 50), апертуры ВС, для небольших значений $\Delta \alpha$, Δx , $\Delta z/a$ $K_{e0} \simeq 1$. Причем при увеличении скачка Δn оптимальное отношение ω/a стремится к $(\omega/a)_{\text{опт}} = 0,64$ [8]. Для возбуждения градиентного волокна, имеющего гауссово

распределение основной моды, в работе [9] получено аналитическое выражение для эффективности возбуждения основной моды гауссовым пучком ω при малых значениях Δz ; Δx ; $\Delta \alpha$:

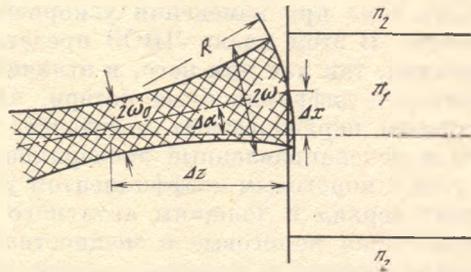
$$P_{00} = K_z - \Delta K_\alpha - \Delta K_x = 4 \left[\left(\frac{\omega_0}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 + \left(\frac{\beta \omega \omega_0}{2R} \right)^2 \right]^{-1} - \frac{\Delta x^2}{2} \left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\omega^2} \right) - \frac{\beta^2 \Delta \alpha^2}{2} (\omega_0^2 + \omega^2),$$

где ω_0 — радиус основной моды ВС, ω — радиус гауссового пучка, $R = \Delta z + \omega^4 \beta^2 / 4 \Delta z$ — радиус кривизны фазового фронта.

Из данных работ [7, 9] следует, что K_{00} может иметь значения, близкие к $K_{00} \approx 1$.

В реальной ситуации ввода излучения инжекционных лазеров ($K \approx 0,2 \div 0,9$) [10] или полупроводниковых лазеров с поперечной накачкой электронным пучком [11] ($K \approx 0,3$) основная трудность заключается в согласовании поля, задаваемого лазером (волновод инжекционного лазера,

Рис. 18. Схема ввода светового пучка с гауссовым распределением в волоконный световод



наведенный волновод или гетероволновод лазера с электронным возбуждением) с распределением поля соответствующей моды ВС. В отличие от этого в ЛВОЭ осуществляется «автосогласование» поля в активной среде и в ВС.

Рис. 3 иллюстрирует возможные погрешности, возникающие при изготовлении ЛВОЭ. При клине клевого слоя 1—3 мкм и суммарном клине полупроводниковой пластины и клея 1—4 мкм на диаметре 40—50 мм несоосностью ВС и ВС можно пренебречь и основным фактором снижения K_v является Δz , определяющийся толщиной клея и полупроводниковой пластины. Как следует из результатов работ [7, 9], для типичных значений Δz при осуществлении генерации на основной моде $K_{00} \approx 1$, что позволяет получить высокочастотный резонатор лазера. Этот вывод хорошо согласуется с полученными экспериментальными результатами.

Полезную информацию можно извлечь из анализа пороговых и мощностных характеристик ЛВОЭ-5 и ЛВОЭ-50 (GaAs).

Пороговое условие для ЛВОЭ-50 можно записать в виде

$$g_1 h \Gamma = 1/2 |\ln(KR_1 R_2)| + H(L - \Gamma h), \quad \Gamma = \begin{cases} S_n / S_1 & \text{при } S_n < S_1, \\ 1 & \text{при } S_n > S_1, \end{cases}$$

где S_n — сечение электронного пучка, S_1 — сечение сердцевины ВС. Параметр Γ учитывает перекрытие возбужденной области и поля моды с учетом распределения поля. Для основной моды при пучке в центре ВС Γ приблизительно равно отношению площади пучка и площади сердцевины ВС. Так как $L/h \approx 6$, $\Gamma < 1$, зависимостью последнего члена от S_n можно пренебречь. Тогда, представляя зависимость коэффициента усиления от тока пучка в виде

$$g = \gamma (j - j_0)^m = \gamma (I/S_n - I_0/S_n)^m \approx \gamma (I/S_n)^m,$$

получаем

$$\Gamma h \gamma (I/S_n)^m = A.$$

Отсюда $S_n (I/S_n)^m = A S_1 / h \gamma = \text{const.}$

Так как минимальному пороговому току соответствует минимальный диаметр электронного пучка, следует, что $m > 1$.

Оценки, сделанные нами из сравнения пороговых токов ЛВОЭ-5 и ЛВОЭ-50 (GaAs), зависимости выходной мощности ЛВОЭ-50 от расфокусировки электронного пучка дают большой разброс для m ($m \simeq 1,2 \div 1,7$). Аналогичные оценки для CdS дают $m \simeq 1$.

Разброс значений m свидетельствует, что применимость определенного вида степенной зависимости g от I ограничена, так как коэффициент усиления определяется механизмом излучательной рекомбинации, который может быть различным для разных пороговых концентраций неравновесных носителей [12, 13]. Дополнительную погрешность вносит зависимость скорости безызлучательной рекомбинации от концентрации неравновесных носителей. Несмотря на это, нам хотелось бы подчеркнуть, что знание зависимости коэффициента усиления от тока представляет большой интерес как в теоретическом плане (идентификация механизмов излучательной рекомбинации, влияние безызлучательной рекомбинации), так и для расчета и конструирования лазеров. В частности, от величины m зависит поведение порогового тока при изменении ускоряющего напряжения, температурная зависимость. В этом плане ЛВОЭ представляет собой удобный объект для исследования, так как для него, в отличие от ЛЭ, отсутствует неопределенный фактор — дифракционные потери, зависящие от величины пороговой концентрации неравновесных носителей. Поэтому необходимы более тщательные и целенаправленные эксперименты по исследованию связи порогового тока с пороговым коэффициентом усиления вариацией коэффициента отражения зеркал и толщины активного элемента.

Рассматривая пороговые и мощностные характеристики лазера, мы не затрагивали вопрос о модовом составе генерируемого излучения. Правомочно ли рассматривать в жгуте отдельные световоды как микролазеры, особенно если учесть, что при диаметре сердцевин 5—6 мкм (ЛВОЭ-5) толщина оболочки 1 мкм, а количество направляемых мод [9]

$$M = V^2/2 \simeq 1/2 [\beta a (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}]^2 \simeq 150 \div 450.$$

Можно ли в такой ситуации говорить об одной или нескольких модах?

На рис. 19 показано расчетное распределение основной моды по торцу световода [8, 14]. Видно, что поле резко спадает в оболочке, и хотя поля соседних световодов перекрываются, в первом приближении световоды можно рассматривать независимыми. На этом же рисунке показано гауссово распределение, соответствующее согласно [9] $(\omega/a)_{\text{опт}} = 0,64$. Мы видим, что гауссово распределение довольно хорошо соответствует распределению основной моды. Отсюда можно сделать заключение, что распределение поля основной моды в дальней зоне будет близким к распределению гауссового пучка $\omega_0 = 0,64a$ на торце световода.

На рис. 11 сплошной линией ($a = 2,5$ мкм) и штриховой ($a = 4,5$ мкм) показана угловая расходимость гауссового пучка

$$\Delta\varphi = 2 \arctg(\omega/z) = 2 \arctg(\lambda/2la \cdot 0,64).$$

Видно хорошее соответствие экспериментальным значениям.

На рис. 20 показаны распределение интенсивности излучения ЛВОЭ-5 и ЛВОЭ-9 в дальней зоне и распределение гауссового пучка для $\omega_0/a = 0,64$ ($a = 2,5$ и 4,5 мкм).

Таким образом, можно предположить, что в ЛВОЭ-5 и ЛВОЭ-9 генерация осуществляется на основной поперечной моде. По крайней мере, даже если моды более высокого порядка и принимают участие в генерации, их вклад в генерируемое излучение незначителен. Некоторое искажение поля в дальней зоне может быть обусловлено примесью рассеянного и спонтанного излучений, кривизной поверхности выходных торцов ВС, эллиптичностью сердцевин и интегральным характером выходов измерений (усреднение рас-

Рис. 19. Распределение интенсивности основной моды (HE_{11}) по торцу волоконного световода ЛВОЭ-5

Заштрихована оболочка. Штриховой показано гауссово распределение с $\omega_0/a = 0,64$

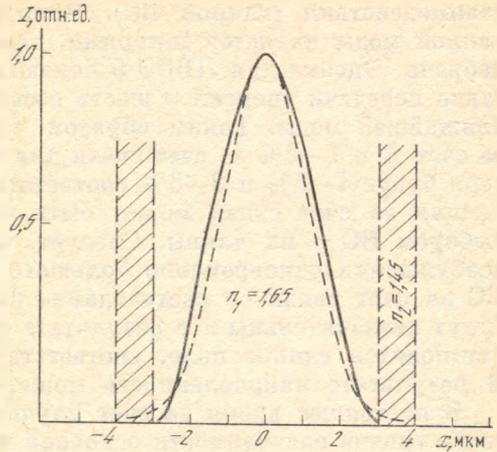
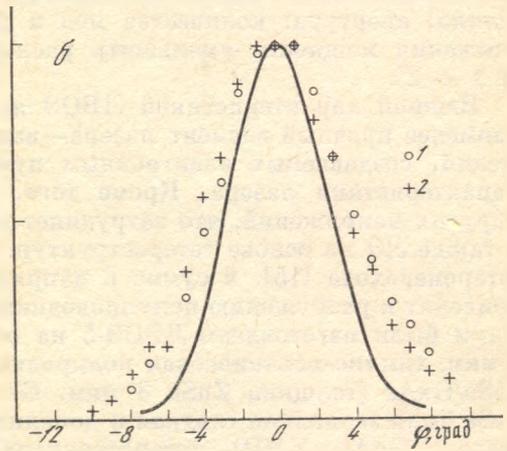
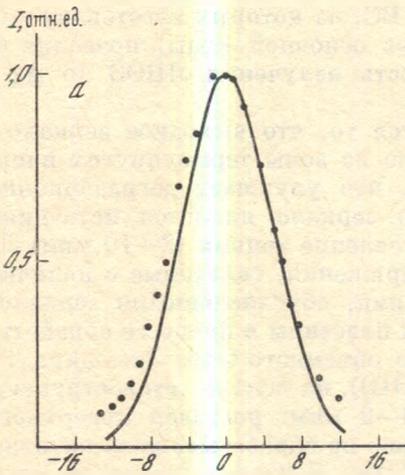


Рис. 20. Распределение интенсивности излучения ЛВОЭ-5 (а) и ЛВОЭ-9 (б) в дальней зоне

Сплошной линией показано угловое распределение гауссового пучка с $\omega_0/a = 0,64$, $a = 2,5$ мкм (а) и $4,5$ мкм (б); $T = 80$ К; CdS



пределения большого количества микролазеров). В пользу одномодовой генерации свидетельствует и тот факт, что распределение в дальней зоне не меняется при изменении накачки, а в ближней зоне диаметр светящегося пятна примерно в 2 раза меньше периода ВС.

Экспериментально получена сильная селекция поперечных мод у ЛВОЭ со сплавленными оболочками ВС. Причем расходимость на уровне основной моды сохранялась даже для ЛВОЭ-5, у которого толщина полупроводниковой пластины из GaAs вместе с клеем не превышала 4—5 мкм. При апертуре $BC \ NA = 0,8 \div 0,89$, казалось бы, не должно быть столь сильной селекции для мод низших порядков. В то же время практически для тех же значений $\Delta z/a$ (Δz — суммарная толщина клея и полупроводниковой пластины, a — радиус сердцевинны ВС) для ЛВОЭ-50 со склеенными оболочками ВС селекция ослаблена. Причин может быть несколько.

Первая — дефекты изготовления ЛВОЭ-50. Второй причиной может быть то, что для ЛВОЭ-50 длина ВС приближается к критической длине $L_0 \sim \sim 4a^2/\lambda$, при которой направляющие свойства ВС проявляются в большей степени для мод более высоких порядков и величину K необходимо рассматривать уже не для отдельной моды, а для некоторой суперпозиции направляемых и вытекающих мод, обладающих практически равными потерями.

Но основной причиной низких селективных свойств ЛВОЭ-50 является, по-видимому, отсутствие связи между ВС. В случае, когда оболочки сплавлены между собой, существует обмен энергией между ВС за счет перекрытия полей мод соседних световодов. Причем такая связь увеличивается с ростом номера моды, а количество переданной энергии определяется длиной

взаимодействия (длиной ВС). Понятно, что такая передача энергии для данной моды является потерями, так как обратной передачей можно пренебречь. Оценка для ЛВОЭ-5 показывает, что потери основной моды вследствие передачи энергии в шесть соседних ВС в 2—3 раза меньше, чем для ближайшей моды. Таким образом, при потерях основной моды $\sim 2 \div 3\%$ за счет K и 1—2% за счет связи для ближайшей моды соответствующие потери будут 4—6% и 3—6% соответственно, что и приводит к селекции. Селекция за счет связи может быть значительно усилена соответствующим выбором ВС и их длины. Следует, однако, помнить, что при однородном возбуждении одновременно большого количества ВС потери периферийных ВС за счет связи со световодами, на которых не реализуется генерация, будут незначительны и в результате обмена энергией между микролазерами установится единое поле, соответствующее модам с оптимальной связью. В результате направленность может значительно ухудшиться.

В настоящее время за счет улучшения направленности и стабилизации ее на уровне расходимости основной моды ВС, из которых изготовлен жгут, яркость лазера по сравнению с ЛЭ увеличена в 10—15 раз. Как следует из экспериментов с ЛВОЭ-50, оптимизация ВС, из которых изготовлен жгут (длина, апертура, количество мод и радиус основной моды), позволит без снижения мощности уменьшить расходимость излучения ЛВОЭ до $\Delta\varphi \simeq 1 \div 2^\circ$.

Важной характеристикой ЛВОЭ является то, что выходное зеркало — наименее прочный элемент лазера — вынесено из зоны термоупругих напряжений, создаваемых электронным пучком, что улучшает деградационные характеристики лазера. Кроме того, само зеркало является источником упругих напряжений, что затрудняет изготовление тонких (2—10 мкм) ЛЭ, а также ЛЭ на основе гетероструктур. Напряжения, связанные с наличием гетероперехода [15], в сумме с напряжениями, обусловленными зеркалом, приводят к разрушению полупроводниковой пластины в процессе обработки. Нами были изготовлены ЛВОЭ-5 на основе объемного GaAs (толщина 1—4 мкм, химико-механическая полировка (ХМП)), на основе гетероструктуры ZnSe/GaAs (толщина ZnSe 3 мкм, GaAs 8—9 мкм; ростовая поверхность ZnSe была зеркально гладкая и дополнительно не обрабатывалась, активная среда — GaAs, ХМП), гетероструктуры ZnSe_{1-x}S_x/GaAs (активная среда ZnSe_{1-x}S_x толщиной 6—7 мкм; подложка из GaAs селективно стравлена). Диаметр активных элементов был 30 мм.

Полученные результаты демонстрируют возможность разработки надежной технологии изготовления лазеров с тонкими активными элементами из напряженных гетероструктур, применение которых неизбежно при снижении ускоряющего напряжения и повышении рабочей температуры.

И в заключение можно отметить еще одну особенность ЛВОЭ. По сравнению с ЛЭ вследствие большой длины резонатора его добротность при одинаковых зеркалах в $\sim L_0/L$ раз больше, чем у ЛЭ. Это приводит к меньшей ширине мод полупроводниковой пластины, 100%-ному провалу между модами как полупроводниковой пластины, так и мод ВС и некоторому сужению всего спектра. Большая добротность резонатора и усреднение неоднородностей по объему, занимаемому основной модой, позволяют надеяться на улучшение однородности излучения лазера.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате настоящей работы предложен и исследован новый тип лазерного элемента ЛЭЛТ, состоящий из активного полупроводникового элемента, укрепленного на пластине из жгута волоконно-оптических световодов с нанесенными отражающими покрытиями. Исследование показало, что ЛВОЭ обеспечивает качественное улучшение важнейших характеристик лазерного излучения — сужение и стабилизацию диаграммы направлен-

ности, повышение яркости излучения. Представляется интересным дальнейшее изучение и совершенствование характеристик ЛВОЭ. Высокая однородность ближней зоны дает основание на получение большей мощности излучения, так как снижается опасность очаговой катастрофической деградации, свойственной обычным ЛЭ. Создание ЛВОЭ открывает новые возможности схемного построения оптических устройств памяти, проекционного телевидения и других приборов, так как позволяет использовать для передачи сигналов элементную базу современной волоконной и интегральной оптики.

В заключение авторы выражают благодарность В. И. Решетову и П. В. Резникову за помощь в проведении экспериментов, В. И. Козловскому за полезное обсуждение результатов работы, П. И. Кузнецову за предоставленные образцы гетероструктур ZnSeS/GaAs.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козловский В. И., Насибов А. С., Печенов А. Н. и др. Исследование лазерной электронно-лучевой трубки в режиме сканирования // Квантовая электрон. 1978. Т. 5, № 3. С. 487—494.
2. Козловский В. И., Резников П. В. Диаграмма направленности излучения лазерных ЭЛТ // Наст. изд.
3. Козловский В. И., Насибов А. С., Печенов А. Н. и др. Лазерные экраны из монокристаллических слитков CdS, CdS_xSe_{1-x}, ZnSe // Квантовая электрон. 1977. Т. 4, № 2. С. 351—354.
4. Козловский В. И., Насибов А. С., Скасырский Я. К. Использование точечного катода из LaV₆ в лазерной ЭЛТ // Квантовая электрон. 1983. Т. 10, № 8. С. 1699—1700.
5. Козловский В. И., Насибов А. С., Резников П. В. Характеристики излучения лазерного экрана из CdS при 300 К // Квантовая электрон. 1981. Т. 8, № 11. С. 2493—2500.
6. Козловский В. И., Насибов А. С., Печенов А. Н. Тепловой режим работы экрана лазерной электронно-лучевой трубки (ЛЭЛТ): Препр. ФИАН № 24. М., 1978. 35 с.
7. Marcuse D. Excitation of the dominant mode of a round fiber by a gaussian beam // Bell Syst. Techn. J. 1970. Vol. 49, N 8. P. 1695—1703.
8. Унгер Х. Г. Планарные и волоконные оптические волноводы // М.: Мир, 1980. 654 с.
9. Kogelnik H. Coupling and conversion coefficients for optical modes: Proc. Sympos. on Quasi-Optics. Brooklyn: Politechn. press, 1964. P. 73—80.
10. Гончаров И. Г., Кириллович А. А. Полупроводниковый лазер с электронной накачкой и световодным выходом // Квантовая электрон. 1987. Т. 14, № 1. С. 94—99.
11. Cohen L. G. Power coupling from GaAs injection lasers in to optical fibers // Bell Syst. Techn. J. 1972. Vol. 51, N 3. P. 573—594.
12. Козловский В. И., Насибов А. С., Печенов А. Н., Попов Ю. М. О механизме генерации в лазерных экранах, выполненных из полупроводниковых соединений A^{III}B^V^I // Квантовая электрон. 1979. Т. 6, № 1. С. 189—196.
13. Лаврушин Б. М., Набиев Р. Ф., Насибов А. С., Попов Ю. М. Влияние экранированного кудоновского взаимодействия на спектры оптического усиления в CdS // Квантовая электрон. 1985. Т. 12, № 5. С. 1084—1086.
14. Колесников П. М. Теория неоднородных световодов и резонаторов. Минск: Наука и техника, 1982. 295 с.
15. Кузнецов П. И., Мартовицкий В. П., Печенов А. Н. и др. Дефекты и напряжения в пленках ZnSe, полученных из элементоорганических соединений (MOCVD) на подложках (100) GaAs // Крат. сообщ. по физике ФИАН. 1987. № 3. С. 3—6.

УДК 621.373.826.038.824.4

А. С. НАСИБОВ, А. Н. ПЕЧЕНОВ, В. И. РЕШЕТОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕГРАДАЦИИ ЛАЗЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ, ИЗЛУЧАЮЩИХ В ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ

ВВЕДЕНИЕ

Лазерные электронно-лучевые трубки являются перспективными источниками для проекционных и дисплейных устройств, систем оптической памяти, растровой микроскопии и других практически важных устройств. Одной из важнейших характеристик лазера является деградационная стойкость, определяющая его срок службы. В связи с промышленным освоением таких ЛЭЛТ актуальность этой проблемы еще более возрастает.

Процессы ухудшения работы ЛЭЛТ могут быть связаны с системой формирования электронного пучка, но наиболее существенными являются процессы в самом лазерном элементе (ЛЭ), составными частями которого является полупроводниковый кристалл, в котором под действием электронного пучка создается активная среда, а также зеркальные покрытия, образующие оптический резонатор. В настоящей работе наибольшее внимание уделяется лазерам на основе сульфида кадмия, являющегося базисным материалом для лазеров с электронно-лучевой накачкой, излучающих в видимой области спектра. В работе приводятся результаты по кинетике деградации в зависимости от основных параметров возбуждения (плотности тока, скорости сканирования, частоты возбуждения). Рассматривается также влияние на деградационные процессы различных видов технологии изготовления лазерных экранов и технологии роста материалов. Приводятся результаты исследования изменений в полупроводниковом материале с помощью спектрального анализа, термостимулированной проводимости, растровой и просвечивающей электронной микроскопии. Приводятся данные исследований деградации зеркальных покрытий и изучения скорости деградации в материалах с различной шириной запрещенной зоны. На основе проведенных исследований предлагается модель основных деградационных процессов в таких лазерах, обсуждаются способы повышения их срока службы.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Исследования деградации ЛЭ проводились на разборной электронно-лучевой трубке со следующими параметрами: ускоряющее напряжение 20—100 кВ, ток пучка до 500 мкА. Диаметр электронного пучка на мишени составлял 15 мкм, т. е. плотность тока могла достигать 300 А/см². С целью уменьшения загрязнения поверхности образцов органическими веществами в установке использовалась система безмасляной откачки с насосом НОРД-250, обеспечивающая вакуум до 10⁻⁶ Тор. Возбуждение лазерных мишеней проводилось в импульсно-сканирующем режиме либо со строчной, либо с кадровой разверткой. Частота строк в строчном режиме изменялась от 0 до 16 кГц, а частота кадров в растровом режиме от 0 до 400 Гц. Скорость сканирования электронного пучка по мишени менялась в пределах от 10² до 10⁶ см/с.

Наиболее полные исследования были проведены на ЛЭ, в которых полупроводниковым материалом являлся сульфид кадмия. Выбор основного материала для деградационных исследований обусловлен тем, что сульфид кадмия является типичным представителем группы полупроводниковых материалов $A^{II}B^{VI}$, дает излучение в видимой зеленой области спектра, является одним из наиболее изученных материалов группы $A^{II}B^{VI}$ как с технологической, так и с физической точек зрения. При изучении зависимости степени деградации материалов от ширины запрещенной зоны использовались также арсенид галлия, селенид кадмия, сульфид селенид кадмия, селенид цинка, оксид и сульфид цинка. В работе исследовались объемные образцы сульфида кадмия, выращенные методом Давыдова — Маркова [1], а также практически бездислокационные пластинчатые кристаллы CdS, выращенные методом Фрерикса.

Технология изготовления ЛЭ из слитков являлась обычной [2] и состояла из нарезки слитка на пластины, толщиной 1,5 мм, шлифовки и полировки при последовательном уменьшении зерна порошка до толщины 0,8 мкм, нанесения диэлектрического (выходного) зеркала, приклейки к сапфировой шайбе (хладопроводу) пластины со стороны диэлектрического зеркала, шлифовки и полировки другой стороны пластины, нанесения глухого серебряного зеркала.

С целью выяснения влияния типа обработки облучаемой поверхности ЛЭ в качестве финишной полировки наряду с механической применялись также химико-механическая (с использованием раствора $1/4\text{HCl} + 3/4\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$) и химическая с полирующим травителем из концентрированной соляной кислоты и CrO_3 .

Спектральные измерения проводились на спектрометре ДФС-12 с использованием ФЭУ-17А и ФЭУ-22. Мощностные измерения осуществлялись с применением коаксиального фотоэлемента ФЭК-14 и регистрировались осциллографом С1-70. При исследовании мощностных, пороговых характеристик регистрировались усредненные значения этих характеристик по возбуждаемой строке или по растрю.

КИНЕТИКА ДЕГРАДАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

Изучение кинетики деградации лазерных экранов проводилось в широком диапазоне режимов возбуждения (варьировались плотность тока, скорость сканирования, частота возбуждения, ускоряющее напряжение). В этих экспериментах использовались ЛЭ, полученные из кристаллов, выращенных различными методами (объемные [1] и методом Фрерикса), в различных условиях выращивания и обработки в процессе изготовления ЛЭ.

Типичная картина изменения мощности ЛЭ в процессе его работы при $T = 80 \text{ K}$ и 300 K показана на рис. 1. Видно, что начальная скорость спада мощности генерации выше, чем после некоторого периода работы. Начальный участок будем называть быстрой стадией в отличие от участка с меньшими изменениями мощности, который назовем медленной стадией постепенной деградации.

Изменение мощности можно характеризовать временем спада мощности $\tau = -P/(dP/dt)$. Эта величина различна для быстрой и медленной стадии деградации, зависит от параметров полупроводникового материала, технологии изготовления ЛЭ и режимов возбуждения. Для приведенного на рисунке случая для быстрой стадии при 80 K и 300 K соответственно τ составляет 18 и 13 ч, а для медленной 183 и 32 ч.

Эксперименты показали, что отношение начального значения мощности генерации P_0 к значению мощности после протекания быстрой стадии деградации P_d^6 — степень уменьшения мощности на быстрой стадии деградации P_0/P_d^6 — зависит от технологии выращивания полупроводникового материала и изготовления ЛЭ, а также условий и режима возбуждения.

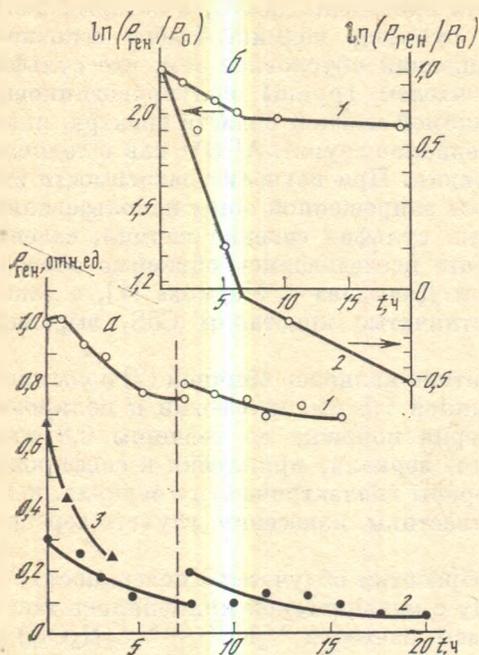


Рис. 1. Типичная кинетика изменения интенсивности генерации в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах при разных способах обработки облучаемой поверхности полупроводника

1, 2 — химическая обработка, $T = 80$ К (1) и 300 К (2); 3 — механическая полировка, $T = 80$ К. Режим облучения: $f_c = 200$ Гц; $v_{СК} = 5 \cdot 10^3$ см/с; $E = 75$ кэВ; $I_H = 400$ мкА

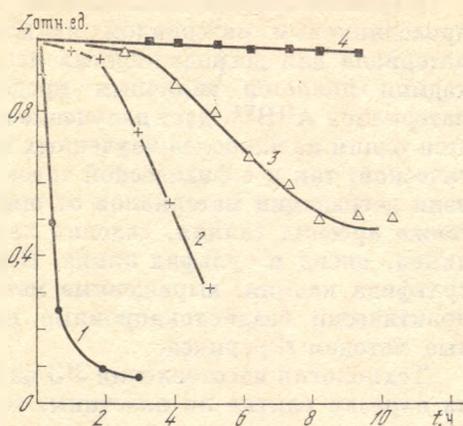


Рис. 2. Изменение мощности лазерного излучения со временем при различных уровнях накачки

1—4: $I_H = 400$ мкА (1); 350 (2); 200 (3) 150 (4). Режим работы: $E = 75$ кэВ; $\tau = 3 \cdot 10^{-8}$ с; $f = 10$ кГц; $I_{пор} = 20$ мкА

Так, например, при изменении температуры от азотной до комнатной степень уменьшения мощности на быстрой стадии деградации возрастает (см. рис. 1).

Изменение мощности генерации от времени работы лазера при различных значениях тока пучка представлено на рис. 2. При малых ($j \leq 50$ А/см²) плотностях тока пучка за $t \approx 10$ ч не удавалось наблюдать окончания быстрой стадии деградации (кривая 4). При увеличении плотности тока происходит возрастание скорости быстрой стадии деградации и увеличение степени уменьшения мощности P_0/P_d^6 .

Влияние технологии изготовления ЛЭ на его мощностные и пороговые характеристики представлено на рис. 3. Здесь даны ватт-амперные характеристики двух ЛЭ, изготовленных из одного слитка. Кривые 1 и 3 относятся к ЛЭ с химико-механической финишной полировкой облучаемой поверхности, а кривые 2 и 4 — к ЛЭ с химической полировкой облучаемой поверхности. Кривые 1 и 2 характеризуют исходные ЛЭ, а кривые 3 и 4 отвечают ватт-амперным характеристикам ЛЭ после их возбуждения в течение 5 ч при 80 К током в 300 мкА с частотой 500 Гц. Сравнение этих кривых показывает, что в ЛЭ с химической финишной полировкой наибольшее изменение испытал порог генерации, в то время как в ЛЭ с химико-механической полировкой наблюдается значительное уменьшение дифференциальной эффективности.

Зависимость изменения мощности от времени при различных длительностях возбуждения, что достигалось изменением скорости сканирования электронного пятна на ЛЭ, представлена на рис. 4. Видно, что при одной и той же дозе облучения, определяемой как полное количество электронов, прошедших через единицу поверхности (отмеченной стрелкой), спад мощности генерации возрастает с увеличением времени возбуждения. Такая неаддитивность влияния дозы на спад мощности связана, по-видимому,

Рис. 3. ВТАХ ЛЭ до (1, 2) и после деградации (3, 4)

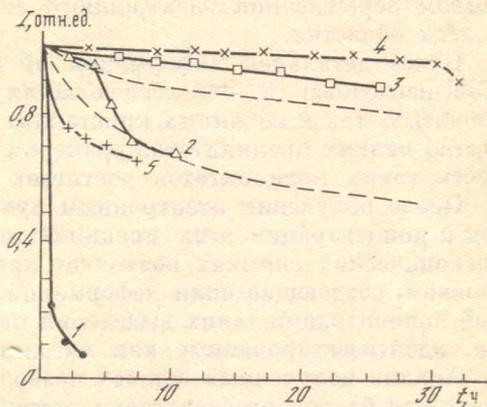
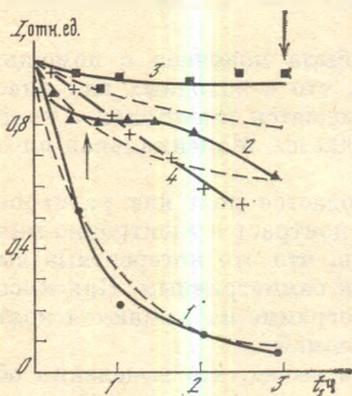
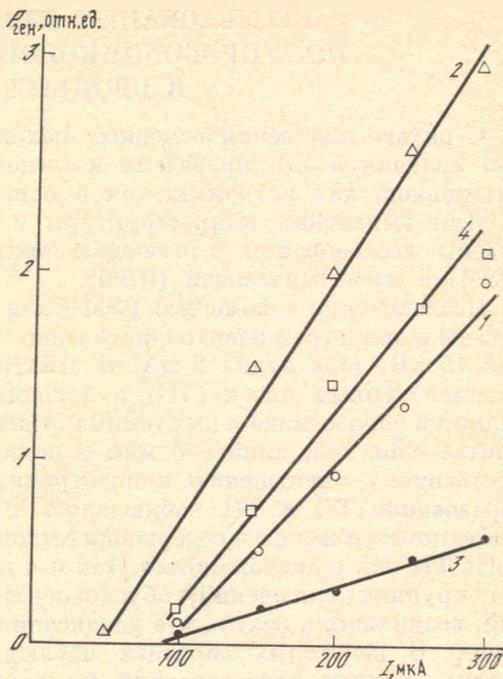
1, 3 — химико-механическая обработка;
2, 4 — химическая полировка

Рис. 4. Зависимость мощности излучения от времени для различных τ возбуждения точки ЛЭ

1—3 — в режиме генерации; $\tau = 3 \cdot 10^{-8}$ с (1); 1,9 (2); 0,75 (3); 4 — в режиме люминесценции; $j = 250$ А/см², $f = 10$ кГц. Штриховой показан расчет по формуле (11)

Рис. 5. Зависимость мощности лазерного излучения от времени при различной частоте повторения накачки

1—4: $f = 10$ кГц (1); 2 (2); 200 Гц (3); 25 (4); площадь раstra $0,5 \cdot 10^{-2}$ см²; 5 — $0,4$ см²; $f = 200$ Гц; $\Delta T = 100$ К; $E = 75$ кэВ; $j = 250$ А/см². Штриховой показан расчет по формуле (11)



с возрастанием роли термоупругих напряжений и повышением средней температуры возбуждаемой области ЛЭ. С увеличением средней температуры связано отклонение от аддитивности дозы и в экспериментах по кинетике деградации при различных частотах повторения накачки (рис. 5). Так, при частоте 10 кГц (кривая 1) доза, приводящая к снижению мощности в 10 раз при 2 кГц, приводит к снижению мощности всего на 30%. Однако при незначительном импульсном и среднем нагреве, что обеспечивается контролем спектра излучения лазерной мишени, аддитивность дозы соблюдается. Этот факт позволяет проводить ускоренные испытания ЛЭ и делать оценку его срока службы, например, в телевизионном режиме. По таким оценкам срок службы в телевизионном режиме при $T = 80$ К, $I = 150$ мкА и спаде мощности на 10% составляет ~ 1000 ч.

ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗМЕНЕНИЙ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО МАТЕРИАЛА В ЛЭ В ПРОЦЕССЕ РАБОТЫ

С целью выяснения основных механизмов, определяющих деградационные явления в ЛЭ, проведены исследования образцов полупроводниковых материалов, как исходных, так и использованных в лазерных элементах.

Для выявления микроструктуры в полупроводниковых образцах проведены исследования с помощью электронной микроскопии — растровой (РЭМ) и просвечивающей (ПЭМ).

Исследования с помощью РЭМ были выполнены на приборе МВХ-1 (Сашебах) с диаметром электронного зонда 0,01 мкм, при ускоряющем напряжении 15 кВ, токе пучка 2 мА. В этих исследованиях [3] было установлено наличие темных пятен (ТП) в исходных низкоомных образцах сульфида кадмия и образование в них темных линий (ТЛ) после эксплуатации их в ЛЭ. Снятие слоя толщиной ~ 3 мкм в полирующем травителе приводило к существенному уменьшению концентрации ТЛ и ТП. В РЭМ-исследованиях образование ТЛ и ТП наблюдалось только в низкоомных, по-видимому, нестехиометрических и содержащих много примесей кристаллах. Обнаружена связь ТП как с дислокациями, так и с преципитатами: образование ТЛ вокруг крупных включений, обусловленных, вероятно, скоплением дислокаций, возникших в результате релаксации упругих напряжений вокруг включений. В некоторых образцах наблюдались ТЛ в области малоугловых границ, причем рентгеновский микроанализ при последовательном дискретном перемещении электронного зонда показал 2—3 %-ный избыток Cd в этих областях.

Более детальная информация об образцах была получена с помощью ПЭМ-исследований. Эти исследования показали, что в исходных как пластинчатых, так и объемных кристаллах CdS наблюдается значительное количество мелких преципитатов размером от 5 до 1000 нм. Максимальная плотность таких преципитатов достигает 10^{14} см⁻³.

После облучения электронным пучком наблюдается рост как размеров, так и концентрации этих преципитатов [4]. Их контраст в электронно-микроскопических снимках позволяет предположить, что это когерентные выделения, создающие поля деформаций, близкие к симметричным. При высокой концентрации таких выделений на электронограмме наблюдаются кольца, идентифицированные как металлический кадмий.

Анализ полученных данных позволил сделать вывод, что выделения образуются благодаря сверхстехиометричному Cd, а не вследствие подпороговой деструкции решетки [5, 6]. Этот факт согласуется с известными представлениями о росте таких кристаллов [7, 8], где отмечено, что зона существования CdS очень мала при комнатной температуре, а при высоких температурах ($T = 1300$ К) смещена в сторону Cd. Другими словами, рост CdS происходит из заведомо нестехиометричной фазы. Такие кристаллы оказываются метастабильными при комнатной температуре, что связано с наличием пересыщенного твердого раствора CdS + Cd. Воздействие электронным пучком стимулирует распад твердого раствора и приводит к образованию выделений Cd. На основе фазовой диаграммы существования CdS [9] ожидаемые отклонения от стехиометрии могут составлять $\Delta \approx 10^{19}$ см⁻³ при $T = 1200^\circ$ С.

В [4] показано, что интенсивность люминесценции существенно падает с ростом концентраций этих преципитатов, что обусловлено процессами безызлучательной рекомбинации носителей на поверхности преципитатов. Поэтому образование и рост выделений кадмия является одним из механизмов, приводящих к деградации ЛЭ из монокристаллов Cd. Для уменьшения нестехиометрии кристаллов CdS и, следовательно, уменьшения концентрации Cd, выпадающего в преципитаты, были проведены эксперименты по выращиванию кристаллов при контролируемых давлениях серы [10]. Уста-



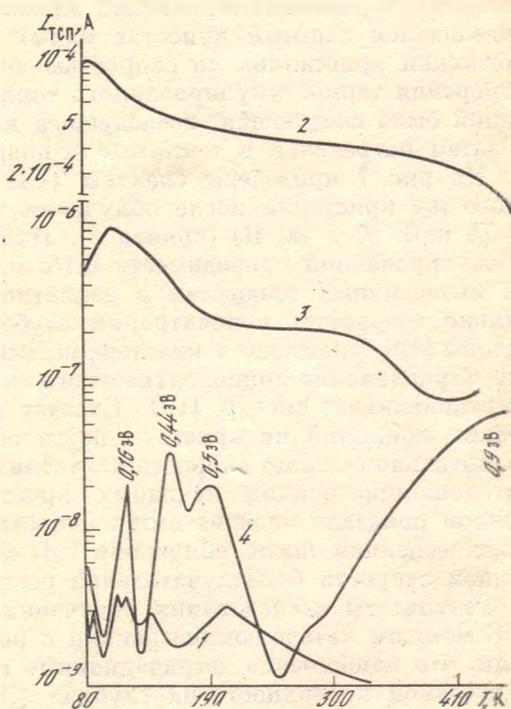
Рис. 6. Электронно-микроскопический снимок частицы SiO_2 (реплика с извлечением) (а) и микродифракция с частицы SiO_2 (б)

Рис. 7. Спектры ТСП кристалла CdS 1 — исходный; 2 — после облучения; 3 — после выдержки без облучения 24 ч; 4 — окончательный спектр (релаксированный)

новлено, что имеется оптимальный диапазон значений $p_d = 1 \div 10$ мм рт.ст., при котором наблюдается минимальный порог и соответственно максимальная мощность генерации, а также меньшая скорость постепенной деградации. Однако полученные в этих условиях кристаллы CdS оказываются еще недостаточно совершенными, они не дают значительного улучшения лазерных характеристик; например, КПД в изготовленных из них ЛЭ не превышает 5%. Это позволяет предположить, что, помимо стехиометрии, существуют еще существенные факторы, обуславливающие их излучательные свойства и устойчивость к деградации. Такими факторами могут являться примеси в кристаллах, источником которых может быть используемая для роста кристаллов шихта, а также материал контейнера, в котором осуществляется рост.

Обычно рост кристаллов CdS осуществляется в кварцевых ампулах при $T = 1000 \div 1170^\circ \text{C}$, однако уже при 1050°C термостойкость кварца снижается и может происходить возгонка материала контейнера, приводящая к возможному легированию кристаллов кремнием и кислородом.

ПЭМ-исследования показали, что в кристаллах, выращенных в кварцевых контейнерах, содержатся включения SiO_2 . На рис. 6, а приведен электронно-микроскопический снимок пластинчатого включения SiO_2 . Снимок получен методом угольных реплик с извлечением. Микродифракция электронов с этого включения, показанная на рис. 6, б, отвечает α -кварцу с гексагональной структурой [11]. Оценки показывают, что концентрация таких включений $\sim 10^6 \text{ см}^{-3}$. ПЭМ-исследования показали, что в кристаллах CdS ,



выращенных при обычных режимах, имеются области с мозаичной структурой, причем кристаллиты имеют размеры от нескольких десятков нанометров до единиц микрометров. Использование сапфировых контейнеров позволило повысить температуру роста кристаллов CdS до 1300°C . Анализ кристаллов, выращенных при температурах $1240\text{--}1270^\circ\text{C}$, показал, что они обладают более высоким кристаллическим совершенством, в них отсутствуют поры, микровключения окиси кремния, мозаичность. Такие кристаллы имеют более высокий квантовый выход излучения, а ЛЭ, изготовленные из этих кристаллов, имеют в 2—3 раза более высокую дифференциальную эффективность (КПД = 10%) и более низкие значения порога. Некоторые образцы таких ЛЭ имели значительно более высокую деградационную стойкость по сравнению с ЛЭ, изготовленными из кристаллов, выращенных в кварцевых контейнерах.

Для изучения изменения в энергетической структуре дефектов в кристаллах CdS, подвергнутых облучению электронным пучком, была привлечена методика термостимулированной проводимости (ТСП) [3]. Для этого использовался азотный криостат малых размеров с устройством подогрева подложки кристаллов со скоростью от 0 до 2 К/с при чувствительности измерения термостимулированного тока в 10^{-12} А. Последовательность операций была следующая: исследуемый кристалл охлаждался в течение 30 с, а затем нагревался в темноте с одновременной записью спектров ТСП.

На рис. 7 приведены спектры ТСП исходного кристалла (кривая 1) и этого же кристалла после облучения в течение 1 ч ($j = 200$ А/см², $E = 75$ кэВ, $T = 80$ К) (кривая 2). Наблюдаемое возрастание пиков термостимулированной проводимости 0,46; 0,44; 0,5; 0,6; 0,9 эВ свидетельствует об интенсивных процессах в дефектной подсистеме кристалла. Наиболее сильно возрастает концентрация глубоких центров $E = 0,9$ эВ, которую авторы [12] связывают с кластерами, основным элементом которых является Cd. Стравливание приповерхностного слоя 3—5 мкм практически полностью восстанавливает спектр ТСП. Следует отметить, что нанесение диэлектрических покрытий на кристалл перед облучением его электронным пучком значительно снижает скорость изменения спектров ТСП. Сравнение спектров катодолюминесценции исходных кристаллов и облученных электронным пучком показало падение интенсивности как зона-зонной, так и примесной люминесценции после облучения [3], обусловленное значительным возрастанием скорости безызлучательной рекомбинации на глубине ≤ 3 мкм.

Результаты исследования облученных электронным пучком кристаллов CdS методом катодолюминесценции с различной энергией электронов показали, что наибольшие деградационные изменения происходят также вблизи облучаемой поверхности на глубине ≤ 3 мкм [3]. Спектры катодолюминесценции восстанавливались при стравливании кристаллов на глубину более 3 мкм, что хорошо совпадает с приведенными выше экспериментами по ТСП. Так же как в экспериментах по ТСП, изучение деградационных изменений методом катодолюминесценции показало существенное влияние покрытий на деградационные изменения исследованных кристаллов CdS. Эти факты свидетельствуют о том, что при отсутствии покрытий важным деградационным процессом является радиолиз кристаллов [5], приводящий к нарушению стехиометрии. Таким процессом может быть, например, радиационно-стимулированная диффузия междоузельной серы и ее испарение, дополнительно приводящая к избытку кадмия и кластерообразованию. Такие процессы радиолиза являются, по-видимому, наиболее важной причиной деградации лазеров на CdS с поперечной накачкой электронным пучком [5], в которых не используются покрытия кристалла. В то же время наличие зеркальных и других покрытий приводит к значительному подавлению процесса радиолиза.

Эксперименты по кинетике деградации ЛЭ свидетельствуют о том, что для объяснения ряда наблюдаемых фактов требуется привлечение дислокационного механизма деградации. Дислокации, как известно, могут быть центрами

безызлучательной рекомбинации. Ростовые дислокации малоподвижны и их роль в безызлучательной рекомбинации мала. В [13] показано, что ростовые дислокации с плотностью менее 10^7 см^{-2} не оказывают влияния на характеристики ЛЭ. Поэтому нас интересовало поведение дислокаций, введенных при изготовлении ЛЭ из монокристаллического слитка, а также образование и развитие дислокаций в процессе работы ЛЭ.

Исследования в ПЭМ показали интенсивное зарождение дислокаций в исследованных образцах как непосредственно в колонке микроскопа, так и при облучении в ЭЛТ. На рис. 8 показаны введенные дислокации при работе ЛЭ в растровом режиме. На этом снимке с левой стороны можно видеть образование преципитатов. Справа на снимке наблюдаются дислокации, но практически отсутствуют преципитаты. Форма этих дислокаций, а также отсутствие преципитатов, по-видимому, свидетельствуют о том, что дислокации двигались по механизму переползания.

ПЭМ-исследования показали, что в CdS источниками дислокаций являются выделения, царапины, поверхность кристалла.

Проведено изучение развития дислокаций в CdS вблизи царапины при термоупругих напряжениях, обусловленных поглощением оптического собственного излучения, возбуждаемого азотным лазером при $I_N = 10^5 \div 10^6 \text{ Вт/см}^2$ [14]. В этих экспериментах использовались пластинчатые кристаллы CdS с поверхностями типа $\{10\bar{1}0\}$ и $\{11\bar{2}0\}$, толщиной 0,2—0,5 мкм, обеспечивающей полное поглощение возбуждающего лазерного излучения. На поверхность кристаллов наносились царапины путем перемещения кристалла со стеклянной подложкой по стеклянной крошке. Отделенные от подложки кристаллы помещались на опорные медные объективные сетки, на которых возбуждались азотным лазером, и наблюдались в ПЭМ.

ПЭМ-исследования показали, что введенные дислокации локализируются в узкой области вблизи царапины [14]. При облучении кристаллов азотным лазером обнаружено принципиальное различие поведения дислокаций в кристаллах с низким квантовым выходом и с высоким. Так, в кристаллах с низким квантовым выходом (интенсивность суперлюминесценции $I_L < 10^6 \text{ Вт/см}^2$) движения дислокаций в области царапины не наблюдалось вплоть до интенсивностей возбуждения, при которых наступало разрушение этих кристаллов ($I_N \approx 2 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$).

В кристаллах с высоким квантовым выходом ($I_L > 10^6 \text{ Вт/см}^2$) при возбуждении азотным лазером наблюдалось движение введенных дислокаций путем скольжения, которое носило пороговый характер, причем пороговая интенсивность возбуждения зависела от размера возбуждаемой области.

Контраст на изображении дислокаций исчезал для всех типов дислокаций при векторе дифракции $g = [0002]$. Это позволило считать [15], что вектор Бюргерса дислокаций равен $1/3 [11\bar{2}0]$. Скольжение дислокаций в основном происходило по призматическим и пирамидальным плоскостям. Скольжение по плоскостям базиса не наблюдалось, что может быть связано как с пространственным распределением термоупругих напряжений, так и с меньшей подвижностью базисных дислокаций вследствие фотопластического эффекта [16].

Полученные результаты свидетельствуют, что скольжение дислокаций инициируется собственным излучением кристалла. При поглощении собственного излучения на введенных дислокациях [17] происходит локальное нагревание по механизму теплового взрыва [18]. Такой локальный разогрев вызывает появление термоупругих напряжений, стимулирующих движение и размножение дислокаций вблизи царапины.

В [14] в модели термоактивированного движения дислокаций в пайерлсовском рельефе [19] рассчитана зависимость скорости дислокаций в CdS от интенсивности возбуждающего света и дается ее сравнение с экспериментальной зависимостью.

Влияние упругих напряжений, вызывающих рост дислокаций и снижающих квантовый выход люминесценции при возбуждении электронным пуч-



Рис. 8. Электронно-микроскопический снимок кристалла CdS после облучения в ЭЛТ в лазерном режиме

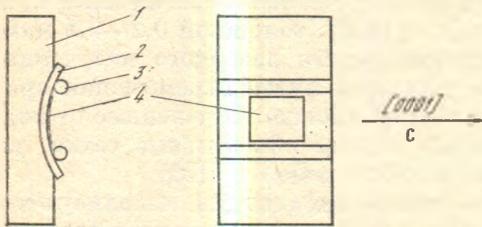


Рис. 9. Схема деформирования кристаллов CdS методом четырехточечного изгиба

- 1 — сменная цилиндрическая матрица;
2 — подложка из бериллиевой бронзы;
3 — прижимающие ролики;
4 — кристаллы

ком, демонстрирует эксперимент по деградации люминесценции кристаллов при контролируемых деформациях. В этих экспериментах использовались пластинчатые кристаллы CdS толщиной 30—50 мкм, которые приклеивались к подложке из бериллиевой бронзы толщиной $d = 0,5$ мм и деформировались методом четырехточечного изгиба в специальной оправе (рис. 9). В этой оправе бронзовая подложка вместе с кристаллом прижимались к сменной цилиндрической матрице с известным радиусом кривизны R , обеспечивая надежный теплоотвод. Кристалл на подложке ориентировался так, чтобы ось C была параллельна образующей цилиндра. Облучение кристалла проводилось при энергии электронов 75 кэВ и $v_{\text{ск}} = 2 \cdot 10^8$ см/с в криостате, охлаждаемом проточной водой. Измерение интенсивности катодolumинесценции осуществлялось в геометрии «на отражение».

Считая деформации малыми, воспользуемся законом Гука для анизотропных сред

$$\sigma_{ij} = C_{ijkm} \varepsilon_{km},$$

где σ_{ij} — тензор напряжений, C_{ijkm} — тензор коэффициентов упругости, ε_{km} — тензор относительных деформаций. Для кристаллов со структурой вюрцита тензор C_{ijkm} имеет вид [20]

C_{11}	C_{12}	C_{13}	0	0	0
C_{12}	C_{11}	C_{13}	0	0	0
C_{13}	C_{13}	C_{33}	0	0	0
0	0	0	C_{44}	0	0
0	0	0	0	C_{44}	0
0	0	0	0	0	C_{66}

При четырехточечном изгибе $H \ll d \ll R$ можно получить, что в выбранной ориентации кристалла деформации $\varepsilon_{33} = d/(2R - d)$. Считая, что $\varepsilon_{33} \gg$

$\gg \varepsilon_{11}, \varepsilon_{12}, \varepsilon_{13}$, получаем

$$\sigma_{33} = c_{33}\varepsilon_{33}.$$

Для различных R величины деформаций и напряжений приведены в таблице ($C_{33} = 0,38 \cdot 10^{11}$ Дж/см²). Выбранные для исследования напряжения лежат как выше, так и ниже предела упругости ($\sigma \approx 4$ кг/мм² при 300 К).

Величины деформаций и напряжений для различных R

R , мм	ε_{33}	σ_{33} , кг/мм ²	R , мм	ε_{33}	σ_{33} , кг/мм ²
∞	0	0	41,7	0,006	5,6
-60	0,041	-3,8	85	0,003	2,8
15	0,017	15,6			

Результаты измерения начальной скорости деградации люминесценции от тока накачки $v_d = (I_0 - I)/I_0 t$ при различных радиусах четырехточечного изгиба приведены на рис. 10. Как видно из рисунка, механические напряжения увеличивают скорость деградации. В случае напряжений, превышающих предел упругости (рис. 4, 5), скорость деградации возрастает с увеличением накачки. В случае напряжений, меньших предела упругости, скорость деградации практически не зависит от накачки. Причем отрицательные напряжения, т. е. когда облучаемый кристалл подвергнут растягивающим деформациям, способствуют уменьшению скорости деградации, что, по-видимому, связано с компенсацией приложенных напряжений термоупругими напряжениями, возникающими при возбуждении образца электронным пучком.

Очевидно, что наблюдаемая деградация катодолюминесценции деформированных образцов обусловлена главным образом процессами размножения дислокаций. Это подтверждается образованием темных линий (рис. 11), ориентированных по кристаллографическим направлениям, наблюдаемым с помощью РЭМ, и разгоранием в спектре катодолюминесценции полосы, связываемой с излучательной рекомбинацией на дислокациях [21]. Как показывают РЭМ-исследования, зарождение дислокаций происходит в значительной степени неоднородно, источниками размножения дислокаций, по-видимому, являются включения, преципитаты, имеющие вокруг себя обычно поле упругих напряжений.

В кристаллах CdS, подвергнутых возбуждению электронным пучком, наблюдалось увеличение их микротвердости [3]. Так, при облучении кристаллов в течение 5 ч в растровом режиме при токе 350 мкА и $E = 75$ кэВ с частотой 100 Гц происходило увеличение микротвердости на 3—10%. Возрастание микротвердости связано с ростом концентрации препятствий для движения дислокаций, которыми могут быть сами же дислокации, преципитаты и точечные дефекты [22].

В настоящей работе основные исследования были направлены на изучение деградационных изменений ЛЭ на основе сульфида кадмия. Однако представляет интерес сравнить деградационную стойкость сульфида кадмия с другими соединениями $A^{IV}B^{VI}$. В экспериментах использовались наряду с CdS прямозонные монокристаллические полупроводники $A^{IV}B^{VI}$: CdSe, ZnTe, ZnSe, ZnO, ZnS. С целью сведения к минимуму влияния технологических условий выращивания кристаллов использовались кристаллы, выращенные одним методом — методом Давыдова—Маркова. В качестве финишной обработки этих образцов применялась химическая полировка. Для определения различий скорости деградации в объеме и вблизи поверхности измерения осуществлялись при возбуждении электронным пучком с энергией электронов 75 и 20 кэВ соответственно. Измерения проводились на ЭЛТ в импульсно-сканирующем режиме с частотой $f = 250$ Гц и плотностью $j = 200$ А/см².

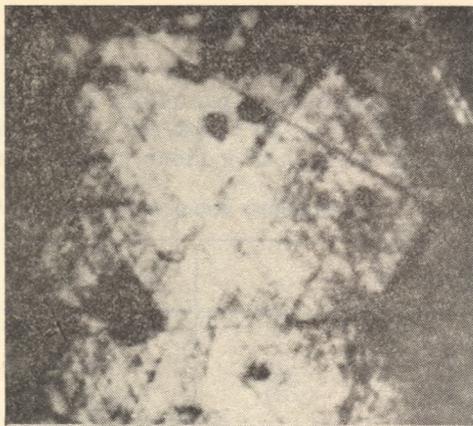
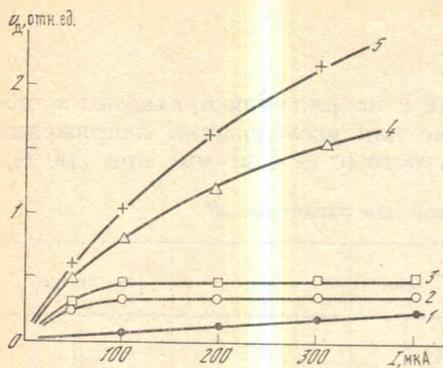


Рис. 10. Зависимость скорости деградации интенсивности краевой люминесценции от тока накачки при различных механических напряжениях

1: $\sigma = 0$; 2—5: $\sigma = -3,8$ кг/мм² (2); 2,8 (3); 5,6 (4); 15,9 (5)

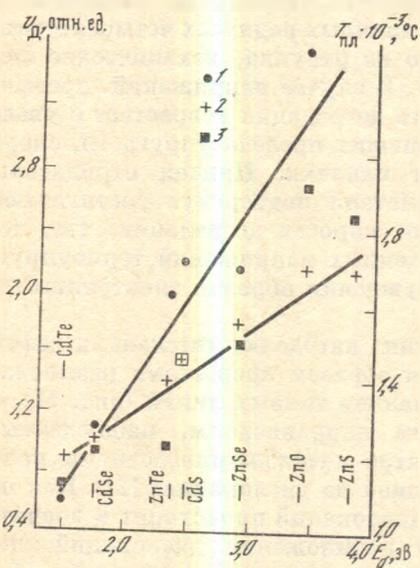


Рис. 11. Катодолуминесценция кристалла CdS после деформации четырехточечным изгибом (РЭМ) ($\sigma = 5,6$ кг/мм²)

Рис. 12. Зависимость скорости деградации интенсивности КЛ от ширины запрещенной зоны

1 — в приповерхностных слоях, $E = 20$ кэВ; 2 — в объеме, 75 кэВ; 3 — температура плавления этих соединений

На рис. 12 приведена зависимость скорости деградации катодолуминесценции исследованных кристаллов $A^{II}B^{VI}$ от ширины запрещенной зоны E_g , возбуждавшихся пучком электронов с $E = 75$ кэВ при 300 К. Экспериментальные результаты показывают, что скорость деградации возрастает с ростом E_g практически линейно, причем скорость деградации вблизи поверхности возрастает с большим наклоном dv_d/dE_g .

Отметим, что в ZnO наблюдается наибольшая скорость деградации, хотя этот материал характеризуется наибольшим значением порога для образования дефектов типа пар Френкеля [5]. Из этого факта следует малая вероятность связи деградации с подпороговыми механизмами дефектообразования. Результаты исследования показали, что в кристаллах CdTe наблюдался эффект электронно-лучевого отжига, в результате которого увеличивалась интенсивность катодолуминесценции.

Наблюдаемые результаты по зависимости v_d от E_g могут быть связаны с рядом причин. В качестве возможной причины отметим, что с ростом E_g температура плавления материалов и соответственно температура роста возрастают. Это осложняет получение чистых беспримесных кристаллов с увеличением их E_g .

В качестве другой причины следует отметить, что с увеличением E_g возрастает энергия, выделяемая при безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей или при поглощении генерируемых фотонов на дефектах,

что способствует рекомбинационно-стимулированной генерации и диффузии дефектов, приводящих к формированию кластеров и других центров безызлучательной рекомбинации.

ПЭМ-ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕГРАДАЦИОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ЗЕРКАЛ ЛЭ

Помимо изменений в полупроводниковом материале, деградация ЛЭ может быть обусловлена также изменением свойств зеркал резонатора. Наилучшие результаты среди металлических покрытий по сочетанию долговечности и высокой отражательной способности достигаются при использовании серебряного покрытия в качестве глухого зеркала ЛЭ. Однако в результате межфазного радиационного физико-химического взаимодействия может происходить ухудшение отражательных свойств зеркала [2, 23]. Аналогичная ситуация, обусловленная межфазным взаимодействием, имеет место в приборах типа диодов Шоттки, изучение которых позволило надежно установить наличие диффузии материала контакта в кристалле [24]. Однако на микрокопическом уровне этот процесс изучен недостаточно полно. В связи с этим было проведено электронно-микроскопическое исследование деградации зеркальных покрытий. Для проведения исследований использовались две методики отделения зеркальных покрытий от полупроводникового материала. Первая заключалась в том, что зеркальное покрытие отделялось от кристалла вместе с застывшим на нем лаком (лаковая реплика), который растворялся в ацетоне, а зеркальная пленка вылавливалась на предметную сетку. Для зеркальных покрытий с сильной адгезией (когда невозможно было отделить зеркало с помощью первой методики) использовалась методика селективного травления кристалла в сильно разбавленной соляной кислоте, при которой зеркальная пленка сохранялась.

ПЭМ-исследования серебряных зеркал показали, что они являются поликристаллическими и содержат поры плотностью $\sim 10^6$ см⁻² и размером 0,1 мкм. Природа этих пор, по-видимому, связана с островковым механизмом роста, т. е. неполным срастанием островков. Этот факт подтверждается тем, что поры всегда оказывались локализованными на границах зерен.

Адгезия пленок, нанесенных термическим испарением (как серебряных, так и диэлектрических покрытий), оказалась невысокой, т. е. пленки удавалось легко снимать методом лаковой реплики. До окончания быстрой стадии деградации при $T = 80$ К серебряные пленки также могут отделяться этим способом. Однако после работы ЛЭ более 1 ч при 300 К или после быстрой стадии деградации при 80 К отделить зеркальные покрытия таким способом уже не удается и для отделения зеркального покрытия необходимо травление кристалла в соляной кислоте. Электронно-микроскопические исследования показали увеличение числа пор и образование новых химических соединений в участках зеркальных покрытий, через которые происходило возбуждение кристалла электронным пучком в отличие от необлучавшихся участков зеркал.

На рис. 13 представлен электронно-микроскопический снимок участка подтравленного зеркала и микродифракции с этого участка серебряного зеркала ЛЭ на основе $CdS_{1-x}Se_x$. Этот ЛЭ эксплуатировался 10 ч при 300 К. Анализ этой электронограммы показал, что образующееся соединение — это Ag_2S . Этот результат согласуется с анализом, проведенным с помощью рентгеновского дифрактометра [23]. Наряду с Ag_2S на отдельных электронограммах удавалось наблюдать кольца, соответствующие Ag_2O . Эти эксперименты позволяют заключить, что на медленной стадии деградации при 80 К, быстрой и медленной стадиях при 300 К идет стимулированное электронным пучком межфазное химическое взаимодействие серебряного покрытия с полупроводниковым кристаллом. Такой процесс приводит к уменьшению коэффициента отражения глухого зеркала, что является также одной из причин деградации ЛЭ.

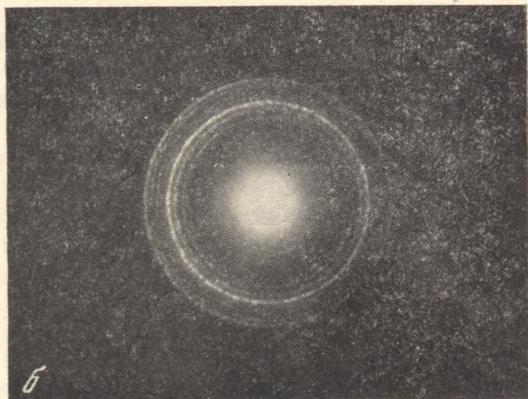
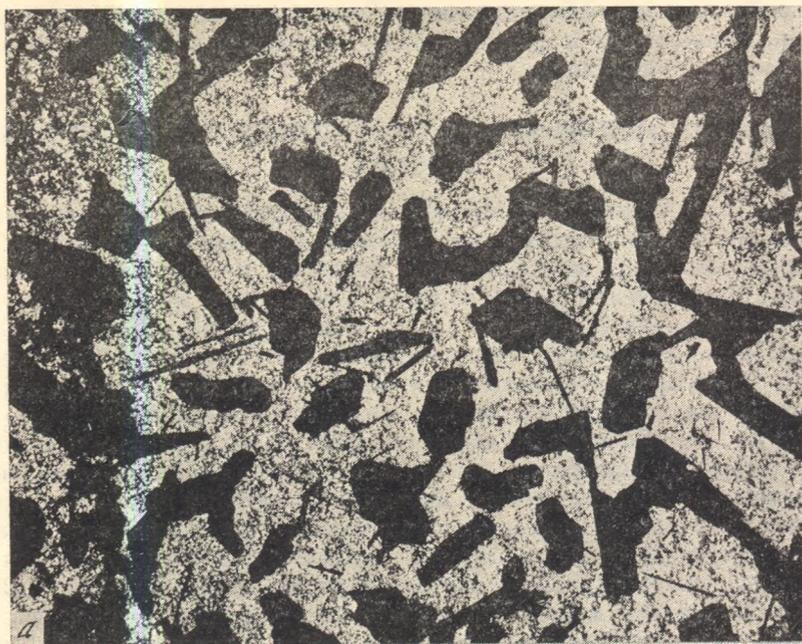


Рис. 13. Электронно-микроскопический снимок серебряного зеркала после ускоренной деградации и отделенного в разбавленной HCl (а) и электронограмма к верхнему снимку (кольца отвечают Ag_2S) (б)

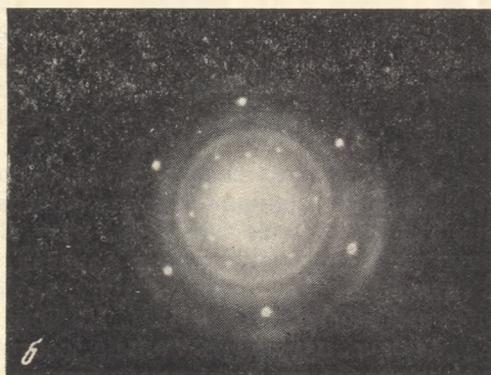
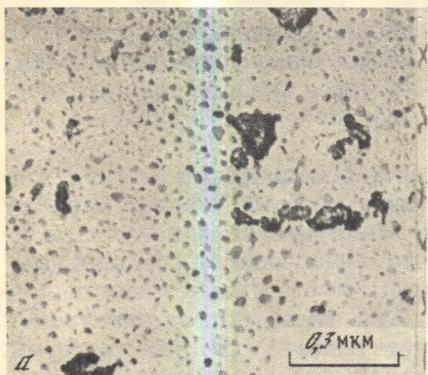


Рис. 14. Электронно-микроскопический снимок (а) и электронограмма (б) фазы Al_2S_3

В экспериментах, проводившихся при длительных ресурсных испытаниях (~ 100 ч) при 80 К и плотности тока 60 А/см², энергии 75 кэВ, образование Ag₂S можно было наблюдать визуально в виде темного налета. В этом случае непосредственные измерения показали, что коэффициент отражения серебряного зеркала изменялся от 0,93 до 0,87. Предполагая линейное изменение коэффициента отражения зеркала R от времени эксплуатации ЛЭ t , имеем $R(t) = R_0(1 - \theta t)$, где θ — относительная скорость изменения R , зависящая от ряда параметров, в частности от режима работы ЛЭ. В приведенном выше случае получаем, что $\theta = 6 \cdot 10^{-4}$ ч⁻¹.

Высокими отражательными свойствами в видимом диапазоне обладает алюминий, однако ресурсные испытания показали, что он обладает большим коэффициентом радиационно-стимулированной диффузии, в результате чего алюминиевые зеркала оказываются менее стойкими, чем серебряные. При этом происходит легирование кристалла алюминием с образованием безызлучательных центров рекомбинации, а также образование преципитатов Al₂S₃, о чем свидетельствует электронно-микроскопический снимок и электронограмма, представленные на рис. 14.

Улучшение стабильности зеркал может быть достигнуто использованием диэлектрических антидиффузионных пленок из Al₂O₃ и SiO₂ между кристаллом и металлическим зеркалом, при этом удается также повысить коэффициенты отражения зеркал [23].

Повышение радиационной стойкости зеркал связано с подбором материалов с высоким коэффициентом отражения, имеющих, с одной стороны, адгезию с кристаллом, а с другой — малую скорость межфазного взаимодействия. В этом смысле идеальным оказывается серебряное зеркало на арсениде галлия [24].

МОДЕЛИ ПОСТЕПЕННОЙ ДЕГРАДАЦИИ

Проведенное изучение деградации ЛЭ из A^{IV}B^{VI}, включающее исследование кинетики деградации, исследование изменений в кристаллах и зеркальных покрытиях ЛЭ, а также электронно-микроскопические, электрофизические и катодолуминесцентные исследования, позволило заключить, что основными механизмами постепенной деградации ЛЭ являются:

1) уменьшение времени жизни неравновесных носителей заряда вследствие безызлучательной рекомбинации на поверхности преципитатов, концентрация и размеры которых увеличиваются при работе ЛЭ; на дислокациях, плотность которых возрастает под действием упругих и термоупругих напряжений и других процессов при эксплуатации ЛЭ;

2) рост порога генерации и уменьшение КПД ЛЭ из-за снижения коэффициента отражения зеркал вследствие межфазного взаимодействия кристалла с зеркальными покрытиями.

Рассмотрим механизм постепенной деградации ЛЭ, связанный с безызлучательной рекомбинацией неравновесных носителей заряда на преципитатах. Для этого нужно определить влияние на лазерные характеристики преципитатов в зависимости от их концентрации, размеров и параметра безызлучательной рекомбинации S . В свою очередь рост концентрации и размеров преципитатов получим в рамках модели диффузионно-лимитируемых процессов [25].

Уравнение диффузии неравновесных носителей заряда (ННЗ) имеет вид

$$\Delta n - n/L^2 + G/D = 0, \quad (1)$$

где n — концентрация ННЗ, G — скорость образования ННЗ, D — коэффициент диффузии ННЗ, $L = (Dr)^{1/2}$ — длина диффузии ННЗ, τ — время жизни ННЗ.

В случае сферического преципитата уравнение (1) имеет вид

$$\frac{d^2n}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dn}{dr} - \frac{n}{L^2} + \frac{G}{D} = 0, \quad (2)$$

общее решение которого может быть записано следующим образом:

$$n(r) = r^{-1} [C_1 \operatorname{ch}(r/L) + C_2 \operatorname{sh}(r/L)] + G\tau. \quad (3)$$

Используя граничное условие на поверхности преципитата в виде

$$D \frac{dn}{dr} \Big|_{r=r_0} = Sn, \quad (4)$$

где S — эффективность безызлучательной поверхностной рекомбинации, r_0 — радиус преципитата, и граничное условие $n(\infty) = G\tau$, получим из (3) выражение для концентрации неравновесных носителей вокруг преципитата

$$n(r) = G\tau \left\{ 1 - \frac{Sr_0 \exp(-r/L)}{r \exp(-r_0/L) (D/L + D/r_0 + S)} \right\}. \quad (5)$$

Далее будем предполагать, что преципитаты снижают концентрацию независимо, что справедливо с точностью 10%, если $(n(r) - G\tau)/G\tau < 0,1$, откуда можно оценить, что при $r_0 = 0,1$ мкм и $L = 1$ мкм $r \approx 0,4$ мкм, т. е. взаимное влияние преципитатов на концентрацию носителей можно не учитывать при $N \lesssim 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В присутствии преципитатов усиливающая среда лазера становится пространственно неоднородной и описывается распределением коэффициента усиления вдоль оси резонатора $g(x)$, соответствующим распределению концентрации неравновесных носителей $n(x)$. Предполагая линейную связь g и n в виде $g(x) = \sigma(n(x) - n_0)$, можем записать пороговое условие в виде

$$\int_0^l g(x) dx = \alpha l + |\ln(R_1 R_2)|, \quad (6)$$

или

$$\int_0^l n(x) dx = n_0 l + \frac{1}{\sigma} (\alpha l + |\ln(R_1 R_2)|). \quad (7)$$

Для вычисления интеграла $\int_0^l n(x) dx$ нужно просуммировать влияние на концентрацию носителей от отдельных преципитатов вдоль оси резонатора. Если концентрация преципитатов равна N , то количество преципитатов dN , расположенных на расстоянии R от оси резонатора, равно

$$dN = 2\pi R N dR. \quad (8)$$

Проведя интегрирование вдоль оси резонатора, учитывая, что длина активной среды вдоль оси резонатора равна глубине проникновения x_0 , получаем, что

$$\int_0^{x_0} n(x) dx = G\tau x_0 \left[1 - \frac{2\pi S N r_0 L^2 (1 - e^{-x_0/L})}{(D/L + D/r_0 + S) e^{-r_0/L}} \right]. \quad (9)$$

Учитываем, что при возбуждении быстрыми электронами с энергией E_0 темп возбуждения электрон-дырочных пар равен

$$G = jE_0/e\Delta_0 x_0, \quad (10)$$

где x_0 — глубина проникновения электронов, Δ_0 — энергия на образование одной пары, $\Delta_0 = 3E_g$, j — плотность тока электронного пучка, e — заряд электрона.

Подставляя (10) в (9) и используя (7), получаем для зависимости порогового тока от концентрации и размеров преципитатов в виде

$$j_{\text{пор}} = (2\alpha l + |\ln(R_1 R_2)|) \left\{ \frac{\sigma E_0 \tau l}{e \Delta_0 x_0} \left[1 - \frac{2\pi S r_0 N L^2}{\exp(-r_0/L) (D/L + D/r_0 + S)} \right] \right\} \times \\ \times \left[1 - \exp\left(-\frac{l}{L}\right) \right]^{-1}. \quad (11)$$

Развитие преципитатов (концентрации и размеров) в кристаллах ЛЭ при их возбуждении можно описать на основе диффузионно-лимитируемой теории [25, 26], согласно которой их размер нарастает по следующему закону:

$$r = \left\{ \frac{3}{4\pi} \frac{\Delta}{N\nu} \left[1 + z_0 - \exp \left(\left(-\frac{t}{\tau^*} \right) n \right) \right] \right\}^{1/3}, \quad (12)$$

где ν — атомная плотность в преципитате ($\sim 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$), z_0 — первоначальная доля выпавших в преципитаты дефектов с радиусом r_0 , т. е. $z_0 = (r_0^3/R^3)\nu/\Delta$, n — коэффициент, учитывающий форму преципитатов ($n \simeq 1$),

$$\tau^* = \frac{R^2}{3D^*} \left[\frac{\nu}{\Delta} (1 + z_0) \right], \quad R^3 = \frac{3}{4\pi N}, \quad (13)$$

D^* — коэффициент диффузии точечных дефектов, выпадающих в преципитаты, Δ — концентрация точечных дефектов.

С физической точки зрения эта модель предполагает, что при $t \rightarrow \infty$ все точечные дефекты в результате диффузии выпадают в преципитаты. Причем

Рис. 15. Экспериментальные и теоретические зависимости интенсивности катодolumинесценции от времени облучения в стандартном режиме

1 — $3 - \Delta = 10^{19} \text{ см}^{-3}$,

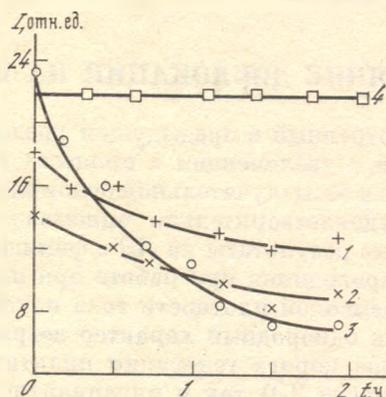
$N = 8 \cdot 10^{12}$ (1);

$2 \cdot 10^{13}$ (2);

$5 \cdot 10^{13}$ (3);

4 — $\Delta = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N = 10^{13}$. Точ-

ки — эксперимент, сплошные линии — расчет



размер образующихся преципитатов в этой модели определяется их концентрацией N , которая в свою очередь при одинаковом значении Δ зависит от предистории кристалла (наличия уже имеющихся преципитатов, примесей и дефектов, которые могут служить центрами преципитации). Для расчета кинетики деградации в рассматриваемой модели необходимо знание параметров, входящих в выражение (9). В предположении значения длины диффузии $L = 1 \text{ мкм}$ [27] для определения S проведено сравнение расчетной зависимости интенсивности от концентрации преципитатов с экспериментальными [4] значениями. Из сравнения получено, что наилучшее согласие эксперимента с расчетом наблюдается при $S = 10^9 \text{ см}^2/\text{с}$. Для этих значений параметров L и S по формуле (9) с учетом (12) и (13) была рассчитана кинетика деградации интенсивности для пластинчатых кристаллов, представленная на рис. 15. Сплошные кривые, совпадающие с экспериментальными точками, получены для следующих данных при $r^* = 1 \text{ ч}$: для кривых 1, 2 и 3 $\Delta = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $N = 8 \cdot 10^{12}$, $2 \cdot 10^{13}$ и $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Кривая 4 соответствует $\Delta = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $N = 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Как видно, при параметрах, соответствующих этой кривой, т. е. при $\Delta \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$, влияние рассматриваемого механизма, связанного с выпадением в преципитаты нестехиометрического Cd значительно уменьшается. Проведен расчет кинетики деградации (см. рис. 15) при постоянном $\Delta = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и различных значениях концентрации преципитатов N , в которые выпадают дефекты нестехиометрии. С точки зрения этой модели влияние нестехиометрии на деградационные процессы оказывается менее значительным при образовании более крупных преципитатов.

Для учета влияния режимов возбуждения ЛЭ на кинетику деградации по рассматриваемой модели следует учесть, что образование преципитатов, как показали эксперименты, происходит при радиационно-стимулированной

диффузии D^* , коэффициент которой значительно превышает значение термического коэффициента диффузии для Cd при 80 К [5]. Поскольку возбуждение ЛЭ импульсное, то и радиационно-стимулированные процессы диффузии также носят импульсный характер. В связи с этим следует ввести среднее значение коэффициента диффузии \bar{D}^* и предположить его линейную связь со средней плотностью тока

$$\bar{D}^* = A (jf\tau/l)D_0,$$

где D_0 — коэффициент диффузии в отсутствие возбуждения.

Из экспериментальных результатов, приведенных на рис. 2, определено значение $A = 1,2 \cdot 10^{-15}$ см/с². Используя это значение A , была рассчитана кинетика деградации от f и τ . В расчетах принималось, что $\Delta = 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $N = 10^{14}$ см⁻³. Полученные результаты показаны штриховыми линиями на рис. 4 и 5. При значениях τ и f , для которых термоупругие напряжения незначительны (меньше 0,5 кг/мм²), наблюдается удовлетворительное согласие с экспериментом.

ВЛИЯНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ НА ПОСТЕПЕННУЮ ДЕГРАДАЦИЮ

Рассмотренный в предыдущем разделе механизм постепенной деградации, связанный с увеличением в процессе работы ЛЭ размеров и плотности преципитатов и безызлучательной рекомбинации на них неравновесных носителей заряда, удовлетворительно описывает ход деградации и другие экспериментальные результаты на ЛЭ с финишной химической обработкой поверхности полупроводника при работе при низкой (азотной) температуре и сравнительно невысокой плотности тока накачки (100—150 мкА). При этом наблюдается как однородный характер деградации (происходит преимущественное возрастание порога генерации практически без падения дифференциальной эффективности ЛЭ), так и инвариантность дозы. Однако, как показывает эксперимент, при увеличении плотности тока, при повышении рабочей температуры до комнатной характер деградационных явлений изменяется и генерация становится неоднородной (наблюдается значительное уменьшение дифференциальной эффективности при небольшом возрастании порога генерации). Наиболее явно эта особенность деградации проявляется в ЛЭ с механической или химико-механической финишной полировкой поверхности кристалла. В этих случаях наблюдается и неаддитивность дозы облучения. Указанные результаты и исследования, проведенные с помощью РЭМ, и влияние деформации кристаллов на деградационные процессы, механическое упрочнение кристаллов после облучения и т. д. подтверждают, что в данных условиях важный вклад в постепенную деградацию вносит механизм, связанный с развитием дислокационной структуры в полупроводниковом материале ЛЭ.

В кристаллах CdS, как показали ПЭМ-исследования, при возбуждении ЛЭ электронным пучком происходит размножение дислокаций, связанное как с переполнением, так и со скольжением. Эти процессы имеют место в полях упругих и термоупругих напряжений, вызванных электронным пучком и в результате поглощения света на неоднородностях внутри резонатора. Процессы размножения дислокаций могут инициироваться вблизи поверхности и царапин, возникших при полировке кристалла. Эти процессы происходят при превышении локальными напряжениями предела упругости, который уменьшается с ростом температуры (примерно в 2 раза при изменении температуры от 80 до 300 К).

Воздействие дислокационной структуры на лазерные характеристики определяется в первую очередь безызлучательной рекомбинацией неравновесных носителей вблизи дислокаций. Время жизни неравновесных носителей вследствие безызлучательных процессов на введенных дислокациях обратно пропорционально их плотности $\tau \sim 1/N_d$ [28]. В [13] показано, что при

плотности введенных дислокаций $N_d = 5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$ наблюдается как возрастание порогового тока, так и снижение дифференциальной эффективности лазера. Результаты ПЭМ-исследований показывают, что образующиеся дислокации распределены в объеме кристалла неоднородно, чаще всего в виде скоплений, связанных с очагами их размножения. Этот факт и определяет неоднородный характер деградации ЛЭ особенно в случае механической и химико-механической обработки поверхности кристалла ЛЭ.

Кинетику деградации, определяемую ростом концентрации дислокаций, в принципе можно рассчитать, решая уравнение диффузии неравновесных носителей заряда к дислокациям аналогично тому, как это сделано в [13]. Однако поскольку распределение дислокационных структур обычно неоднородно и зависит от многих трудно контролируемых факторов, то представляется затруднительным дать количественное описание кинетики деградации ЛЭ, обусловленной ростом концентрации дислокаций. Рассматривая механизмы деградации, связанные с ростом преципитатов и дислокационных структур в CdS и приводящие к ухудшению излучательных характеристик кристаллов, следует отметить, что такие механизмы являются значительно подавленными в кристаллах GaAs, имеющих примерно в 7 раз более высокий порог пластичности и значительно более высокую степень стехиометричности и совершенства кристаллической решетки. В результате ЛЭ из GaAs оказываются значительно более стойкими к деградационным изменениям. Так, ЛЭ из GaAs в стандартном режиме ускоренных испытаний при 300 К дал уменьшение мощности за 30 ч менее 10%. Такая стойкость GaAs в определенном плане подтверждает рассмотренные выше механизмы деградации ЛЭ из $A^{IV}B^{VI}$. Выращивание кристаллов $A^{IV}B^{VI}$ с минимальным отклонением от стехиометрии и с высоким совершенством решетки кристалла (в отсутствие включений, мозаичности, примесей, которые могут являться очагами роста дислокаций) должно, по-видимому, существенно увеличить ресурс ЛЭ, излучающих в видимой области спектра.

ЯВЛЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО КРИСТАЛЛА, ВЛИЯЮЩИЕ НА ХОД ПОСТЕПЕННОЙ ДЕГРАДАЦИИ ЛЭ

Выше были рассмотрены процессы, происходящие в объеме полупроводника и приводящие к деградации ЛЭ, хотя на эти процессы может влиять взаимодействие с поверхностью. Так, поверхность может являться как стоком точечных дефектов, так и их гетерогенным источником для объема [29].

На облучаемую электронным пучком поверхность кристалла наносится глухое зеркало резонатора. Деградационные процессы, связанные с поверхностью кристалла, могут быть связаны с отмеченными в предыдущем разделе процессами радиолиза материала, межфазными взаимодействиями между материалом зеркала, адсорбированного поверхностью слоя, и полупроводниковым материалом. Эти процессы могут приводить как к увеличению вероятности безызлучательной рекомбинации на поверхности и в объеме кристалла, примыкающего к поверхности, а так и к снижению коэффициента отражения глухого зеркала и увеличению поглощения генерируемого излучения.

Поверхность CdS в связи со значительной степенью ионной связи в кристалле является весьма активным адсорбентом, причем в основном адсорбируется O_2 и H_2O [30]. При этом на поверхности могут образовываться сульфаты. Возможна также диффузия адсорбированного кислорода в объеме кристалла [31]. Слой адсорбированного кислорода не является моноатомным и может иметь толщину до нескольких десятков нанометров [30]. Такая адсорбированная пленка наблюдалась нами на кристаллах CdS при облучении их азотным лазером с интенсивностью 10^7 Вт/см^2 [32].

При лазерном облучении ЛЭ кристалл сублимировался, при этом пленка разрывалась и отслаивалась от кристалла. ПЭМ-исследования отслоившейся

адсорбированной пленки показали, что ее толщина имеет размер 10 нм, причем пленка оказалась очень устойчивой при нагреве электронным пучком в колонке микроскопа.

О влиянии адсорбированной пленки на постепенную деградацию ЛЭ свидетельствуют эксперименты, в которых полупроводниковые пластины выдерживались на атмосфере различное время перед напылением глухого зеркала. Установлено, что ЛЭ с минимальным пребыванием на атмосфере показывали наименьшие скорости постепенной деградации на быстрой стадии.

Поверхность кристалла может вносить вклад в постепенную деградацию ЛЭ. Этот вклад можно оценить исходя из выражения для концентрации неравновесных носителей $n(x)$ с учетом поверхностной рекомбинации с интенсивностью S_0 :

$$n(x) = G\tau \left(1 + \frac{S_0\tau}{L + S_0\tau} e^{-x/L} \right),$$

где G — темп генерации носителей, τ — время жизни, L — длина диффузии. Предполагая $L = 1$ мкм [15] и глубину возбуждения $x = 2$ мкм при 20 кВ, получаем, что отношение интенсивностей при изменении S_0 от 0 до ∞ составит

$$\frac{I_0}{I_{\text{д}}} = \int_0^{x_0} n(x, S_0 = 0) dx / \int_0^{x_0} n(x, S_0 = \infty) dx = 1,7,$$

в то время как эксперимент дает $I_0/I_{\text{д}} = 12$ [3]. Оценка показывает, что деградация обусловлена главным образом объемными изменениями в полупроводниковом материале, рассмотренными выше.

Как показали экспериментальные результаты, еще одним механизмом постепенной деградации ЛЭ является межфазное взаимодействие полупроводникового материала и зеркала, которое приводит к снижению отражательных свойств глухих серебряных зеркал, а также поглощению излучения в резонаторе продуктами межфазных реакций. Кинетика деградационных изменений при снижении коэффициента отражения глухого зеркала связана как с повышением порога генерации, так и с изменением функции выхода. Для отношения мощности излучения ЛЭ после его работы в течение t часов P_t к начальной мощности P_0 можно записать следующее выражение:

$$\frac{P_t}{P_0} = \frac{|\ln(R_1 R_2)| + 2\alpha L}{|\ln(R_1(R_2 - \theta t))| + 2\alpha L} \left[1 + \frac{\ln(R_2 - \theta t)}{2bl(j_{\text{н}} - j_{\text{пор}}^0)} \right],$$

где R_1, R_2 — коэффициенты отражения зеркал, выходного и глухого соответственно, α — нерезонансный коэффициент поглощения, L — длина резонатора, l — глубина активной области, $j_{\text{н}}$ — плотность тока накачки, $j_{\text{пор}}^0$ — начальная пороговая плотность тока, b — фактор усиления, θ — параметр, определяющий изменение коэффициента отражения (θ — функция режима возбуждения и рабочей температуры).

На основе проведенных исследований определены основные механизмы деградации ЛЭ на основе CdS: образование дефектов в виде преципитатов Cd в результате радиационно-стимулированной диффузии избыточных атомов Cd, образование дислокационных структур в результате зарождения, движения и размножения дислокаций и снижение коэффициента отражения зеркал в результате межфазных реакций материала зеркала с кристаллом. Протекание указанных изменений в ЛЭ определяется режимом эксплуатации (параметрами возбуждающего пучка, температурой ЛЭ), исходными свойствами кристалла и технологией изготовления из него ЛЭ.

Результаты работы показывают, что ЛЭ на CdS при мощности генерации ~ 1 Вт могут работать при азотном охлаждении более 1000 ч в телевизионном режиме. Для повышения ресурса работы при больших мощностях излучения или для повышения рабочей температуры необходимо прежде всего совершенствовать технологию выращивания кристаллов с целью обеспече-

ния стехиометрического состава и уменьшения концентрации примесей до уровня $\leq 10^{17}$ см⁻³. В ЛЭ из таких кристаллов образование преципитатов, кластеров и центров безызлучательной рекомбинации будет значительно подавлено. К тому же такие кристаллы позволят получать ту же мощность генерации при более низких токах вследствие снижения порога и увеличения КПД, поскольку при уменьшении мощности накачки снижается скорость деградации ЛЭ.

Для уменьшения влияния дислокационного механизма деградации необходимо использовать кристаллы без инородных включений и применять химическую полировку, не создающую нарушенного слоя. По-видимому, полезным может быть использование в качестве полупроводникового материала ЛЭ твердых растворов, в которых флуктуации состава являются дополнителными препятствиями для движения и соответственно размножения дислокаций. Для создания устойчивых зеркал важным является разработка технологии стойких, обладающих высокой адгезией металл-диэлектрических зеркал и низкой скоростью межфазных реакций.

Авторы выражают благодарность С. А. Пендюру, П. В. Шапкину за предоставленные для исследований кристаллы CdS, Г. В. Бушуевой и Л. Ф. Комоловой за помощь в проведении электронно-микроскопических исследований.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Марков Е. В., Давыдов А. А. Сублимация кристаллов CdS // Изв. АН СССР. Неорг. матер. материалы. 1971. Т. 7, № 4. С. 575—578.
2. Козловский В. И., Насибов А. С., Печенов А. Н. и др. Лазерные экраны из монокристаллических слитков CdS, CdS_xSe_{1-x}, ZnSe // Квантовая электрон. 1977. Т. 4, № 2. С. 351—354.
3. Комолова Л. Ф., Красиков М. В., Насибов А. С. и др. Применение РЭМ для исследования деградации полупроводниковых лазеров с электронным возбуждением // Поверхность. 1982. Т. 10. С. 65—68.
4. Бушуева Г. В., Пендюр С. А., Печенов А. Н. и др. Исследование процессов деградации в лазерах на CdS, возбуждаемых электронным пучком с помощью просвечивающей электронной микроскопии: Препр. ФИАН № 65. М., 1984.
5. Вавилов В. С., Кив А. Е., Ниязова О. Р. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. М.: Наука, 1981. 386 с.
6. Красавина Е. М., Крюкова И. В. Исследование процессов деградации лазеров на сульфиде кадмия при электронном возбуждении // Квантовая электрон. 1976. Т. 3, № 11. С. 2475—2477.
7. Физика и химия соединений A^{II}B^{VI} / Под ред. С. А. Медведева. М.: Мир, 1970. 624 с.
8. Булах Б. М. Кристаллизация сульфида кадмия из газовой фазы // Рост кристаллов. М.: Наука, 1974. Т. 10. 270 с.
9. Devlin S. S. Appendix to: Shiozawa L. R., Josts J. M. Research on 2—6 compound semiconductors // Final Techn. Rept contract. 1965. N AF 331 (657)—7399 U. S.
10. Акимова И. В., Березина Т. И., Печенов А. Н. и др. Влияние избыточного давления серы при выращивании кристаллов CdS на характеристики лазеров, возбуждаемых электронным пучком // Квантовая электрон. 1985. Т. 12. № 6. С. 1307—1309.
11. Миркин Л. И. Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов. М.: Физматгиз, 1961. 620 с.
12. Галушка А. П., Давидюк Р. Е. Особенности фотоэлектрических свойств монокристаллов, облученных быстрыми нейтронами реактора // ФТП. 1975. Т. 9, № 12. С. 2272—2275.
13. Козловский В. И., Насибов А. С., Резников П. В. Влияние дислокаций на характеристики лазерных экранов из CdS // Квантовая электрон. 1981. Т. 8, № 4. С. 745—750.
14. Решетов В. И., Армеева А. Э., Бушуева Г. В. и др. Движение дислокаций в CdS, стимулированное лазерным излучением // ФТТ. 1987. Т. 29, № 4. С. 1209—1211.
15. Струкова Г. К. Изучение дислокаций в полупроводниках A²B⁶ методами химического травления и просвечивающей электронной микроскопии: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Черноголовка, 1982. 160 с.
16. Осипьян Ю. А., Петренко В. Ф. Движение заряженных дислокаций в полупроводниках // Проблемы прочности и пластичности твердых тел. Л.: Наука, 1979. С. 118—128.
17. Баженов А. В., Осипьян Ю. А. Экспоненциальный край поглощения в селениде кадмия с дислокациями // ФТТ. 1980. Т. 22, № 4, С. 991—996.
18. Eliseev P. G. Degradation of injection lasers // J. Luminescence. 1973. Vol. 7. P. 338—347.
19. Никитенко В. И. Подвижность дислокаций в потенциальном рельефе Пайерлса // Динамика дислокаций. Киев: Наук. думка, 1975. С. 7—26.

20. Акустические кристаллы / Под ред. М. П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.
21. *Негрий В. Д., Осипьян Ю. А.* Влияние дислокаций на процессы излучательной рекомбинации в сульфиде кадмия // ФТТ. 1979. Т. 20, № 3. С. 744—750.
22. *Хирт Дж., Лоте И.* Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. 600 с.
23. *Уласюк В. Н.* Квантоскопы. М.: Радио и связь, 1988. 256 с.
24. *Vachrach R. Z.* Interface chemistry and structure of Schottky barrier junctions and their application // Metal semiconductor Schottky barrier junctions and application. N. Y.; L., 1984. P. 61—112.
25. *Родо М., Шнейдер М., Тьерри-Митт В.* и др. Фазовая диаграмма и кинетика выделений избыточного компонента в нестехиометричных IV—VI соединениях // Рост и легирование полупроводниковых кристаллов и пленок. Новосибирск: Наука, 1977. С. 239—248.
26. *Нат Ф. С.* Theory of diffusion limited precipitation // J. Phys. and Chem. Solids. 1958. Vol. 6. P. 335—351.
27. *Рывкин С. М.* Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1963. 494 с.
28. *Матаре Г.* Электроника дефектов в полупроводниках. М.: Мир, 1974. 464 с.
29. *Алехин В. П.* Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов. М.: Наука, 1983. 279 с.
30. *Моррисон С.* Химическая физика поверхности твердых тел. М.: Мир, 1980. 430 с.
31. *Соскауне Д. И. Н., Нонсе А., Ли Г.* Electron microscope, 1982: X Intern. Congr. Hamburg, 1982. Frankfurt / M., 1982. Vol. 2. P. 377—378.
32. *Решетов В. И., Бушуева Г. В., Зиненкова Г. М.* и др. Разрушение монокристаллов CdS собственным лазерным излучением // Квантовая электрон. 1987. Т. 14, № 1. С. 164—169.

УДК 621.378.35 : 621.315.592

Ю. В. КОРОСТЕЛИН, Л. С. МАРКОВ, Л. Г. СУСЛИНА,
Д. Л. ФЕДОРОВ, П. В. ШАПКИН

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ЛЭЛТ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ИЗ $Zn_xCd_{1-x}Se$ ($0,8 < x < 1,0$)

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерные элементы (ЛЭ) ЛЭЛТ, изготовленные из полупроводниковых соединений $A^{IV}B^{VI}$ и их твердых растворов, испытывают существенное влияние упругих напряжений, проявляющееся в ряде случаев в их растрескивании, отслаивании, ухудшении излучательных характеристик. Поэтому исследование физических причин возникновения внутренних напряжений и их влияния на характеристики ЛЭ представляет значительный практический интерес.

Основные причины создания внутренних напряжений в ЛЭ следующие.

1. Остаточные механические напряжения, возникающие в процессе выращивания кристаллов, наличие градиентов концентраций для твердых растворов (различие в концентрации x для разных участков кристалла).

2. Примеси и дефекты структуры (вакансии, междоузельные атомы, дефекты упаковки), которые можно рассматривать как центры напряжений, при этом знак деформации связан с разностью ионных радиусов дефекта и атома матрицы. Наличие анизотропии приводит к деформации сжатия и растяжения, которая пропорциональна концентрации дефектов.

3. Процесс изготовления из кристаллов полупроводниковых пластин для ЛЭ. Кристаллы подвергаются ряду механических, термических и химических воздействий: шлифовке, полировке, химическому травлению, нанесению зеркальных и диэлектрических покрытий, что приводит к созданию в них внутренних напряжений и дефектов, ухудшающих характеристики ЛЭ.

4. Различие коэффициентов термического расширения пластины и подложки, пластины и отражающих или защищающих покрытий ЛЭ, приводящее к появлению термических напряжений.

Для ЛЭ используются тонкие пластины (толщиной 30—40 мкм) диаметром 50 мм, которые эпоксидным клеем приклеиваются на подложку из сапфира (Al_2O_3). Предварительно на них наносятся диэлектрические покрытия, а также серебряное покрытие с высоким коэффициентом отражения [1]. Для таких лазерных экранов большое значение приобретают спектроскопические и пьезоспектроскопические исследования образцов монокристаллов и изготовленных из них ЛЭ с целью разработки методики определения величины упругих напряжений, возникающих в процессе выращивания монокристаллов и изготовления из них ЛЭ.

Целью работы является исследование влияния упругих напряжений на зонные характеристики и спектры отражения кристаллов и ЛЭ из $Zn_xCd_{1-x}Se$ ($0,8 < x < 1,0$) при низких температурах. Сдвиг зон и их расщепление в ЛЭ

возникают за счет создания биаксиальной упругой деформации, образующейся в пластине кристалла при ее приклейке на подложку из сапфира. Деформация возникает из-за разности коэффициентов термического расширения (КТР) кристалла и подложки и при низких температурах может существенно влиять на спектральные характеристики ЛЭ. Для оценки величины деформации нами были предприняты исследования влияния упругой одноосной деформации на экситонные спектры отражения монокристаллов твердых растворов $Zn_xCd_{1-x}Se$ с теми же составами x , что и для изготовленных из этих кристаллов ЛЭ.

Следует отметить, что твердые растворы полупроводников относятся к слабо неупорядоченным системам, в которых возникновение беспорядка связано со случайным распределением замещаемых атомов по узлам соответствующей подрешетки. Взаимодействие носителей и экситонов в них с крупномасштабными флуктуациями состава приводит к процессам их локализации с образованием хвоста плотности локализованных состояний в запрещенной зоне, а также к механизмам рассеяния делокализованных состояний [2, 3]. Флуктуационный беспорядок вызывает зависящее от концентрации уширение экситонных спектров отражения твердых растворов [4, 5].

2. УШИРЕНИЕ ЭКСИТОННЫХ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ $Zn_xCd_{1-x}Se$

Исследования спектров экситонного отражения проводились при низких температурах ($T = 77$ и 2 К) при почти нормальном падении света на кристалл. Для изучения использовались зеркальные сколы кристаллов — плоскость (110) структуры сфалерита. Проведенные исследования показывают, что в спектрах отражения на краю основного поглощения присутствует узкая неполяризованная линия отражения, обладающая дисперсионной структурой. Эта линия в соответствии с зонной структурой кристаллов $A^{II}B^{VI}$ с кубической решеткой сфалерита соответствует основному экситонному переходу $\Gamma_8 - \Gamma_6$. Исследование кристаллов с различными составами показало, что расстояние между максимумом и минимумом дисперсионной структуры отражения растет с концентрацией $(1 - x)$ твердого раствора, что связано с увеличением степени флуктуационного беспорядка твердого раствора [2, 3].

Интерпретация концентрационной зависимости уширения спектров экситонного отражения твердого раствора $Zn_xCd_{1-x}Se$ проводилась на основании теоретических расчетов Эфроса с сотрудниками [2, 3], в которых учитывалось концентрационное размытие края экситонной зоны за счет процессов локализации экситонов крупномасштабным случайным потенциалом и их рассеяния на ямах и горбах этого потенциала. В соответствии с [3] уширение Δ_0 экситонной линии поглощения в спектре твердого раствора в случае, когда экситон локализуется как целое флуктуационным потенциалом, описывается зависимостью

$$\Delta_0 = 0,08 (d\varepsilon_A/dx)^4 M^3 x^2 (1 - x)^2 / N^2 \hbar^6, \quad (1)$$

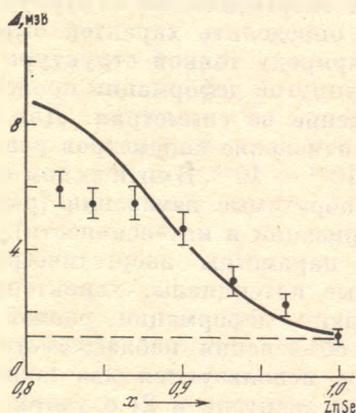
где $d\varepsilon_A/dx$ — скорость изменения положения экситонной линии с составом, $M = m_e + m_h$ — трансляционная масса экситона (m_e и m_h — эффективные массы электрона и дырки), x — концентрация, N — число узлов решетки, в которых происходит замещение. При расчете использовались данные для $M = 0,7m_0$ [6] (m_0 — масса электрона), N определялось из данных для постоянной решетки $ZnSe-ZB$ и $CdSe-ZB$ при ее линейной зависимости от x (выполнение закона Vegарда). В качестве величины уширения экситонной линии отражения бралось расстояние между максимумом и минимумом Δ' дисперсионной кривой отражения за вычетом величины продольно-поперечного расщепления, которое для $ZnSe$ и $CdSe$ близко и составляет величину $\sim 1,3$ мэВ [6].

Сопоставление теоретической кривой (сплошная кривая на рис. 1) с экспериментальными данными (точки) показывает, что теоретическая зависимость (1) может описать эксперимент лишь при значениях x в области $0,9 < x < 1,0$; для составов $0,8 < x < 0,9$ теоретическая кривая находится выше экспериментальных значений, что свидетельствует о неприменимости этой модели в указанной области. Подтверждением этому может служить также оценка линейного размера R_{Δ_0} оптимальной флуктуации, локализирующей экситон как целое. В соответствии с [2, 3]

$$R_{\Delta_0} = \hbar (2M\Delta_0)^{-1/2}, \quad (2)$$

где Δ_0 — величина уширения линии поглощения. Используя в (2) для $M = 0,7 m_0$ [6] и для R_{Δ_0} значение для боровского радиуса экситона в ZnSe $a_B = 43 \text{ \AA}$ [6], получим значение для $\Delta_0 = 3 \text{ мэВ}$, что соответствует кристаллам с концентрациями вблизи $x \simeq 0,9$ (см. рис. 1). Для составов $x \simeq 0,9$

Рис. 1. Концентрационная зависимость уширения Δ (в мэВ) основной экситонной линии отражения ($n = 1A$) в спектре кристаллов $Zn_xCd_{1-x}Se$ ($0,8 < x < 1,0$) кубической модификации, $T = 2 \text{ К}$. Точки — эксперимент, линия — теоретическая зависимость (1)



и $x < 0,9$ для описания экспериментальных данных необходимо учитывать предельные случаи теории [3]. Так, для твердых растворов соединений $A^{II}B^{VI}$ с катионным замещением ($Zn_xCd_{1-x}S$, $Zn_xCd_{1-x}Se$), у которых с составом ширина запрещенной зоны меняется в основном за счет изменения зоны проводимости, следует использовать модель «донорного атома», а форма линии поглощения описывается гауссовой кривой [5]. Судя по нашим оценкам, для системы с катионным замещением $Zn_xCd_{1-x}Se$ в области промежуточных составов ($x < 0,9$) для описания уширения экситонной линии необходимо применять именно модель «донорного атома» [3, 5].

Изготовленные из кристаллов $Zn_xCd_{1-x}Se$ лазерные экраны очень часто при охлаждении подвергаются растрескиванию, при этом трещины образуют строгий геометрический рисунок. Они пересекаются на плоскости (111) для твердых растворов $Zn_{0,9}Cd_{0,1}Se$ под углами 120° и 60° , тем самым растрескивание происходит вдоль осей третьего порядка C_3 структуры ZB . Оно связано с появлением внутренних напряжений, возникающих при приклейке тонких пластинок монокристаллов $Zn_xCd_{1-x}Se$ ($0,8 < x < 1,0$) на массивные подложки Al_2O_3 . Сам факт наличия таких напряжений, их величина, знак (растяжение или сжатие пластинки) могут хорошо фиксироваться методами экситонной спектроскопии, а частности исследованиями спектров экситонного отражения, снятыми от предварительно протравленных (для удаления серебряного покрытия) поверхностей ЛЭ (плоскость (111) структуры ZB).

Проведенные исследования спектров экситонного отражения при $T = 77 \text{ К}$ лазерных экранов, изготовленных из кристаллов $Zn_xCd_{1-x}Se$ с различными концентрациями x ($x = 1,0; 0,95; 0,9$), показывают существенные изменения в их спектрах по сравнению со спектрами исходных кристаллов. Для этих исследований была применена фотографическая регистрация спектров, которая позволяет изучать узкий участок кристалла, попадающий на щель спектрографа, и непосредственно определять по «искривлению» и рас-

щеплению экситонных линий как наличие градиентов состава, так и деформацию кристалла.

Для оценки возникающих в пластине напряжений, которую можно получить из исследований спектров экситонного отражения ЛЭ, необходимо знать деформационные потенциалы. С этой целью нами были предприняты исследования спектров экситонного пьезоотражения при одноосной деформации вдоль направления $P \parallel \langle 111 \rangle$. В этих исследованиях использовались кристаллы с теми же x , что и образцы для ЛЭ.

3. ЭКСИТОННОЕ ПЬЕЗООТРАЖЕНИЕ В КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ $Zn_{0,9}Cd_{0,1}Se$

Пьезоспектроскопические исследования имеют важное значение для изучения энергетической структуры полупроводниковых кристаллов и позволяют определить характер вырождения зон, их изменения при деформации, природу тонкой структуры уровней, их свойства симметрии.

При упругой деформации происходит обратимое смещение узлов решетки и понижение ее симметрии. Для полупроводниковых кристаллов относительное изменение параметров решетки при одноосной деформации не превышает $10^{-4} - 10^{-3}$. В оптическом спектре деформированного кристалла возникают обратимые изменения (расщепление и смещение полос, изменение их поляризации и интенсивности). Эти исследования позволяют определить важные параметры энергетического спектра полупроводников — деформационные потенциалы, характеризующие смещение (и расщепление) зон при величине деформации, равной единице.

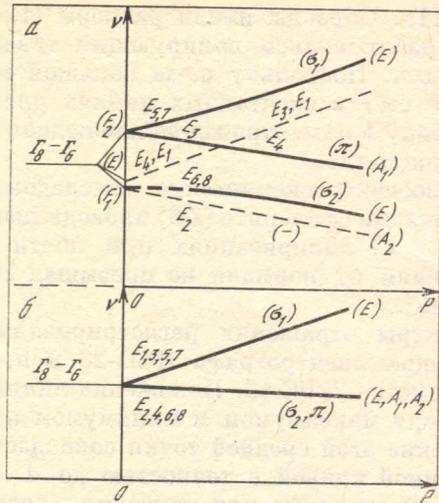
Для объяснения наблюдаемого пьезоспектроскопического эффекта для экситонов используются два подхода: 1) без учета обменного взаимодействия для экситона и 2) с учетом этого взаимодействия. В первом случае расщепление и сдвиг экситонных уровней связываются с расщеплением и сдвигом экстремумов зон, между которыми образовано экситонное состояние. В случае малой величины параметра обменного взаимодействия этот подход успешно применялся для интерпретации экспериментальных результатов [7—9].

Второй подход учитывает дополнительный вклад обменного взаимодействия в наблюдаемую картину пьезоспектроскопического эффекта. В кристаллах с вырожденными зонами, как впервые показано в работах [10, 11], деформационные эффекты дают возможность непосредственно определить обменное расщепление экситонных уровней.

Обменное взаимодействие в квантовой механике проявляется в зависимости энергии системы тождественных частиц (электронов) от их спинового состояния. Уровни атома гелия в случае антипараллельных спинов являются синглетными, а в случае параллельных спинов — триплетными в соответствии с тремя возможными ориентациями суммарного спина S . В последнем случае энергии пара- и орто-состояний гелия отличаются на конечную величину обменного взаимодействия. Эффекты обменного взаимодействия наблюдаются в спектре многоэлектронных атомов: они возникают при взаимодействии электрона, выведенного на внешнюю оболочку, и той дырки, которая осталась после удаления электрона. Здесь зависящая от спина электрона и дырки поправка к энергии есть лишь следствие обменного взаимодействия тождественных электронов, составляющих электронную оболочку атома. Это рассмотрение применимо и для описания обменного взаимодействия для экситона [12]. Обменное взаимодействие для экситона возникает с учетом поправок к приближению эффективной массы, связанных с короткодействующим потенциалом [13]. В этом случае величина обменного расщепления пропорциональна $(a_0/R_B)^3$, где a_0 — постоянная решетки, а R_B — радиус экситона для S -состояний. Обменные интегралы вычисляются для электронных состояний, и обменная энергия отлична от нуля, когда спины

Рис. 2. Схема деформационного расщепления основной экситонной линии (переход $\Gamma_8 - \Gamma_6$) в спектре пьезоотражения кристаллов со структурой сфалерита при одноосном напряжении $P \parallel \langle 111 \rangle$

а — при учете обменного расщепления для экситона, $\Delta \neq 0$ (Δ — параметр обменного взаимодействия); б — в отсутствие обменного расщепления, $\Delta = 0$ [10, 11]



электрона проводимости и отсутствующего в валентной зоне электрона параллельны, т. е. спин электрона проводимости антипараллелен спину дырки. Оценки показывают, что для полупроводников величина обменного взаимодействия составляет $1-100 \text{ см}^{-1}$ [14, 15].

Теоретическое рассмотрение [10, 11] показывает, что в кристаллах с вырожденными зонами обменное взаимодействие приводит к дополнительному расщеплению экситонных состояний в полупроводниках и при отсутствии упругих деформаций. Деформация позволяет непосредственно из эксперимента определить величину обменного взаимодействия, поскольку при деформации происходит возгорание ранее неактивного состояния (а также расщепление оптически активного состояния).

Наиболее общий подход при рассмотрении пьезоспектроскопического эффекта в полупроводниковых кристаллах связан с учетом обменного взаимодействия для экситона. Теоретическое рассмотрение в этом случае учитывает совместное влияние направленной деформации и обменного взаимодействия на экситонные состояния [10, 11]. Обменное взаимодействие для экситонов в кристаллах со структурой сфалерита приводит к расщеплению экситонного состояния $\Gamma_8 - \Gamma_6$ на три F_1, F_2 и E , из которых только одно F_2 является оптически активным. Деформация кристалла приводит к дублетному расщеплению этого состояния F_2 и возгоранию одной из «запрещенных» линий, происшедших в результате расщепления состояния F_1 [10, 11]. При этом все три линии оказываются поляризованными (рис. 2).

4. ВЛИЯНИЕ ОДНООСНОЙ УПРУГОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ЭКСИТОННЫЕ СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Zn_xCd_{1-x}Se$ ($x = 0,9$) СО СТРУКТУРОЙ СФАЛЕРИТА

Экспериментальная методика. Пьезоспектроскопические исследования включали в себя изучение влияния одноосного сжатия монокристаллов с кубической структурой сфалерита на их экситонный спектр отражения при 77 К.

Для создания одноосного сжатия кристалл помещался в пресс, при разработке которого особое внимание было уделено тому, чтобы деформация кристалла была однородной и одноосной. Чтобы судить о равномерности распределения нагрузки, спектры отражения снимались от всех четырех граней образца. Для изготовления образцов, ориентированных вдоль направления тригональной оси $\langle 111 \rangle$, выбирались кристаллы, у которых две плоскости скола (110) пересекались под углом 120° и давали направление

оси $\langle 111 \rangle$. Образцы имели размеры $(1,5 \div 1) \times 1 \times (2 \div 3)$ мм, грани их или обрабатывались полирующим травителем, или использовались свежесколотыми. Поскольку из-за большой величины коэффициента поглощения $10^4 - 10^5 \text{ см}^{-1}$ в экситонных линиях для кристаллов $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ свет проникает на глубину 1 мкм, отражение наблюдалось от всех четырех граней нагруженного кристалла.

Пьезоспектроскопические исследования монокристаллов кубической модификации сфалерита (ZB) проводились в поляризованном свете в л ($E \parallel P$) и σ ($E \perp P$) поляризациях при почти нормальном падении света (угол отклонения от нормали не превышал 2°) и напряжениях сжатия P от 1 до 20 кг/мм^2 .

Спектры отражения регистрировались при фотографической методике с помощью спектрографа ИСП-28 и при фотоэлектрической их записи на спектрометре ДФС-12. Положение линий отражения определялось как среднее между максимумом и минимумом на дисперсионной кривой отражения положение этой средней точки совпадает с положением точки перегиба дисперсионной кривой с точностью до 1 Å.

Использованные для изучения кристаллы были выращены методом свободного роста на ориентированных затравках [1]. Концентрация x твердого раствора составляла $x = 0,9$. Для таких составов кристаллы $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Se}$ обладают кубической структурой сфалерита [16].

Экспериментальные результаты. В спектре экситонного отражения монокристалла $\text{Zn}_{0,9}\text{Cd}_{0,1}\text{Se}$ при $P = 0$ и $T = 77 \text{ К}$ присутствует четкая неполяризованная линия отражения, соответствующая основному экситонному переходу $\Gamma_8 - \Gamma_6$ для кристаллов со структурой сфалерита.

При приложении к кристаллу одноосного напряжения сжатия вдоль основного кристаллографического направления $P \parallel \langle 111 \rangle$ происходит обратимое дублетное поляризованное расщепление экситонной линии отражения и смещение спектра в коротковолновую область. Коротковолновая компонента дублета поляризована строго $E \perp P$ (σ -поляризация), а длинноволновая поляризована преимущественно в поляризации $E \parallel P$ (π -поляризация), интенсивность ее в поляризации $E \perp P$ примерно в 3 раза слабее, чем для $E \parallel P$ (рис. 3). По мере увеличения напряжения P наблюдаются как смещение центра тяжести дублета в коротковолновую часть спектра, так и рост величины расщепления между компонентами дублета.

Обсуждение результатов. Наблюдаемая картина спектра пьезоотражения для основного состояния экситона была сопоставлена с теорией, в которой рассматривалось расщепление экситонных уровней в кристаллах с вырожденными зонами (сфалерит) с учетом обменного взаимодействия для экситона [10, 11]. При таком подходе основное экситонное состояние, соответствующее переходу электрона от четырехкратно вырожденной валентной зоны Γ_8 на экситонный уровень вблизи дна двукратно вырожденной (по спину) зоны проводимости Γ_6 в отсутствие всяких взаимодействий восьмикратно вырождена (см. рис. 2). С учетом обменного взаимодействия это состояние $\Gamma_8 \times \Gamma_6$ в отсутствие деформации расщепляется на три состояния $E + F_1 + F_2$, расщепление этих термов пропорционально величине обменного взаимодействия для основного экситонного состояния. Оптически активным при $P = 0$ является лишь одно состояние — F_2 (трехкратно вырожденное (см. рис. 2, а))

При приложении к кристаллу одноосного напряжения $P \parallel \langle 111 \rangle$ симметрия кристалла понижается с T_d до C_{3v} и термы расщепляются, переходя в представления группы C_{3v} :

$$E \rightarrow E, F_1 \rightarrow E + A_2, F_2 \rightarrow E + A_1.$$

Состояниям E группы C_{3v} , происшедшим из F_1 и F_2 , соответствуют уровни $E_{5,7}$ и $E_{6,8}$, а состоянию E , происшедшему из E группы T_d , соответствует пара совпадающих уровней из $E_{1,2}$ и $E_{3,4}$. Состоянию A_2 соответствует невырожденный терм из пары $E_{1,2}$, а состоянию A_1 — невырожденный терм пары $E_{3,4}$ (см. рис. 2).

Теория групп разрешает переходы в состояние A_1 в поляризации $E \parallel P$ и в состоянии E — в поляризации $E \perp P$. С учетом обменного взаимодействия для экситона, которое вводится через параметр $\Delta = 4\Delta_1$, формулы, описывающие выражения для всех восьми компонент основного состояния экситона при одноосной деформации сжатия вдоль оси третьего порядка $\langle 111 \rangle$, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} E_{1,2} &= \frac{3}{2} \Delta_1 \pm \left| \frac{d'}{\sqrt{3}} \varepsilon' \right| + E'_{1d} \text{Sp } \varepsilon', \\ E_{3,4} &= -\frac{\Delta_1}{2} \pm \left| 2\Delta_1 + \frac{d'}{\sqrt{3}} \varepsilon' \right| + E'_{1d} \text{Sp } \varepsilon', \\ E_{5,7} &= E_{6,8} = -\frac{\Delta_1}{2} \pm \left[\left(\frac{d'\varepsilon'}{\sqrt{3}} \right)^2 + 4\Delta_1^2 - 2\Delta_1 \frac{d'\varepsilon'}{\sqrt{3}} \right]^{1/2} + E'_{1d} \text{Sp } \varepsilon', \end{aligned} \quad (3)$$

где компоненты приведенного тензора деформации ε' совпадают с главными осями тензора деформации ε , если ось z' направить по $\langle 111 \rangle$. При этом:

$$\varepsilon' = \varepsilon_3 - \varepsilon_1 = 3\varepsilon_{xy} = 1/2 PS_{44},$$

$$\text{Sp } \varepsilon' = P(S_{11} + 2S_{12}), \quad (4)$$

где S_{ij} — константы упругой податливости.

В формулах (3) деформационные потенциалы d' и E'_{1d} описывают расщепление и смещение экситонных уровней при единичной деформации. В общем случае, когда обменный параметр $\Delta = 4\Delta_1 \neq 0$, смещение экситонных состояний с P нелинейно зависит от величины нагрузки P . Спектр пьезоотражения в этом случае состоит из трех компонент: σ_1 (терм $E_{5,7}$), π (терм A_1) и σ_2 (терм E) (рис. 4, а). Характерные закономерности наблюдаются и для интенсивности A_j -термов при изменении P : интенсивность линии $E_{5,7}$ (σ_1) уменьшается с увеличением P , а $E_{6,8}$ (σ_2) растет в интенсивности с P , в то же время линия E_4 (π) не изменяет своей интенсивности с P (рис. 5, а).

Эти закономерности хорошо прослеживались на эксперименте для случая пьезоспектроскопического эффекта в кристаллах ZnS со структурой ZB. Здесь параметр обменного расщепления $\Delta = 4\Delta_1 = -3$ мэВ и отчетливо наблюдалось триpletное расщепление основного экситонного состояния при одноосной деформации кристалла¹, при этом расщепление состояний E_4 и $E_{6,8}$ (π и σ_2) непосредственно определяет величину параметра Δ обменного взаимодействия для экситона [10, 11].

Наблюдаемая в исследованном нами случае картина спектров пьезоотражения кристаллов твердых растворов $Zn_xCd_{1-x}Se$ может быть описана приведенной выше теорией, если считать, что параметр обменного взаимодействия для экситона $\Delta \simeq 0$ ². В этом случае наблюдаемое дублетное расщепление экситонных состояний для перехода $\Gamma_8 - \Gamma_6$ можно рассматривать как непосредственный результат расщепления при анизотропной деформации валентной зоны Γ_8 кристалла сфалерита на две подзоны (см. рис. 2, б и 4, б). Отдельные компоненты дублета в спектре пьезоотражения отвечают экситонным переходам от каждой из этих двух подзон на экситонные уровни вблизи дна зоны проводимости Γ_6 . Эти исследования позволяют определить сдвиговую константу деформационного потенциала d' , а также константу деформационного потенциала E'_{1d} , характеризующую изменение ширины запрещенной зоны при единичном изменении объема.

Для удобства рассмотрения и сравнения наблюдаемого эффекта с данными работ [10, 11] по исследованию пьезоотражения в общем случае (с учетом об-

¹ Следует отметить, что кубический кристалл ZnS явился тем модельным объектом, на котором впервые было обнаружено обменное расщепление экситонных состояний в случае вырожденных зон [10, 11].

² Такой подход для кристаллов $Zn_xCd_{1-x}Se$ следует считать справедливым, поскольку параметр обменного взаимодействия для кристаллов ZnSe и CdSe мал (меньше ~ 1 мэВ [14]), при этом уширение экситонных состояний в твердых растворах существенно больше этой величины.

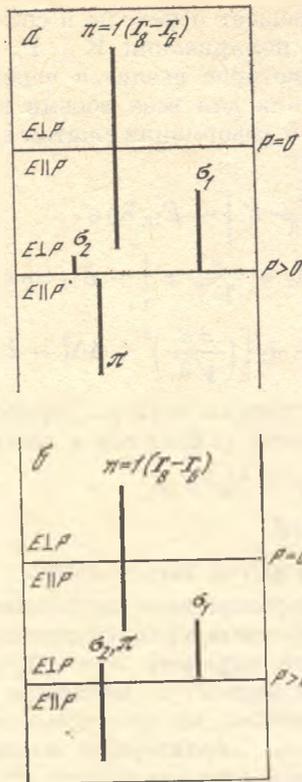
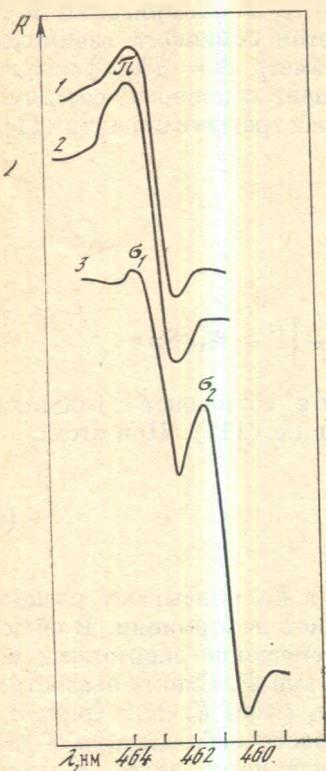


Рис. 3. Фотоэлектрическая запись экситонного спектра отражения R кубического монокристалла $Zn_{0,9}Cd_{0,1}Se$, $T = 77$ К

1 — без деформации; 2, 3 — при одноосном сжатии $P \parallel \langle 111 \rangle$ с $P = 14,1$ кг/мм², $E \perp P$ (2); $E \perp P$ (3)

Рис. 4. Схема расположения экситонных линий в спектре кубических монокристаллов со структурой сфалерита а — при учете обменного расщепления для экситона; б — в отсутствие обменного расщепления [10, 11]

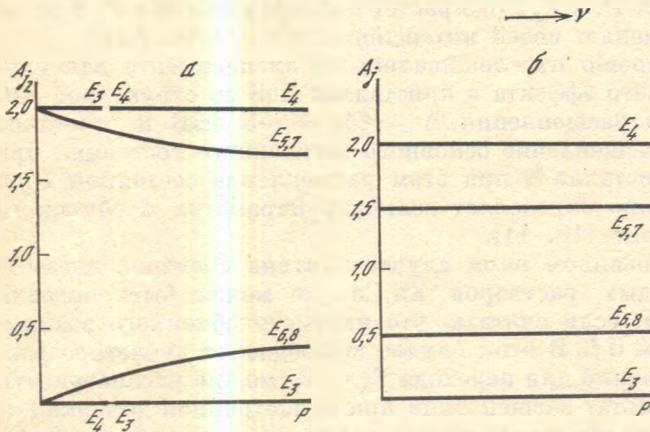


Рис. 5. Теоретические зависимости относительной интенсивности экситонных линий в спектрах кристаллов со структурой сфалерита от приложенного напряжения $P \parallel \langle 111 \rangle$

а — при учете обменного расщепления для экситона; б — в отсутствие обменного расщепления [10, 11]

мена) мы использовали формулу (3), полагая в них параметр $\Delta = 0$. Тогда положения линий дублета от напряжения P принимают вид

$$E_{1,3,5,7} = |(d'/2\sqrt{3})S_{44}P| + E_{1\alpha}^1(S_{11} + 2S_{12})P,$$

$$E_{2,4,6,8} = -|(d'/2\sqrt{3})S_{44}P| + E_{1\alpha}^1(S_{11} + 2S_{12})P. \quad (5)$$

Положение компонент дублета линейно зависит от P .

В отсутствие деформации и при $\Delta = 0$ состояние экситона соответствует представлениям E, F_1, F_2 ; при $P \neq 0$ оно расщепляется (при $\Delta = 0$) на два состояния, соответствующие представлениям E и E, A_1, A_2 (см. рис. 2, б). Линии $E_{1,2}$ запрещены правилами отбора, и в спектре пьезоотражения при $P \parallel \langle 111 \rangle$ должны присутствовать (см. рис. 4, б) две линии $E_{3,5,7}$ (поляризована с $E \perp P$, σ -компонента) и $E_{4,6,8}$ (поляризована преимущественно $E \parallel P$ σ - и π -компоненты).

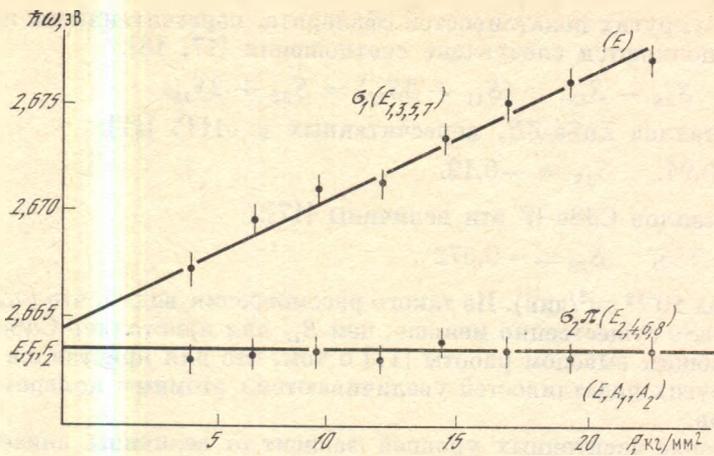


Рис. 6. Зависимость положения экситонных линий в спектре пьезоотражения кубических кристаллов $Zn_{0,9}Cd_{0,1}Se$ от приложенного напряжения $P \parallel \langle 111 \rangle$, $T = 77$ К

Точки — экспериментальные результаты, линии — теоретическая зависимость. Разная форма точек отвечает отражению от разных граней (110) одноосно напряженных кристаллов

Теоретическое рассмотрение показывает, что в случае $\Delta = 0$ при $P \parallel \langle 111 \rangle$ относительные интенсивности компонент дублета $E_{3,5,7}$ и $E_{4,6,8}$ не зависят от величины P и являются константами. При этом интенсивность длинноволновой компоненты дублета $E_{4,6,8}$ в поляризации $E \parallel P$ в 4 раза больше, чем для $E \perp P$ (рис. 5, б), что находится в качественном согласии с экспериментальными данными (см. рис. 3, б, в).

При сопоставлении эксперимента (см. рис. 3 и 6) с теоретическими зависимостями (5) для положения компонент дублета с P мы исходили из того, что расстояние между компонентами дублета линейно зависит от P и непосредственно определяется величиной константы деформационного потенциала d' , а центр тяжести этого дублета, который линейно смещается с P , определяется константой деформационного потенциала E'_{1d} . В формулу (5) входят упругие податливости (постоянные гибкости) S_{ik} , которые определяют величины объемной $Sr \epsilon'$ и сдвиговой (анизотропной) части деформации $\epsilon_{zz'}$ (см. формулы (4)):

$$\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_{xx} - \epsilon_{xy} = \frac{1}{3}P(S_{11} + 2S_{12}) - \frac{1}{6}PS_{44},$$

$$\epsilon_3 = \epsilon_{xx} + 2\epsilon_{xy} = \frac{1}{3}P(S_{11} + 2S_{12}) + \frac{1}{3}PS_{44},$$

$$\epsilon' = \epsilon_3 - \epsilon_1 = 3\epsilon_{xy} = \frac{1}{2}PS_{44} = \epsilon_{zz},$$

$$Sr \epsilon' = P(S_{11} + 2S_{12}). \quad (6)$$

Следует отметить, что величины S_{ik} для твердых растворов $Zn_xCd_{1-x}Se$ не исследованы. Поэтому при их оценке мы исходили из следующего. Для $ZnSe-ZB$ величины S_{ik} известны из литературы [17]:

$$S_{44} = 2,27, \quad S_{11} = 2,26, \quad S_{12} = -0,85$$

(в единицах 10^{-12} см²/дин). Для кристаллов $CdSe$ они известны лишь для гексагональной модификации. Тем не менее, поскольку между кристаллографическими модификациями ZB и W существует большое сходство, при этом направлению $\langle 111 \rangle$ для ZB можно сопоставить направление оптической оси $\langle 0001 \rangle$ кристаллов W , упругие константы этих структур разумно рассматривать относительно этого кристаллографического направления. Поэтому при пересчете известных из литературы упругих податливостей ZB к направлению $\langle 111 \rangle$ считают, что кристалл можно рассматривать как тригональный (C_{3V}) и его полный набор констант S_{ik} определяется шестью независимыми коэффициентами, из которых пять характерны для структуры W (C_{6V}), а шестой (S_{14}) присоединяется к ним для структуры C_{3V} [17].

Тогда для упругих податливостей сфалерита, пересчитанных к направлению $\langle 111 \rangle$, выполняются следующие соотношения [17, 18]:

$$S_{44}/2 = S_{33} - S_{13}, \quad (S_{11} + 2S_{12}) = S_{33} + 2S_{13}.$$

Для кристаллов ZnSe-ZB, пересчитанных к $\langle 111 \rangle$ [17]:

$$S_{33} = 0,94, \quad S_{13} = -0,19. \quad (7)$$

Для кристаллов CdSe-W эти величины [17]:

$$S_{33} = 1,735, \quad S_{13} = -0,572$$

(в единицах 10^{-12} см²/дин). Из такого рассмотрения видно, что упругие податливости ZnSe существенно меньше, чем S_{ik} для кристаллов CdSe, что согласуется с общим выводом работы [17] о том, что для кристаллов A^{II}B^{VI} значения упругих податливостей увеличиваются с атомным номером как А-, так и В-атомов.

Положение экситонных уровней зависит от величины анизотропной $\epsilon_{zz'}$ и объемной части Sp ϵ' деформации при $\mathbf{P} \parallel \langle 111 \rangle$. Для кристаллов ZB согласно (6):

$$\epsilon_{zz'} = (\epsilon_{zz} - \epsilon_{xx}) = 1/2 S_{44} P, \quad \text{Sp } \epsilon' = (S_{11} + 2S_{12}) P.$$

Для кристаллов W при одноосной деформации $\mathbf{P} \parallel \langle 0001 \rangle$ [18—20]:

$$\epsilon_{zz'} = (\epsilon_{zz} - \epsilon_{xx}) - (S_{33} - S_{13}) P, \\ \text{Sp } \epsilon' = (S_{33} + 2S_{13}) P.$$

Тогда для кристаллов ZnSe-ZB при $\mathbf{P} \parallel \langle 111 \rangle$

$$\epsilon_{zz'} = 1,135 P, \quad \text{Sp } \epsilon' = 0,56 [10^{-12} \text{ см}^2/\text{дин}] P.$$

Для кристаллов CdSe-W при $\mathbf{P} \parallel \langle 0001 \rangle$

$$\epsilon_{zz'} = 2,307 P, \quad \text{Sp } \epsilon' = 0,59 [10^{-12} \text{ см}^2/\text{дин}] P.$$

Отсюда следует, что при одной и той же величине нагрузки P объемные части деформации Sp ϵ' для кристаллов ZnSe-ZB и CdSe-W близки, сдвиговая же часть деформации $\epsilon_{zz'}$ для кристаллов ZnSe-ZB примерно в 2 раза меньше, чем для кристаллов CdSe. Поэтому при оценке деформаций для кристаллов $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Se}$ мы считали, что они линейно изменяются с x , так что сдвиговая ее часть $\epsilon_{zz'}$ увеличивается по сравнению с ZnSe на 10%, а объемная часть Sp ϵ' не изменяется с x (при одной и той же величине нагрузки P).

Учет этого обстоятельства позволяет построить теоретические зависимости (5) для положения экситонных линий в кристаллах $\text{Zn}_{0,9}\text{Cd}_{0,1}\text{Se}$ при $\mathbf{P} \parallel \langle 111 \rangle$. Как видно из рис. 6, теория хорошо описывает эксперимент (точки на рис. 6) при следующих значениях деформационных потенциалов:

$$d' = -(5,0 \pm 0,2) \text{ эВ}, \quad E'_{1c} = -(6,5 \pm 0,3) \text{ эВ}.$$

Эти данные можно использовать для описания пьезоспектроскопического эффекта для случая одноосного растяжения, при этом зависимости (5) проделываются в область отрицательных значений P . В этом случае расщепление и сдвиг компонент деформационного дублета происходит в длинноволновую сторону спектра, при этом длинноволновая компонента дублета строго поляризована с $\mathbf{E} \perp \mathbf{P}$, а коротковолновая — преимущественно $\mathbf{E} \parallel \mathbf{P}$.

Полученные результаты были использованы для анализа упругой деформации, возникающей в ЛЭ.

5. ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОЙ ДЕФОРМАЦИИ ЛЭ

Особенно сильные изменения спектров отражения ЛЭ наблюдались при 77 К для ЛЭ из $\text{Zn}_{0,9}\text{Cd}_{0,1}\text{Se}$, который испытывал сильное растрескивание и отслаивание при погружении в жидкий азот. Отслаивание обычно наблюдается на лазерных элементах с неоднородным клеевым слоем. Вблизи тре-

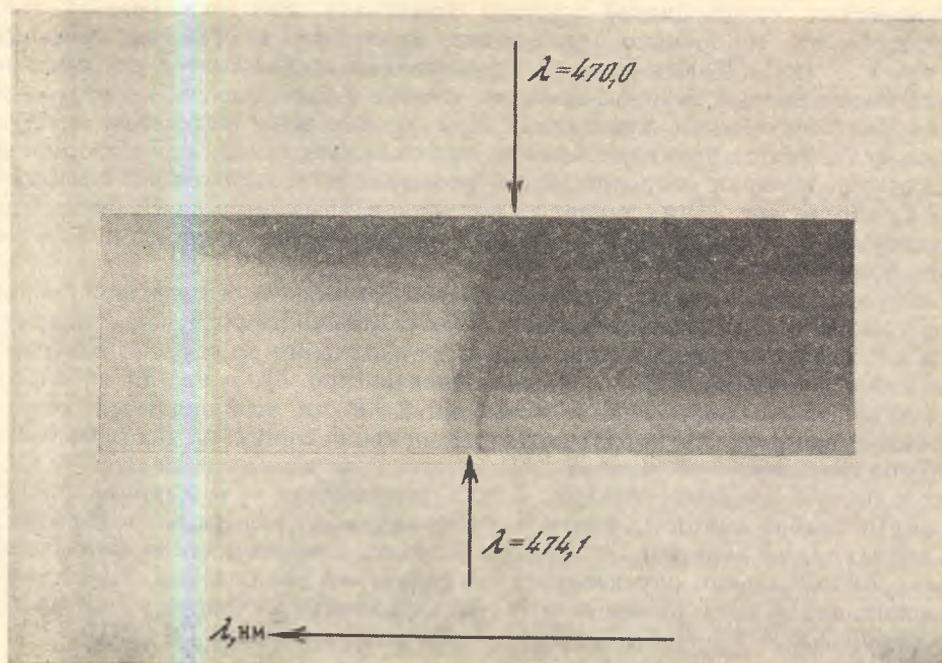


Рис. 7. Фотография спектра экситонного отражения лазерного экрана, изготовленного из монокристалла $Zn_{0,9}Cd_{0,1}Se$, $T = 77$ К

Сдвиг кривой отражения в длинноволновую сторону спектра соответствует растяжению, а в коротковолновую — сжатию участка кристалла в плоскости (111). Сильный «изгиб» спектра отражения связан с локальной деформацией кристалла в области его приклейки к подложке

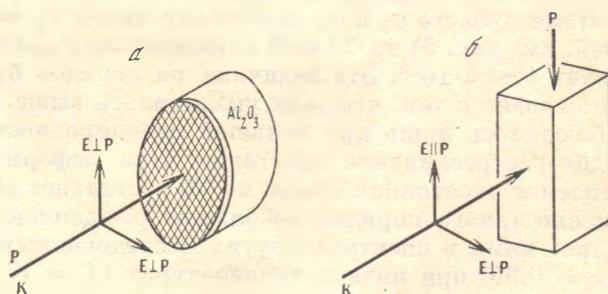


Рис. 8. Две геометрии опыта для исследования влияния упругой деформации на спектры экситонного отражения твердых растворов $Zn_{0,9}Cd_{0,1}Se$ кубической модификации ZB

a — для ЛЭ (плоскость (111)), наклеенного на подложку из сапфира (Al_2O_3); b — для ориентированного с $P \parallel \langle 111 \rangle$ монокристаллического образца; P , K , E — направления вектора одноосного напряжения волнового вектора и электрического вектора падающего света

щин и на границе отслаивания экситонные линии отражения испытывают смещение (на $10-20$ мэВ) в длинноволновую сторону спектра и сильные «искривления» (рис. 7). Величина и направление смещения непосредственно свидетельствуют как о величине, так и о неоднородности и знаке (растяжение или сжатие), возникающей в этом участке кристалла деформации. Эта деформация связана с различием коэффициентов термического расширения кристалла и подложки. КТР для кристаллов $ZnSe$ и $Zn_xCd_{1-x}Se$ для составов x , близких к 1 ($\alpha_1 = 6,8 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ при комнатной температуре), существенно меньше, чем для сапфира ($\alpha_2 = 5 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ при комнатной температуре) [21, 22]. Тем самым при охлаждении ЛЭ от комнатной температуры до 77 К из-за разности КТР $\alpha_1 - \alpha_2$ приклеенные участки испытывают двухосное растяжение в плоскости (111), что аналогично приложению одноосного напряжения сжатия P в направлении, перпендикулярной плоскости (111).

Отслоившиеся («свободные») участки кристалла при охлаждении лишь сжимаются, что аналогично приложению одноосного напряжения растяжения при $P \perp (111)$. Таким образом, приклеенные отслоившиеся участки кристалла имеют разный знак деформации: сжатие и растяжение, что сопровождается растрескиванием кристалла. При равномерном нанесении клея на подложку ЛЭ всегда будут испытывать при охлаждении плоскую деформацию растяжения, которая сопровождается расщеплением экситонного состояния $\Gamma_8 - \Gamma_6$ структуры ZB на дублет из поляризованных компонент, смещенных (в зависимости от знака деформации) в спектре относительно его положения в ненапряженном кристалле.

Следует обратить также внимание на то, что для ЛЭ осуществляется геометрия наблюдения, которая соответствует «изотропному» случаю, когда при почти нормальном падении возбуждающего излучения на образец возбуждаются лишь состояния с $E \perp P$ (σ -компонента, рис. 8), т. е. для вектора E света вдоль поверхности ЛЭ, а состояния $E \parallel P$ не возбуждаются вовсе³. Поэтому в спектрах ЛЭ наблюдается интенсивная линия σ_1 , испытывающая линейное смещение с величиной деформации (для плоского сжатия — в коротковолновую сторону спектра, а для растяжения — в длинноволновую сторону) и слабая линия σ_2 , почти не смещающаяся с величиной деформации.

Следует также заметить, что деформационное смещение экситонной линии в спектре существенно определяется температурой наблюдения T_2 , поскольку возникающая из-за разности $\alpha_1 - \alpha_2$ деформация ε_T зависит от разности температур $\Delta T = T_2 - T_1$, где T_1 — температура склейки [21, 22]:

$$\varepsilon_T = (\alpha_1 - \alpha_2) \Delta T. \quad (8)$$

При T_1 , равной комнатной, и $T_2 = 77 \text{ K}$ $\varepsilon_T \simeq 0,4 \cdot 10^{-3}$. При этом должно наблюдаться плоское растяжение кристалла при охлаждении ЛЭ.

Использование зависимости (5) и данных для d' и $E'_{1д}$ позволяет оценить возникающую при этом деформацию растяжения⁴. Так, при смещении экситонной линии (которое фактически соответствует расстоянию между компонентами дублета σ_2 и σ_1 , поскольку линия σ_2 почти не смещается с деформацией, см. рис. 6) на 20 мэВ относительная деформация растяжения соответствует $\varepsilon \simeq 4 \cdot 10^{-3}$. Эта величина на порядок больше, чем оцененная по (8), что связано с тем, что, как указывалось выше, смещение спектра на 20 мэВ наблюдалось лишь при большой неоднородности деформации, когда происходит растрескивание кристалла. При деформации же $\varepsilon_T \simeq 0,4 \cdot 10^{-3}$ расщепление экситонной линии по (5) составляет небольшую величину ~ 2 мэВ. Именно такого порядка небольшие расщепления экситонной линии наблюдались нами в спектрах других исследованных ЛЭ из $Zn_xCd_{1-x}Se$ ($x = 1$ и $x = 0,95$) при низких температурах ($T = 77$ и 2 K).

6. ВЫВОДЫ

В заключение отметим следующее.

1. Экситонные спектры отражения в твердых растворах $Zn_xCd_{1-x}Se$ ($0,8 < x < 1,0$) испытывают концентрационно-зависящее уширение, связанное с влиянием крупномасштабных флуктуаций состава.

2. Исследование экситонных спектров отражения ЛЭ, изготовленных из кристаллов $Zn_xCd_{1-x}Se$, является чувствительным методом для оценки упругих деформаций, возникающих в ЛЭ, что важно при отработке технологических условий их изготовления, в частности при склейке кристаллов с подложкой из Al_2O_3 .

³ При наклонном падении возбуждающего излучения на образец они могут частично возбуждаться.

⁴ В этом случае (5) имеет вид

$$E_{1,3,5,7} = |(d'/\sqrt{3}) \varepsilon_1^i| + E'_{1д} \text{Sp} \varepsilon_1^i, \quad E_{2,4,6,8} = - |(d'/\sqrt{3}) \varepsilon_1^i| + E'_{1д} \text{Sp} \varepsilon_1^i,$$

где ε_1^i — растяжение.

3. Проведенные исследования влияния упругой одноосной деформации при $P \parallel \langle 111 \rangle$ для монокристаллов $Zn_xCd_{1-x}Se$ позволяют определить деформационные потенциалы E_{1d}^* и d' , характеризующие смещение и расщепление экситонных уровней при единичной деформации. Полученные данные могут использоваться для оценки величины, знака и градиентов деформации, возникающих в ЛЭ при их приклейке.

4. В качестве основной причины возникновения упругой деформации в ЛЭ следует считать плоскую деформацию вдоль поверхности (111), связанную с разностью КТР кристалла и подложки при охлаждении ЛЭ.

5. Особенно сильная неоднородная деформация разного знака (плоское растяжение и сжатие) ЛЭ возникает при «островковом» расположении клея вдоль склеиваемых поверхностей ЛЭ и подложки. Она может сопровождаться растрескиванием и отшелушиванием пластин ЛЭ. Поэтому при изготовлении ЛЭ следует обратить особое внимание на технологию нанесения клея и его равномерного распределения по поверхности.

Авторы приносят благодарность Г. Е. Пикусу за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахеян А. М., Козловский В. И., Коростелин Ю. В. и др. Монокристаллы твердых растворов $ZnSe_{1-x}Te_x$, $Zn_{1-x}Cd_xSe$, $Zn_xCd_{1-x}S_x$ для лазеров с накачкой электронным пучком // Квантовая электроника. 1985. Т. 12, № 5. С. 1113—1116.
2. Барановский С. Д., Эфрос А. Л. Размытие краев зон в твердых растворах // ФТП. 1978. Т. 12, № 11. С. 2233—2237.
3. Аблязов Н. Н., Райх М. Э., Эфрос А. Л. Ширина линии экситонного поглощения в твердых растворах // ФТТ. 1983. Т. 25, № 2. С. 353—358.
4. Суслина Л. Г., Плюхин А. Г., Федоров Д. Л. и др. Уширение экситонных состояний в твердых растворах полупроводников // ФТП, 1978. Т. 12, № 11. С. 2238—2243.
5. Ablaýsov N. N., Areshkin A. G., Melekhin N. G. et al. Fluctuation-induced broadening of exciton reflection spectra in A^2B^6 solid solutions // Phys. status solidi b. 1986. Vol. 134, N 2. P. 157—165.
6. Roppischer H., Jacobs J. J., Novikov B. V. The influence of Zn and Se heat treatment on the exciton spectra of ZnSe single crystals // Phys. status solidi a. 1975. Vol. 27. P. 123.
7. Kleiner W. H., Roth L. M. Deformation potential in germanium from optical absorption lines for exciton formation // Phys. Rev. Lett. 1959. Vol. 2. P. 334—336.
8. Thomas D. G. Excitons and band splitting produced by uniaxial stress in CdTe // J. Appl. Phys. Suppl. 1961. Vol. 32. P. 2298—2304.
9. Калянский А. А., Суслина Л. Г. Деформационное расщепление основной экситонной линии в спектре отражения ZnTe // ФТТ. 1965. Т. 7. С. 2327—2328.
10. Бир Г. Л., Пикус Г. Е., Суслина Л. Г., Федоров Д. Л. Экситонное пьезоотражение в кубических кристаллах сульфида цинка // ФТТ. 1970. Т. 12. С. 1187—1198.
11. Бир Г. Л., Пикус Г. Е., Суслина Л. Г., Федоров Д. Л. Обменное взаимодействие и пьезоптика экситонов в кубических кристаллах ZnS // ФТТ. 1970. Т. 12. С. 3248—3228.
12. Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории экситонов. М.: Наука, 1965. 573 с.
13. Elliott R. J., Symmetry of excitons in Cu_2O // Phys. Rev. 1961. Vol. 124. P. 340—345.
14. Langer D. W., Euwema R. H., Erak K., Koda T. Spin exchange in excitons, the quasi-cubic model and deformation potentials in II—VI compounds // Phys. Rev. B. 1970. Vol. 2. P. 4005—4022.
15. Cho K. Unified theory of symmetry-breaking effects on exciton in cubic and wurtzite structure // Phys. Rev. B. 1976. Vol. 14. P. 4463—4482.
16. Арешкин А. Г., Пекарь Г. С., Полицкий Г. Н. и др. Концентрационная зависимость ширины запрещенной зоны твердых растворов полупроводников $Zn_xCd_{1-x}Se$ с различной кристаллической структурой // ФТТ. 1986. Т. 28, № 12. С. 3743—3745.
17. Berlincourt D., Jaffe H., Shiozawa L. R. Electroelastic properties of the sulfides, selenides and tellurides of zinc and cadmium // Phys. Rev. 1963. Vol. 129, N 3. P. 1009.
18. Бир Г. Л., Пикус Г. Е., Суслина Л. Г. и др. Экситонные спектры и обменное взаимодействие в деформированных кристаллах с дефектами упаковки // ФТТ. 1971. Т. 13. С. 3551—3565.
19. Бир Г. Л., Пикус Г. Е., Суслина Л. Г. и др. Экситонное пьезоотражение в кристаллах ZnS с дефектами упаковки // ФТТ. 1972. Т. 14. С. 858—865.
20. Кобяков И. Б., Суслина Л. Г., Федоров Д. Л. Пьезоспектроскопическое исследование гексагональных монокристаллов сульфида цинка // ФТТ. 1974. Т. 16. С. 578—581.
21. Тхорик Ю. А., Хазан Л. С. Пластическая деформация и дислокации несоответствия в гетерозипитаксиальных системах. Киев: Наук. думка, 1983. 304 с.
22. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.

УДК 621.378.35

М. А. КАМЕНСКИЙ, В. И. КОЗЛОВСКИЙ, Е. В. МАРКОВ,
А. С. НАСИБОВ, Я. К. СКАСЫРСКИЙ

ЛАЗЕРНЫЙ ЭЛЕМЕНТ ЛЭЛТ НА ОСНОВЕ ZnO, ВЫРАЩЕННОГО МЕТОДОМ ХИМИЧЕСКОГО ТРАНСПОРТА НА ЗАТРАВКУ

1. ВВЕДЕНИЕ

Окись цинка является перспективным материалом для получения генерации ультрафиолетового излучения ($\lambda_r = 370 \div 395$ нм) при продольной накачке электронным пучком [1]. В настоящее время на его основе разрабатываются активные элементы¹ как для лазерных электронно-лучевых трубок (ЛЭЛТ) [1, 2], которые могут быть использованы для решения ряда задач оптической микроскопии и фотолитографии, так и для мощных импульсных лазеров [3, 4], перспективных в оптической локации, в качестве источников накачки других лазерных сред и также в фотолитографии.

В [1] были сообщены основные характеристики первых лазерных элементов (ЛЭ) ЛЭЛТ на основе ZnO. В данной работе мы приводим результаты более подробных исследований характеристик ЛЭ в зависимости от параметров резонатора, условий возбуждения, условий выращивания монокристаллов окиси цинка и их термообработки. Целью работы была оптимизация ЛЭ для достижения максимальной средней мощности излучения в растровом режиме возбуждения.

Исследования проведены на кристаллах, полученных из газовой фазы в водородной среде [5]. Сравнение этих кристаллов с кристаллами окиси цинка, полученными другими методами, в частности в гидротермальных условиях, проведено нами ранее [2]. Показано, что кристаллы ZnO, полученные из газовой фазы по методу [5], в настоящее время показывают лучший квантовый выход катодоллюминесценции.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Условия выращивания и проведение отжигов

Выращивание кристаллов окиси цинка проводилось в запаянных кварцевых ампулах, заполненных смесью водорода с нейтральным газом, в температурном градиенте на ориентированную затравку [5]. Температура роста составляла 1150—1200° С. В качестве газа наполнителя в данной работе были опробованы аргон, ксенон и гелий. Их парциальные давления выбирались из расчета обеспечения примерно одинаковой скорости вертикального роста кристаллов 0,07—0,14 мм·ч⁻¹, при которой достигалось лучшее структурное совершенство. Изменением газа-наполнителя преследовалась цель изменения соотношения коэффициентов диффузии исходных компонентов Zn и H₂O при их транспортировке от источника до поверхности затравки. Этим

¹ Активный элемент для ЛЭЛТ далее будем называть лазерным элементом (ЛЭ).

предполагалось изменять соотношение парциальных давлений исходных компонентов над растущим кристаллом и тем самым изменять его нестехиометрию.

Выращенные кристаллические слитки были практически бесцветны со слабым светло-зеленым оттенком. Слитки разрезались перпендикулярно направлению роста $\langle 0001 \rangle$ на шайбы диаметром 25 мм и толщиной 1 мм. Структурное качество пластин (шайб) контролировалось визуально после их травления в концентрированной соляной кислоте. На краях шайбы в ряде случаев присутствовали «перевернутые» блоки (например, с ориентацией $(000\bar{1})$ при ориентации основной площади шайбы (0001)). Кроме того, довольно часто наблюдались достаточно обширные области с крупноблочной структурой, в которых блоки, имея в среднем базисную ориентацию, были разориентированы относительно этой ориентации на достаточно большие углы, вплоть до нескольких градусов.

Наряду с исходными («ростовыми») кристаллами исследованы также отожженные. Особое внимание в данной работе было уделено отжигам в вакууме и кислороде, которые по данным работы [2] давали в ряде случаев улучшение выхода катодолюминесценции. Установлено, что непродолжительный отжиг в вакууме, отжиг в кислороде приводят к покраснению кристаллов примерно так же, как и отжиг в парах цинка (в случае отжига в парах цинка покраснение происходит более интенсивно), в то время как более длительный отжиг в вакууме приводит к полному обесцвечиванию кристалла. Ниже будут приведены результаты для кристаллов, которые отжигались в виде пластин толщиной 1 мм сначала в вакууме при $T = 900^\circ \text{C}$ в течение 20 ч, а затем в молекулярном кислороде при $T = 850^\circ \text{C}$ в течение 100—120 ч при различных давлениях кислорода вплоть до 0,6 атм.

2.2. Подготовка образцов и изготовление ЛЭ

После резки слитка пластины шлифовались и полировались механически алмазными пастами с постепенным уменьшением размера зерна абразива. Этими операциями снимался слой на менее 100 мкм. Для катодолюминесцентных исследований подготовленная таким образом пластина травилась в концентрированной соляной кислоте в течение нескольких секунд. При этом в базисной ориентации (0001) травилась в основном кислородная сторона. Она и подвергалась облучению электронным пучком.

При изготовлении ЛЭ пластина после резки шлифовалась и полировалась с цинковой стороны. После механической полировки применялась химико-механическая полировка с использованием аэросила 5476 в щелочном растворе. Этой операцией мы убирали нарушенный слой, который, по нашим данным, полученным из сравнения интенсивности катодолюминесценции при различных энергиях электронов, не удавалось сделать меньше 7—10 мкм при механической полировке. Наличие этого нарушенного слоя в ЛЭ приводило к существенному ухудшению характеристик генерации даже в случае, когда он не попадал в область возбуждения электронным пучком, из-за повышенного коэффициента поглощения в нем генерируемого излучения. Однако из-за значительной селективности травления окиси цинка используемая химико-механическая полировка приводила к выявлению разориентированных блоков, что в конечном итоге приводило к ухудшению однородности характеристик ЛЭ.

После химико-механической полировки на пластину наносилось интерференционное зеркальное покрытие, состоящее из чередующихся четверть-волновых слоев HfO_2 и SiO_2 . Использовалось вакуумное распыление соответствующих материалов электронным пучком. Коэффициент отражения этого покрытия изменялся дискретно путем изменения числа слоев от 4 до 12. В первых экспериментах мы использовали также покрытия из сернистого цинка и криолита, а также флюорита свинца и криолита. Однако эти покрытия нестойкие во влажных и химически агрессивных средах, поэтому

их использование в ЛЭ приводило к большому проценту брака при обработке второй стороны.

Пластина с покрытием приклеивалась оптическим клеем ОК-72Ф на основе эпоксидных смол к лейкосапфировому хладопроводящему диску. Затем шлифовкой, полировкой механической, а затем и химико-механической толщина пластины окиси цинка уменьшалась до требуемой толщины (длины резонатора). В данной работе представлены результаты для ЛЭ, в которых толщина пластины окиси цинка варьировалась в пределах 25—120 мкм.

Последней операцией в изготовлении ЛЭ было нанесение глухого покрытия, бомбардируемого электронным пучком в процессе эксплуатации в ЛЭЛТ. В качестве глухого покрытия мы использовали просто серебряное зеркало или серебряное с подслоями из HfO_2 и SiO_2 для увеличения коэффициента отражения. Эти покрытия изготавливались также путем вакуумного распыления.

2.3. Методика эксперимента

Исследования катодолюминесценции кристаллов ZnO и характеристик активных элементов, изготовленных из этих кристаллов, проводились на установках, описанных подробно в [6, 7]. Параметры электронного пучка варьировались в широких пределах: энергия электронов $E_0 = 4 \div 100$ кэВ; ток $I = 0 \div 0,7$ мА, диаметр электронного пятна $d = 0,015 \div 3$ мм. Использовались различные режимы возбуждения: непрерывный в точке до плотностей тока $j = 10^{-1} \text{А} \cdot \text{см}^{-2}$ при острой фокусировке, импульсно-сканирующий и непрерывный растровый режимы возбуждения при высоких плотностях тока до $250 \text{А} \cdot \text{см}^{-2}$. Температура образцов и ЛЭ изменялась в диапазоне 30—300 К. При исследовании катодолюминесценции анализировалось излучение, вышедшее из кристалла со стороны облучения электронным пучком (схема «на отражение»).

Мощность излучения регистрировалась в импульсном режиме возбуждения пассивированными коаксиальными элементами типа ФЭК-22 СПУ-М, а в непрерывном режиме — калориметрическими измерителями типа КДМ-3 производства ОКБ ФИАН, откалиброванными по измерителям мощности ИМО-2Н с помощью медного и аргонового лазеров. Спектры излучения записывались с помощью спектральных приборов ДФС-12 и PGS-2. Дальняя зона регистрировалась на широкоформатную пленку, расположенную на фиксированном расстоянии, с помощью фотоаппарата КИЕВ-88 без объектива с применением нейтральных фильтров и свинцовых стекол, а ближняя — с помощью того же фотоаппарата, удлинительных колец и стеклянного объектива Волна-3. Ток электронного пучка измерялся плоским танталовым токосъемником с коэффициентом вторичной эмиссии $\beta = 0,5$. Поэтому показания токосъемника умножались на 2. КПД генерации определялся по вложенной энергии, т. е. учитывалось, что 25% мощности падающего электронного пучка не вкладывается в возбуждение ЛЭ, а уносится отраженными и вторичными электронами. Пороговый ток пучка определялся по возникновению резких пиков на вершине импульса светового отклика ФЭКа на осциллографе в режиме импульсно-сканирующего возбуждения. Эти измерения порогового тока совпадают с измерениями по возникновению направленности на люминесцирующем экране, но являются более точными. Плотность тока рассчитывалась по измерениям значения тока пучка и расчетным значениям диаметра пятна на исследуемом образце (когда $d \approx 15$ мкм). Расчет d производился по измерениям диаметра кроссовера в зависимости от E_0 и I , коэффициента уменьшения электронной оптики и aberrаций фокусирующей линзы. Подробно с этими расчетами можно познакомиться в [8].

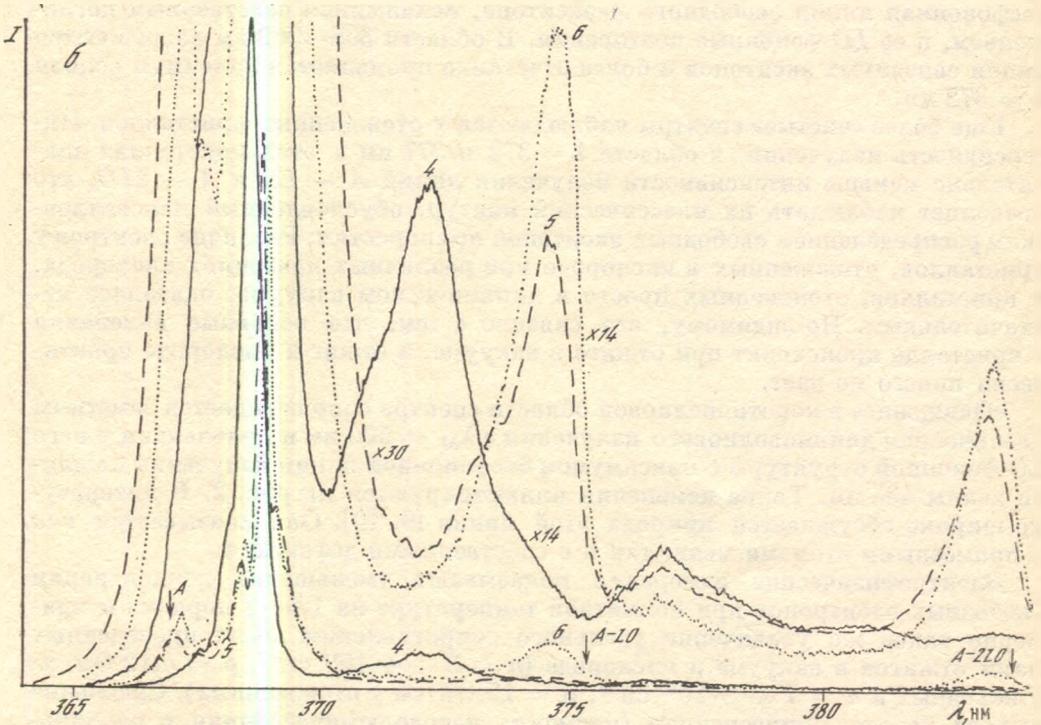
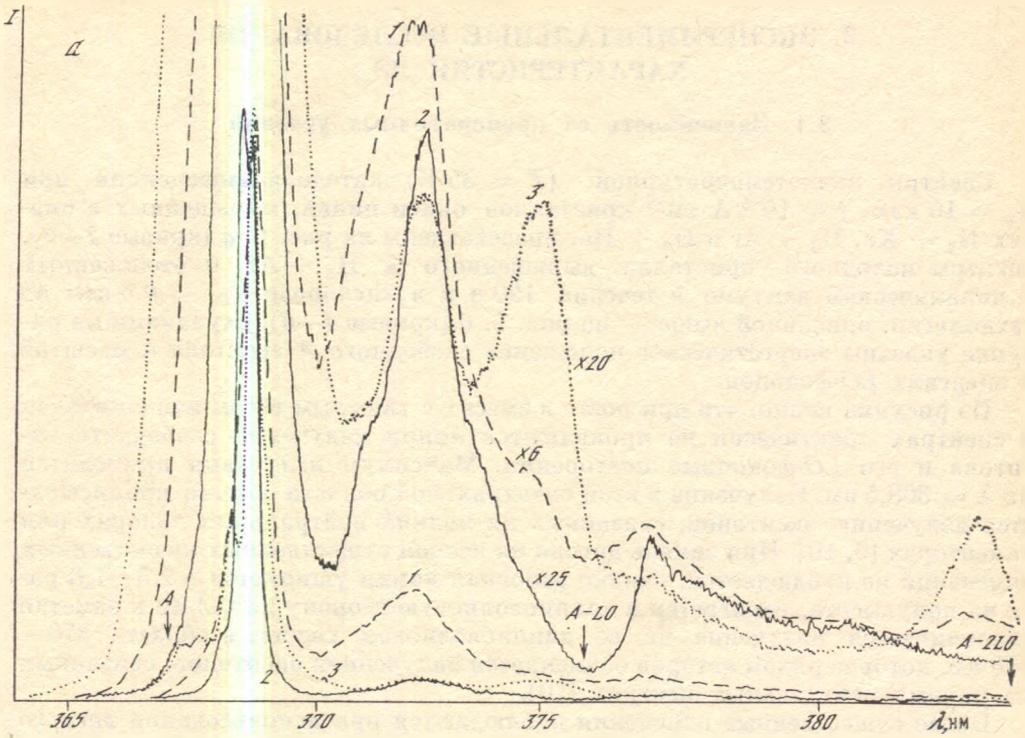


Рис. 1. Спектры низкотемпературной УФ-катодолуминесценции кристаллов ZnO, исходных (а, кривые 1—3, и б, кривая 4) и отожженных (б, кривые 5, 6)
 1 — рост в смеси H_2 и Xe; 2, 4 — H_2 и Ag; 3 — H_2 и He; 5 — отжиг в вакууме; 6 — в кислороде; $E_0 = 10$ кэВ, $j = 10^{-5}$ А·см $^{-2}$, $T = 35$ К

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЛЭ

3.1. Зависимость от препаративных условий

Спектры низкотемпературной ($T = 35 \text{ K}$) катодолюминесценции при $E_0 = 10 \text{ кэВ}$, $j = 10^{-5} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ кристаллов окиси цинка, выращенных в смесях $\text{H}_2 + \text{Xe}$, $\text{H}_2 + \text{Ag}$ и $\text{H}_2 + \text{He}$, представлены на рис. 1, а (кривые 1—3), спектры исходного кристалла, выращенного в $\text{H}_2 + \text{Ag}$, и отожженных в динамическом вакууме в течение 120 ч и в кислороде $P_{\text{O}_2} = 0,6 \text{ атм}$ по технологии, описанной выше, — на рис. 1, б (кривые 4—6). Стрелками на рисунке указаны энергетическое положение свободного А-экситона и масштаб в энергиях LO-фононов.

Из рисунка видно, что при росте в смесях с тяжелым газом-наполнителем в спектрах практически не проявляются линии излучения свободного экситона и его LO-фононные повторения. Максимум излучения приходится на $\lambda = 368,5 \text{ нм}$. Излучение в этой спектральной области обычно приписывается излучению экситонов, связанных на мелких нейтральных донорах или акцепторах [9, 10]. При замене аргона на ксенон существенных качественных изменений не наблюдается, однако основная линия уширяется в 1,5—1,6 раза на полувысоте, сдвигается в длинноволновую сторону на 0,3 нм и заметно увеличивается излучение на ее длинноволновом хвосте, в области 370—385 нм, которое рядом авторов объясняется излучением экситонов, связанных на парных нейтральных центрах [10].

Более существенные изменения наблюдаются при использовании легкого газа-наполнителя гелия. В этом случае в спектре отчетливо проявляется бесфононная линия свободного А-экситона, искаженная собственным поглощением, и ее LO-фононные повторения. В области 368—369 нм разрешаются линии связанных экситонов и более отчетливо проявляется максимум вблизи $\lambda = 372 \text{ нм}$.

Еще более «чистые» спектры наблюдаются у отожженных кристаллов. Интенсивность излучения в области $\lambda = 372$ и 377 нм в этих кристаллах значительно меньше интенсивности излучения линий А — LO и А — 2LO, что позволяет наблюдать их классический контур, обусловленный максвелловским распределением свободных экситонов по скоростям. Различие спектров у кристаллов, отожженных в кислороде при различных давлениях кислорода, и кристаллов, отожженных просто в динамическом вакууме, оказалось незначительным. По-видимому, это связано с тем, что основные изменения в кристалле происходят при отжиге в вакууме, а отжиг в кислороде практически ничего не дает.

«Очищение» в коротковолновой области спектра сопровождается заметным увеличением длинноволнового излучения с $\lambda_M = 500 \text{ нм}$ и появлением у него LO-фононной структуры с максимумом бесфононной линии излучения на длине волны 433 нм. Такие изменения иллюстрируются на рис. 2. В литературе широко обсуждается природа этой линии [9, 10]. Она связывается как с примесными атомами меди, так и с собственными дефектами.

Электрофизические измерения показывают уменьшение концентрации свободных электронов при комнатной температуре на 1,5—2 порядка и примерно такое же увеличение удельного сопротивления после проведенных нами отжигов в вакууме и кислороде ($n = 3 \div 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\rho = 0,12 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ у исходных и $n = 7 \div 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\rho = 15 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ у отожженных). Сравнение выхода катодолюминесценции (мощность катодолюминесценции в одинаковом телесном угле при одинаковых условиях возбуждения) показывает, что хотя выход отожженных кристаллов при высоких уровнях возбуждения $E_0 = 50 \text{ кэВ}$, $j = 50 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ не намного меньше, чем у исходных (не менее чем 0,7 от исходного), наблюдается заметное увеличение различия в выходах катодолюминесценции при снижении уровня возбуждения.

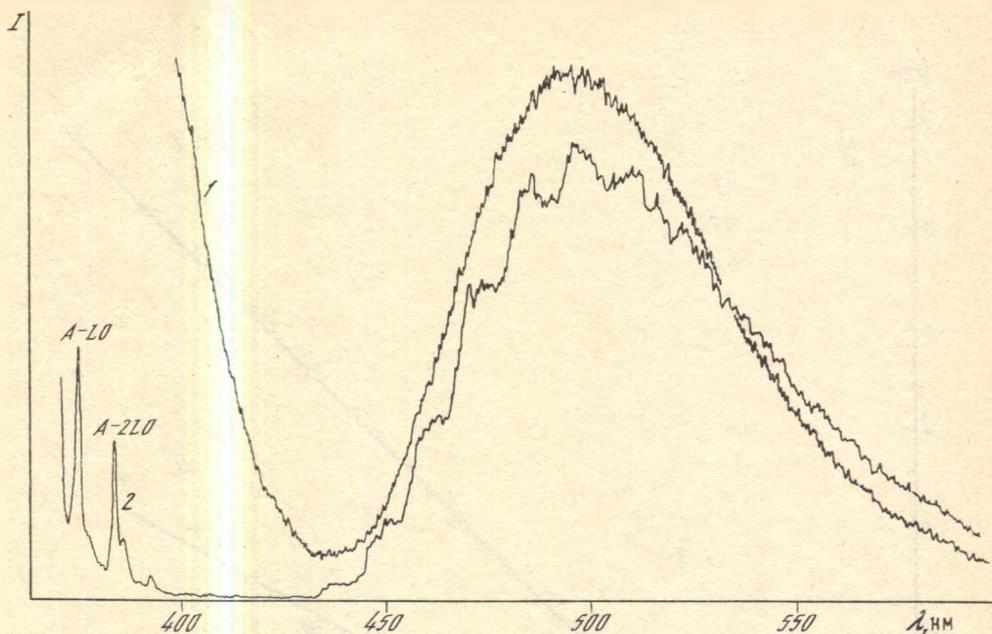


Рис. 2. Спектры длинноволновой катодолуминесценции кристаллов ZnO

1 — исходный; 2 — отожженный в кислороде; $E_0 = 10$ кэВ, $j = 10^{-6}$ А·см⁻², $T = 35$ К

Непосредственное сравнение лазерных свойств кристаллов окиси цинка, приготовленных различными способами, представлено на рис. 3. Сравнение проводится по ватт-амперным характеристикам ЛЭ при двух энергиях электронов и $T = 80$ К. На рис. 3, а изображены ватт-амперные характеристики трех ЛЭ: одного из кристалла, выращенного в смеси водорода и аргона, и двух из кристаллов, выращенных в смеси водорода и гелия в разных ростовых опытах. В качестве глухого покрытия использовалось серебряное покрытие с десятью подслоями с коэффициентом отражения $R_1 \approx 0,98$, а в качестве полупрозрачного — восьмислойное покрытие с $R_2 = 0,8 \div 0,85$. Толщина пластины окиси цинка составляла 50 ± 5 мкм. Диаметр электронного пучка был примерно 15 мкм. Из рисунка видно, что ватт-амперные характеристики всех трех ЛЭ практически совпадают.

На рис. 3, б такое же сравнение проведено для одного исходного кристалла, выращенного в смеси водорода и аргона, и трех кристаллов, отожженных в одинаковых условиях в вакууме и кислороде, но в трех различных опытах. ЛЭ, как и предыдущие, были изготовлены в одном технологическом цикле и имели глухое серебряное зеркало ($R_1 = 0,85$) и шестислойное интерференционное в качестве полупрозрачного зеркала ($R_2 \approx 0,65$). Толщина пластины окиси цинка была 30—35 мкм. Из рисунка видно, что различие в наклоне ватт-амперных характеристик у трех ЛЭ из отожженных кристаллов невелико и заметно меньше, чем у ЛЭ из исходного кристалла. Это говорит о том, что наблюдаемое различие в эффективности генерации исходных и отожженных кристаллов не может быть объяснено невозпроизводимостью технологии изготовления ЛЭ. Отметим, что при более плотных зеркалах это различие должно быть еще заметнее. Действительно, с увеличением $R_1 R_2$ уменьшается пороговый коэффициент усиления, он достигается при более низких уровнях возбуждения, при которых различие в кристаллах, как показывают измерения выхода катодолуминесценции, увеличивается.

Таким образом, представленные в этом разделе экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что «очистление» спектра экситонного излучения от линий связанных экситонов путем соответствующего изменения ус-

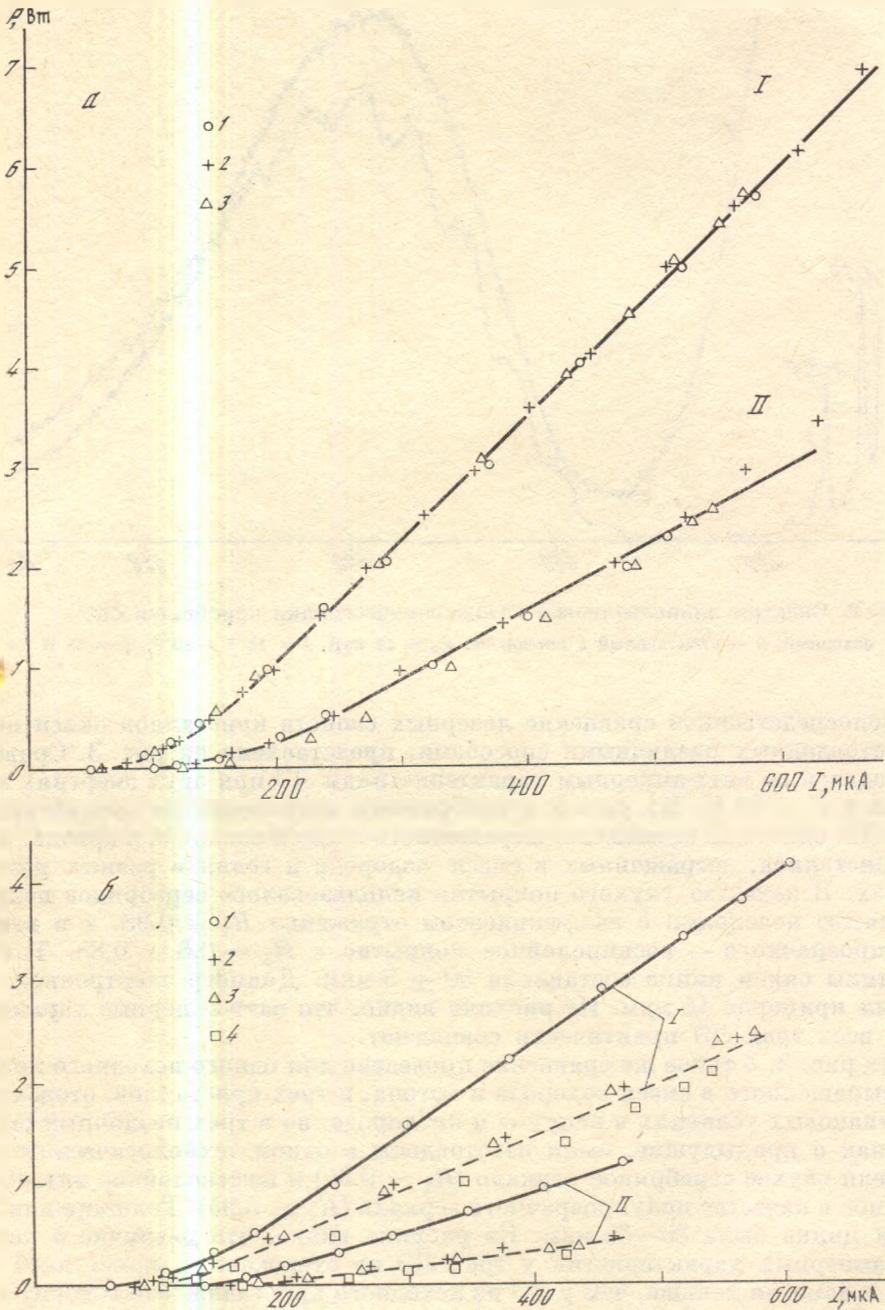


Рис. 3. Ватт-амперные характеристики ЛЭ из кристаллов ZnO

a — исходные, выращенные в смеси H_2 и Ag (1) и смеси H_2 и He в разных опытах (2, 3), $R_1 = 0,98$, $R_2 = 0,81 \div 0,85$, $h = 50$ мкм; *b* — исходный (1) и отожженный в кислороде в разных опытах (2—4), $R_1 = 0,85$, $R_2 = 0,65$, $h = 30 \div 35$ мкм, $T = 80$ К, $d \approx 15$ мкм, $v_{СК} = 2 \cdot 10^5$ см·с $^{-1}$.

I — $E_0 = 75$ кэВ; II — $E_0 = 50$ кэВ

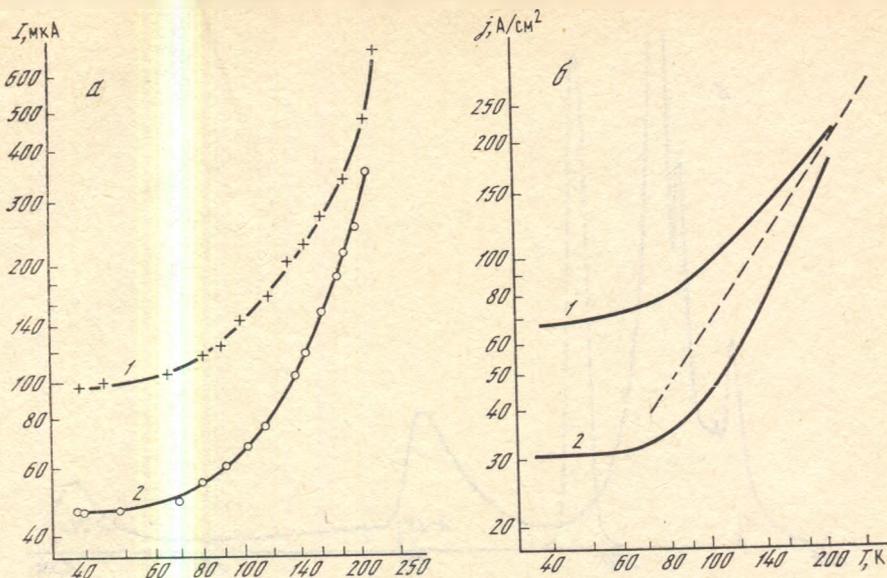


Рис. 4. Температурная зависимость порогового тока $I_{\text{пор}}$ (а, эксперимент) и пороговой плотности тока $j_{\text{пор}}$ (б, расчет) для двух ЛЭ

1 — механическая полировка; 2 — химико-механическая. $R_1 = 0,85$; $R_2 \approx 0,65$ и $h = 40 \div 50$ мкм $E_0 = 75$ кэВ, $d \approx 15$ мкм, $v_{\text{ск}} = 2 \cdot 10^5$ см·с⁻¹. Штриховая — зависимость $T^{3/2}$

ловий выращивания не приводит к улучшению лазерных характеристик кристаллов окиси цинка, а если очищение достигается высокотемпературными отжигами в вакууме и кислороде, то приводит к их ухудшению.

3.2. Температурные зависимости

С увеличением температуры характеристики ЛЭ существенно ухудшаются. В первую очередь это связано с увеличением пороговой плотности тока.

На рис. 4 в двойном логарифмическом масштабе представлены экспериментальные зависимости порогового тока (рис. 4, а) от температуры двух ЛЭ, различающихся пороговым коэффициентом усиления. У обоих ЛЭ зеркала были одинаковые: серебряное глухое и шестислойное полупрозрачное. Толщина пластины окиси цинка 40—50 мкм. Кристаллы были выращены в смеси N_2 и Ar . Основное различие состояло в том, что у более низкорогового ЛЭ резонаторные поверхности были обработаны химико-механической полировкой, а у высокорогового — механической полировкой. (У высокорогового ЛЭ была заметно меньше эффективность генерации.)

На рис. 4, б экспериментальные данные пересчитаны в зависимость $j_{\text{пор}}(T)$. Эта зависимость становится менее резкой при высоких температурах, поскольку при больших I плотность тока насыщается из-за увеличения электронного пятна. На этом же рисунке представлена зависимость $j = k T^{3/2}$, отражающая температурное изменение порога возникновения оптического усиления на прямых межзонных переходах. Отметим, что зависимость $j_{\text{пор}}(T)$ для обоих ЛЭ приближается к зависимости $T^{3/2}$ при высоких температурах.

Представленные на рис. 4 зависимости $j_{\text{пор}}(T)$ и $I_{\text{пор}}(T)$ для более низкорогового ЛЭ являются типичными для разработанных нами элементов для стабильной работы в режиме непрерывного растрового сканирования (см. ниже). Эти элементы из-за слишком малых коэффициентов отражения имеют достаточно высокие пороговые плотности тока даже при температуре жидкого азота $j_{\text{пор}} = 30 \div 35$ А·см⁻² при $d \approx 15$ мкм. При комнатной температуре $j_{\text{пор}}$ сравнимо или превышает предельные значения нашей установки 250 А·см⁻².

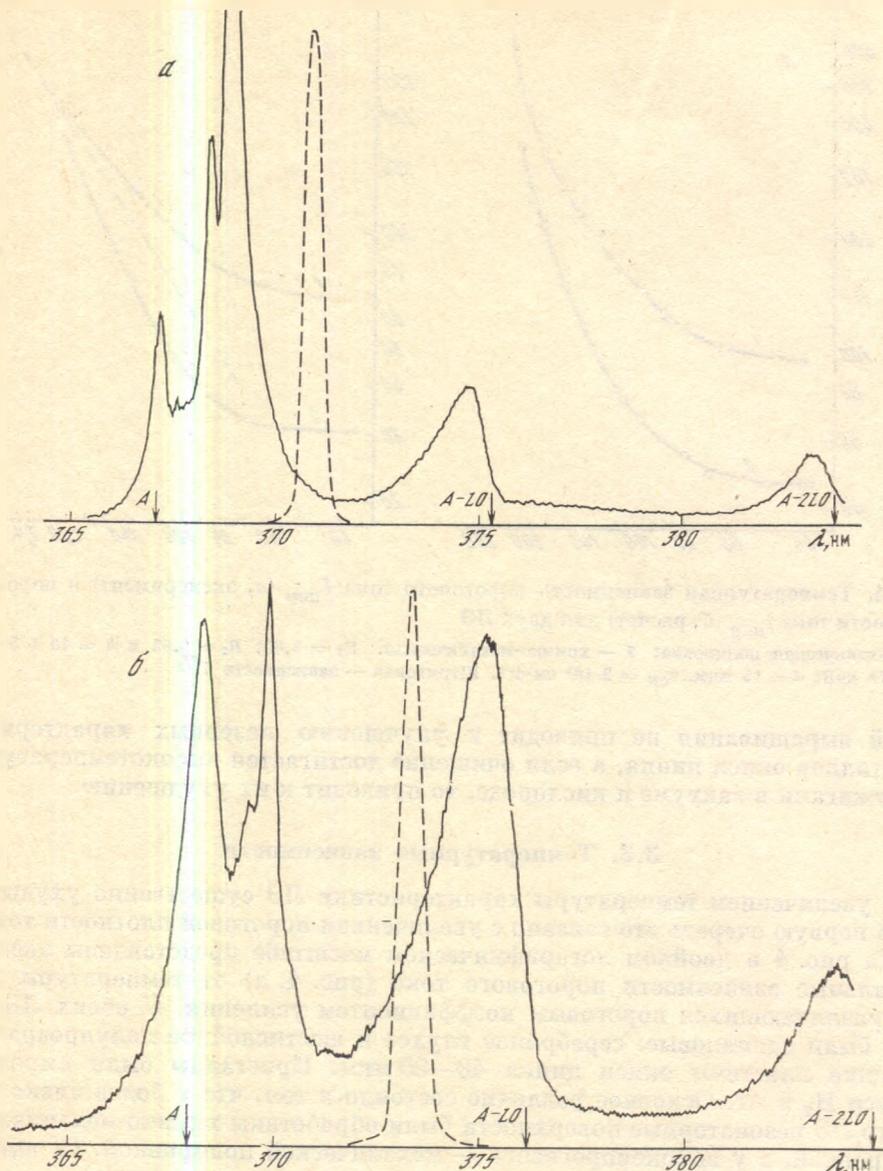


Рис. 5. Спектры катодолуминесценции отожженного кристалла ZnO при $E_0 = 10$ кВ, $j = 10^{-5}$ А·см $^{-2}$ (сплошные линии) и генерации ЛЭ из этого кристалла при $E_0 = 75$ кВ, $d \approx 15$ мкм, $v_{ск} = 2 \cdot 10^5$ см·с $^{-1}$ (штриховые) при трех температурах

а—в: $T = 35$ К; (а); 80 (б); 300 (в)

Пороговые плотности тока могут быть понижены двумя способами. Один из таких путей — это увеличение диаметра пятна. При $d = 50 \div 100$ мкм плотность может быть понижена в 3—5 раз. Такое изменение пороговых значений $j_{пор}$ наблюдалось ранее на ЛЭ других полупроводниковых соединений [8, 11]. Механизм такого уменьшения $j_{пор}$ (d) обсуждается в [11]. Однако при этом полный ток пучка увеличится примерно во столько же раз. Второй путь — это увеличение коэффициентов отражения зеркал. Использование в данной работе более глухих зеркал $R_1 \approx 0,98$ и $R_2 \approx 0,85$ не привело к значительному уменьшению пороговых значений $j_{пор}$. Порог уменьшался при таких зеркалах по сравнению со случаем, представленным на рис. 4, не более чем в 1,3 раза. По-видимому, для снижения $j_{пор}$ необходимо более существенное увеличение коэффициента отражения зеркал: $R_1 R_2 \geq 0,95$.

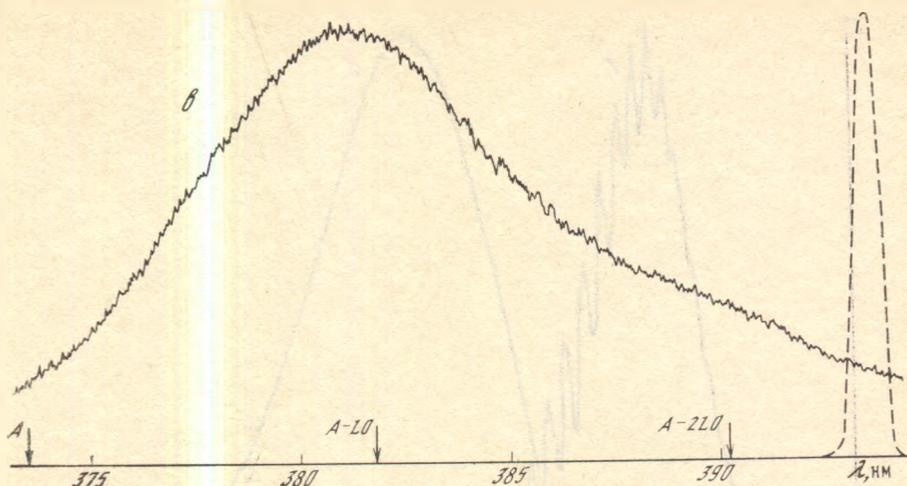


Рис. 5 (окончание)

Температурные зависимости мощности и длины волны максимума огибающей спектра генерации ведут себя плавно, примерно так, как представлено в работе [1]. В данной работе мы более подробно изучали положение линии генерации относительно спектра спонтанного излучения при различных температурах. Такое сопоставление спектров генерации и спектров катодолюминесценции приведено на рис. 5 для отожженных кристаллов при трех температурах 35, 80, 300 К. У ЛЭ из исходных кристаллов спектры генерации при температуре выше 80 К практически совпадают с приведенными спектрами при тех же условиях возбуждения, а при более низкой температуре ($T = 35$ К) смещены в длинноволновую сторону, но не более чем на 1 нм. С увеличением уровня возбуждения и особенно уменьшения скорости сканирования ширина спектра увеличивается, а максимум огибающей может смещаться в длинноволновую сторону на несколько нанометров из-за импульсного разогрева области возбуждения.

Стрелками на рис. 5 указаны энергетическое положение свободного экситона A и масштаб в энергиях LO -фонона ($A - LO$ и $A - 2LO$). Видно, что при $T = 35$ К линия генерации не соответствует какой-либо линии в спектре катодолюминесценции при низких уровнях накачки и смещена примерно на половину энергии LO -фонона в длинноволновую сторону относительно линии свободного экситона. С увеличением температуры она смещается в длинноволновую сторону быстрее, чем свободный экситон, и при $T = 300$ К находится на расстоянии более $2LO$ -фононов.

При записи спектра от одной из точек ЛЭ можно наблюдать модовую структуру. Пример такого спектра представлен на рис. 6 (кривая 1) при $T = 80$ К для того же ЛЭ, что и на рис. 5.

На рис. 7 показано изменение спектра спонтанного излучения от уровня возбуждения для одного из ростовых кристаллов окиси цинка при 80 К. Поскольку высокие уровни возбуждения в нашей установке достигались лишь при достаточно высоких энергиях электронов, то на этом рисунке представлено также сравнение спектров при низком уровне накачки при двух энергиях электронов 4 и 50 кэВ. Видно, что даже при низком уровне накачки увеличение глубины возбуждения (увеличение E_0) существенно изменяет коротковолновую область спектра излучения из-за ее перепоглощения. С увеличением уровня накачки наблюдается дальнейшее обрезание спектра с коротковолновой стороны и «вытеснение» спектра в длинноволновую область, что связано, по-видимому, с длинноволновым сдвигом края поглощения, наблюдавшегося ранее в CdS [12, 13].

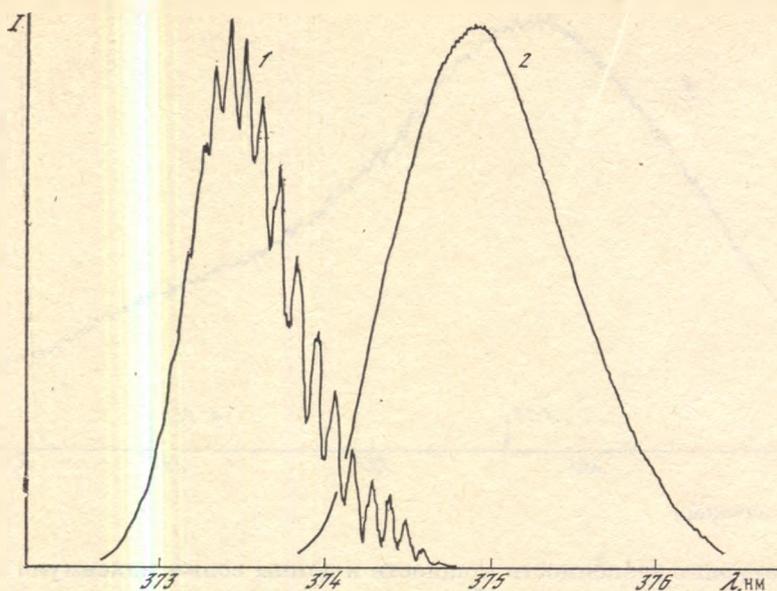


Рис. 6. Спектр генерации одной из точек ЛЭ из ZnO в импульсно-сканирующем режиме возбуждения с $\nu_{\text{ск}} = 2 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ (1) и усредненный по всему ЛЭ в режиме непрерывной растровой развертки при $\nu_{\text{стр}} = 28 \text{ кГц}$, $\nu_{\text{кадр}} = 50 \text{ Гц}$, $S_{\text{кадр}} = 5 \text{ см}^2$ (2)

$T = 80 \text{ К}$; $E_0 = 75 \text{ кэВ}$;
 $d \approx 15 \text{ мкм}$;
 $R_1 = 0,85$; $R_2 \approx 0,65$;
 $h = 50 \text{ мкм}$;
 $I = 0,4 \text{ мА}$

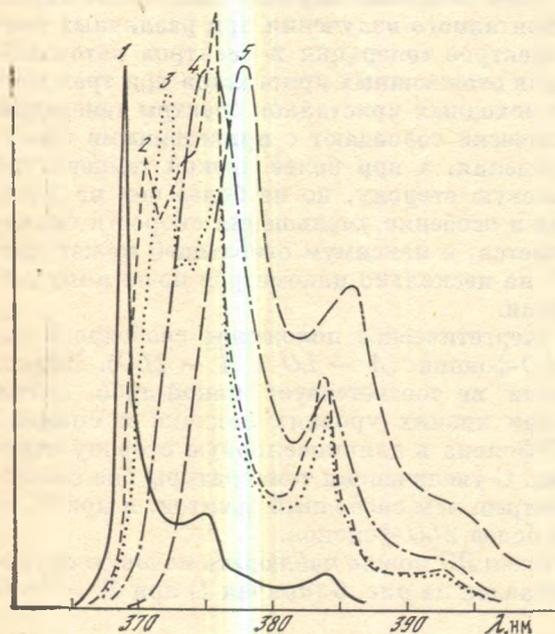


Рис. 7. Спектры катодолуминесценции ZnO при $T = 80 \text{ К}$ и различных уровнях возбуждения

1 — $E_0 = 4 \text{ кэВ}$, $j = 10^{-5} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$;
 2 — 50 кэВ , $10^{-6} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$;
 3 — 50 кэВ , $10 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$;
 4 — 50 кэВ , $70 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$;
 5 — 75 кэВ , $250 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$

3.3. Зависимость от толщины (длины резонатора)

Зависимости порогового тока, дифференциальной эффективности, полного угла расходимости на уровне 0,1 центрального пятна α_0 и углового диаметра первого кольца α_1 в диаграмме направленности вблизи порога генерации от толщины полупроводниковой пластины h (длины резонатора) ЛЭ из окиси цинка, выращенного в смеси водорода и аргона, представлены на рис. 8. В качестве глухого зеркала использовалось серебряное покрытие, а в качестве полупрозрачного — шестислойное из HfO_2 - и SiO_2 -слоев. Величина h уменьшалась путем постепенного схода материала механической, а затем химико-механической полировкой. Условия возбуждения были следующие: $E_0 = 75 \text{ кэВ}$, $d \approx 15 \text{ мкм}$, $\nu_{\text{ск}} = 2 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, $T = 80 \text{ К}$.

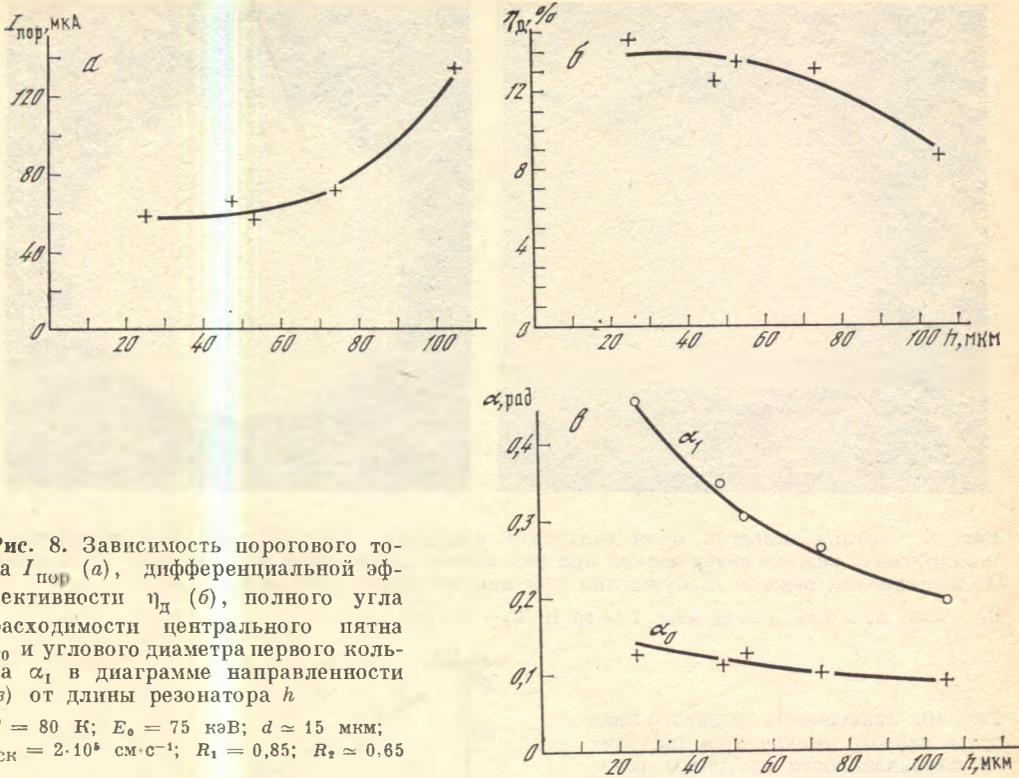


Рис. 8. Зависимость порогового тока $I_{пор}$ (а), дифференциальной эффективности η_d (б), полного угла расходимости центрального пятна α_0 и углового диаметра первого кольца α_1 в диаграмме направленности (в) от длины резонатора h

$T = 80$ К; $E_0 = 75$ кэВ; $d \approx 15$ мкм;
 $v_{сн} = 2 \cdot 10^8$ см·с⁻¹; $R_1 = 0,85$; $R_2 \approx 0,65$

Из рис. 8 видно, что при данных зеркалах зависимость от h порогового тока и дифференциальной эффективности достаточно слабая в области $h = 25 \div 75$ мкм. Это говорит о том, что конфигурационные (дифракционные) потери и потери в пассивной области резонатора значительно меньше, чем потери на зеркалах. Следует ожидать более резкую зависимость $I_{пор}$ и η_d от h при увеличении R_1 и R_2 .

Прежде чем перейти к анализу рис. 8, в, рассмотрим картину дальнего поля, представленную на рис. 9, а, полученную при умеренном превышении порога генерации для $E_0 = 75$ кэВ, $d \approx 15$ мкм, $T = 80$ К. Дальнее поле имеет центральную симметрию и состоит из центрального максимума и системы колец, причем кольца появляются уже на пороге генерации. Доля мощности, которая идет в кольца, увеличивается с увеличением коэффициентов отражения зеркал, зависит от качества кристалла окиси цинка и его температуры и может составлять до нескольких десятков процентов. При небольшом превышении порога генерации центральный максимум и кольца имеют минимальную угловую ширину, их ширина увеличивается с увеличением превышения над порогом. При предельных на нашей установке плотностях тока обычно центральный максимум уширяется до первого кольца, а кольцевая структура замазывается, образуя равномерный фон.

Увеличение угловой ширины центрального максимума с увеличением превышения над порогом мы связываем с постепенным возбуждением все большего числа неаксиальных типов колебаний, а тот факт, что уже на пороге генерации угловая ширина центрального максимума значительно превышает дифракционную — реализацией генерации в неустойчивом резонаторе. Более подробное объяснение диаграммы направленности дано в [14]. Там же обсуждается и причина возникновения кольцевой структуры.

Проанализируем теперь рис. 8, в. Поскольку при максимальных в наших экспериментах плотностях тока электронного пучка диаграмма направленности ограничивается угловым диаметром первого кольца, то рассмотрим зависимость $\alpha_1(h)$. В [14] показано, что эта зависимость должна быть анало-

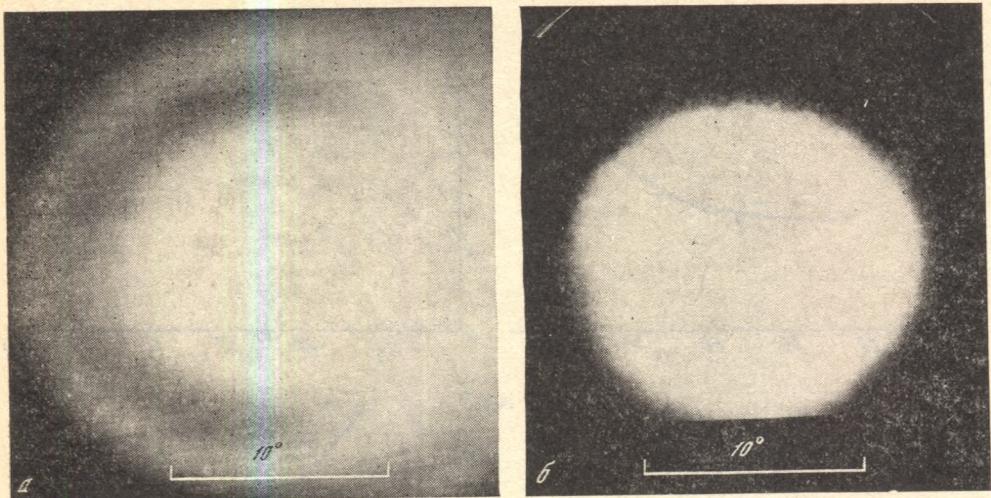
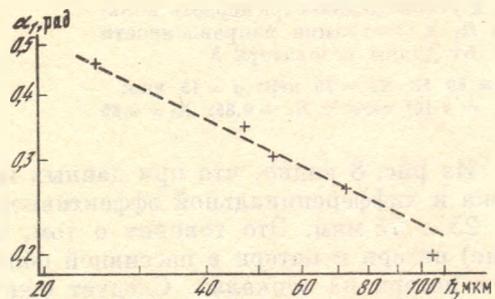


Рис. 9. Картина дальнего поля излучения отдельной точки ЛЭ из ZnO в импульсно-сканирующем режиме возбуждения при небольшом превышении над порогом (а) и всего ЛЭ в растровом режиме возбуждения при максимальном возбуждении (б)

$R_1 = 0,85$; $R_2 \approx 0,65$; $h = 50$ мкм; $T = 80$ К; $E_0 = 75$ кэВ

Рис. 10. Зависимость углового диаметра первого кольца α_1 в диаграмме направленности от длины резонатора h в двойном логарифмическом масштабе

Штриховая — зависимость $h^{-1/2}$



гичной и для $\alpha_0(h)$, однако на эксперименте зависимость $\alpha_0(h)$ оказалась заметно слабее, что, возможно, связано с большей ошибкой измерения уровня 0,1 вблизи порога генерации. Для простоты анализа данные рис. 8, в мы представили на рис. 10 в двойном логарифмическом масштабе. Здесь же штриховой линией приведена зависимость $h^{-1/2}$, типичная для других лазеров. Видно, что экспериментальные точки хорошо совпадают с этой зависимостью.

3.4. Зависимость от энергии электронов

Ватт-амперные характеристики при двух энергиях электронов 50 и 75 кэВ представлены на рис. 3. В более широком диапазоне E_0 эти характеристики представлены на рис. 11 для ЛЭ с параметрами: глухое серебряное зеркало, шестислойное полупрозрачное, $h \approx 40$ мкм. Первая сторона пластины окиси цинка полировалась механически, а вторая химико-механически. Эксперимент проводился при $T = 80$ К, $v_{\text{ск}} = 2 \cdot 10^5$ см·с⁻¹, $d \approx 15$ мкм. Отметим, что ватт-амперные характеристики близки к линейным при всех энергиях электронов. С увеличением E_0 наклон этих характеристик уменьшается быстрее чем E_0 , а порог по току заметно увеличивается при $E_0 < 50$ кэВ. Зависимость $I_{\text{пор}}$ и $\eta_d = \Delta P / \Delta P_{\text{н}}$, где $P_{\text{н}} = 0,75 \Delta I E_0$, от E_0 более подробно представлена на рис. 12, а. Абсолютные значения порогового тока у этого ЛЭ довольно велики, они ближе к значениям более высокопорогового элемента на рис. 4, что, по-видимому, обусловлено недостаточно качественной полировкой резонаторных поверхностей.

Рис. 11. Ватт-амперные характеристики ЛЭ из ZnO при различных энергиях электронов E_0

1 — 4: $E_0 = 100$ кэВ (1); 75 (2); 50 (3); 40 (4). $T_0 = 80$ К; $d \approx 15$ мкм; $v_{СК} = 2 \cdot 10^8$ см·с⁻¹; $R_1 = 0,85$; $R_2 \approx 0,65$; $h = 40$ мкм; механическая полировка 1-й стороны

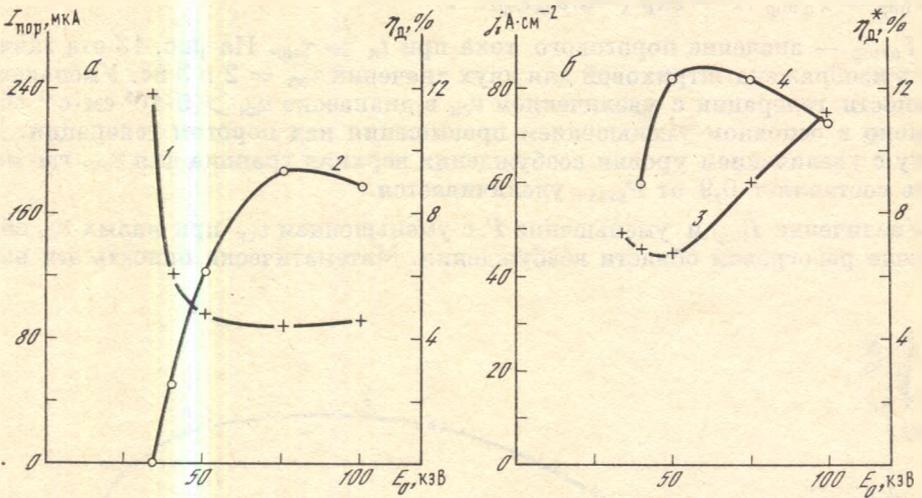
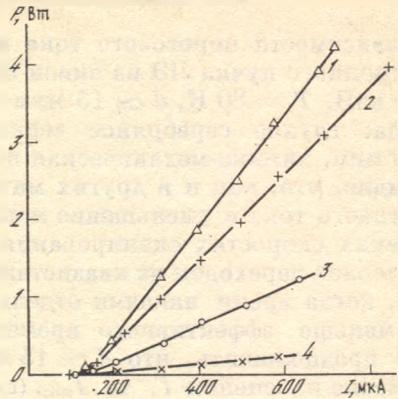


Рис. 12. Зависимость порогового тока $I_{пор}$ (1) и дифференциальной эффективности η_d (2) (а, эксперимент) и пороговой плотности тока $j_{пор}$ (3) и истинной дифференциальной эффективности η_d^* (4) (б, расчет) от энергии электронов E_0

Параметры те же, что и на рис. 11

Наблюдаемое ухудшение характеристик генерации при уменьшении E_0 связано в первую очередь с особенностями экспериментальной установки, а не с какими-то принципиальными физическими ограничениями. Как уже упоминалось выше, плотность тока электронного пучка изменяется линейно с током лишь при малых токах. При больших токах из-за увеличения d с увеличением I плотность тока насыщается. Причем это насыщение достигается тем быстрее, чем меньше E_0 . На рис. 12, б мы представили рассчитанные с учетом изменения d от I зависимости $j_{пор}$ и η_d^* от E_0 . Под η_d мы имеем в виду дифференциальную эффективность генерации с учетом истинного превышения порога генерации, характеризующую наклон зависимости P от j .

Из рис. 12, б видно, что рассчитанная $j_{пор}$ не только растет, но даже уменьшается с уменьшением E_0 , а η_d^* уменьшается незначительно. Согласно расчету максимальное превышение над порогом при $E_0 = 40$ кэВ составляло 30%, а при 34 кэВ порог достигался практически при максимально достижимой в установке плотности тока $j = 50$ А·см⁻².

3.5. Зависимость от скорости сканирования

Зависимости порогового тока и мощности генерации при разных токах электронного пучка ЛЭ из окиси цинка от скорости сканирования при $E_0 = 75$ кэВ, $T = 80$ К, $d \approx 15$ мкм представлены на рис. 13. Параметры резонатора: глухое серебряное зеркало, шестислойное полупрозрачное, $h = 40$ мкм, химико-механическая полировка резонаторных граней. Из рисунка видно, что, как и в других материалах [8, 15], наблюдаются увеличение порогового тока и уменьшение мощности генерации при достаточно высоких и низких скоростях сканирования. При больших $v_{СК}$ рост порогового тока обусловлен переходом из квазистационарного режима возбуждения в импульсный, когда время накачки отдельной точки ЛЭ t_H становится сравнимым или меньше эффективного времени жизни неравновесных носителей $\tau_{эф}$. Если предположить, что $d \approx 15$ мкм и не изменяется в рассматриваемом диапазоне изменения I , то $I_{пор}(v_{СК})$ в этой области можно описать формулой [15]

$$I_{пор} = I_{0пор} [1 - \exp(-d/v_{СК}\tau_{эф})]^{-1}, \quad (1)$$

где $I_{0пор}$ — значение порогового тока при $t_H \gg \tau_{эф}$. На рис. 13 эта зависимость изображена штриховой для двух значений $\tau_{эф} = 2$ и 3 нс. Уменьшение мощности генерации с увеличением $v_{СК}$ в диапазоне $v_{СК} > 5 \cdot 10^5$ см·с⁻¹ обусловлено в основном уменьшением превышения над порогом генерации. Поэтому с увеличением уровня возбуждения верхняя граница для $v_{СК}$, где мощность составляет 0,9 от P_{max} , увеличивается.

Увеличение $I_{пор}$ и уменьшение P с уменьшением $v_{СК}$ при малых $v_{СК}$ обусловлено разогревом области возбуждения. Математически описать эти изме-

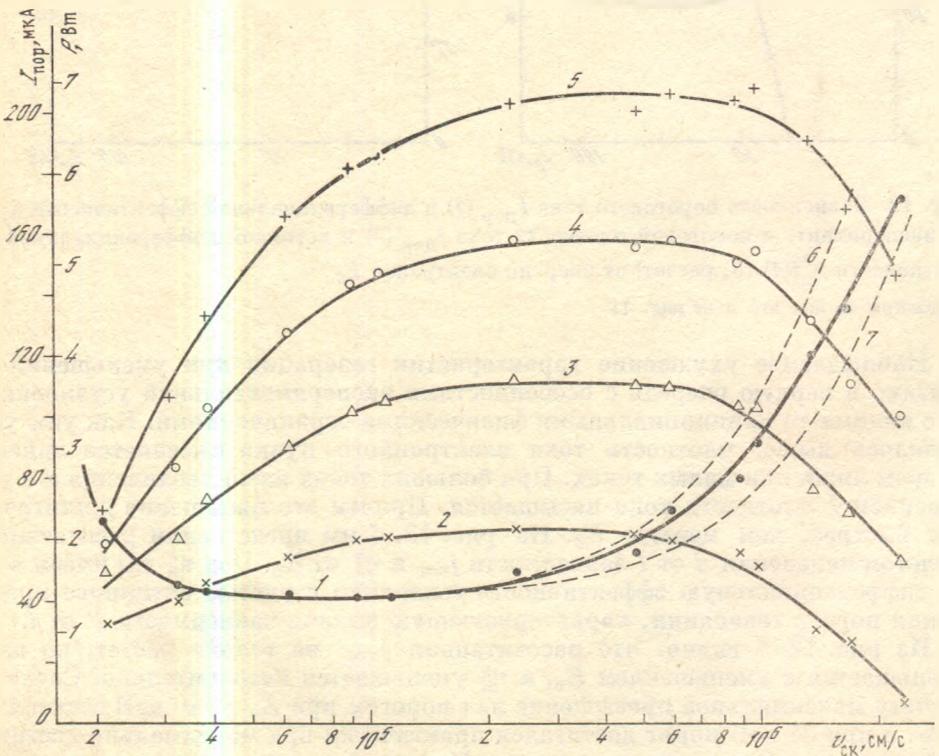


Рис. 13. Зависимость порогового тока $I_{пор}$ (1) и мощности генерации P (2—5) при разных токах электронного пучка I от скорости сканирования

2—5: $I = 200$ мкА (2); 300 (3); 400 (4); 500 (5). $E_0 = 75$ кэВ; $T = 80$ К; $d = 15$ мкм; $R_1 = 0,85$; $R_2 \approx 0,65$, $h = 40$ мкм. Штриховые — зависимость по формуле (1) для $\tau_{эф} = 3$ нс (6) и 2 нс (7), $I_{0пор} = 42$ мкА

нения очень трудно, поскольку надо учитывать не только температурную зависимость коэффициента усиления, но и зависимость добротности резонатора, связанную с возникновением температурного градиента (теплового клина) поперек резонатора. Попытка таких расчетов была сделана в [8]. Практически важный результат, который следует из рис. 13, — это то, что нижняя граница $\nu_{ск}$, где $P = 0,9 P_{max}$, также увеличивается по мере увеличения уровня возбуждения.

3.6. Характеристики в режиме растровой развертки

Как уже отмечалось выше, целью работы было получение максимальной средней мощности с ЛЭ. В предыдущих разделах показано, что импульсная мощность на ряде ЛЭ достигала 6—7 Вт при общем КПД более 15%. Однако реализация таких или хотя бы близких к ним энергетических параметров в режиме непрерывной растровой развертки является чрезвычайно трудной задачей. Ее решение связано прежде всего с повышением однородности используемых кристаллов окиси цинка и увеличением его размеров. В данном разделе мы представим результаты, достигнутые нами в этом направлении.

На рис. 14, а представлена картина ближнего поля генерации в растровом режиме возбуждения ЛЭ со значительной структурной неоднородностью, растравленной при химико-механической обработке резонаторных поверхностей. Видно, что генерация достигается на площади, составляющей меньше половины всей площади ЛЭ. Из такого типа кристаллов можно изготовить значительно более однородные ЛЭ (с достижением генерации по всей площади) лишь при чисто механической полировке резонаторных поверхностей, что, однако, ухудшает импульсную мощность в 2—3 раза. Более однородное ближнее поле представлено на рис. 14, б. Однако и здесь около трети всей поверхности имеет существенно меньшую мощность генерации.

Серьезной проблемой оказалось изготовление зеркального покрытия, стойкого к электронному пучку. Чисто интерференционное диэлектрическое или комбинированное металл-диэлектрическое покрытия могут обеспечить высокий коэффициент отражения, близкий к 1, и тем самым обеспечить снижение порога генерации. Однако все наши попытки изготовить такие покрытия, стойкие к воздействию электронного пучка мощностью до 50 Вт на площадь 5—10 см² в режиме растровой развертки с плотностью тока в пятне до 250 А·см⁻², не увенчались успехом. Стойкими оказались лишь ряд металли-

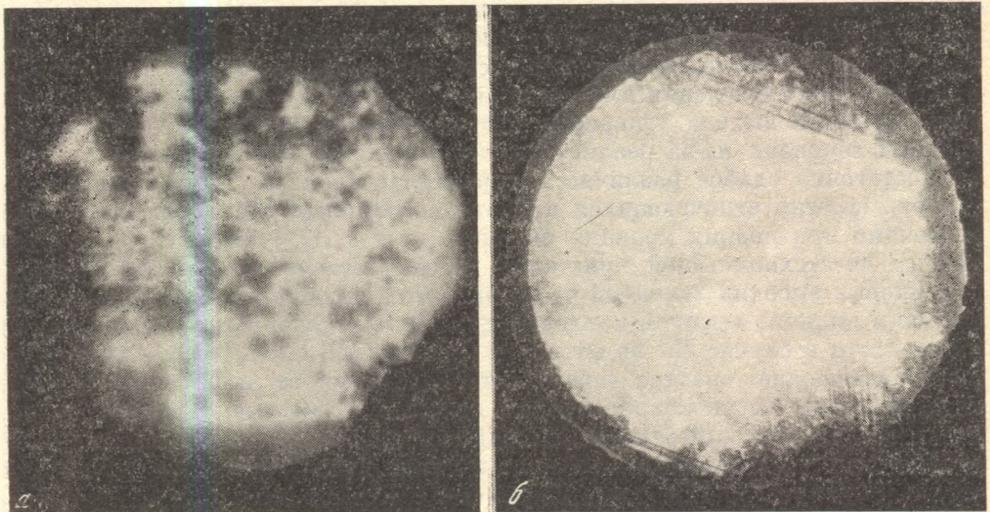


Рис. 14. Картина ближнего поля генерации двух ЛЭ из ZnO с различным структурным совершенством

ческих покрытий, из которых мы выбрали серебряное, имеющее более высокий коэффициент отражения $R_1 \approx 0,85$ при $\lambda = 375$ нм и стойкое к хранению. При столь малом коэффициенте отражения максимальная импульсная мощность достигалась при шестислойном покрытии из четвертьволновых слоев HfO_2 и SiO_2 ($R_2 \approx 0,65$) и составляла уже примерно 4 Вт.

Диаметр рабочей поверхности ЛЭ был меньше диаметра пластины окиси цинка и не превышал 22—23 мм. Поэтому, чтобы уместить растр на ЛЭ и обеспечить скорость сканирования, при которой достигалась бы мощность излучения, близкая к максимальной при данном уровне возбуждения, мы использовали повышенную частоту строчной развертки (25—28 кГц). Но поскольку вблизи разворота электронного пучка его скорость сканирования была близка к нулю, то для исключения быстрой деградации ЛЭ приходилось размеры растра делать больше диаметра ЛЭ. Обычно растр описывал ЛЭ. В этом случае лишь половина средней мощности электронного пучка приходилась на рабочую поверхность ЛЭ. Учитывая, что из-за неоднородности ЛЭ мы теряем еще 30—50% мощности излучения, получаем, что реально достижимые значения средней мощности генерации в растровом режиме возбуждения должны в 3—4 раза быть меньше приведенных выше значений импульсной мощности.

Измеренные нами значения средней мощности совпадают с приведенными выше оценками. Средняя мощность 12 ЛЭ с серебряным глухим покрытием при $E_0 = 75$ кэВ, $T = 80$ К находилась в диапазоне 0,8—1,5 Вт с полным КПД 2,7—4%, а 6 ЛЭ с металло-диэлектрическим глухим покрытием до его разрушения — в диапазоне 1,6—2,4 Вт с полным КПД 4—6%. Типичная картина дальнего поля излучения ЛЭ при растровом возбуждении показана на рис. 9, б, а его усредненный спектр генерации на рис. 6 (кривая 2). Незначительный сдвиг спектра в длинноволновую сторону в растровом режиме $\Delta\lambda_r \approx 1,5$ нм по сравнению с импульсно-сканирующим говорит о слабом среднем нагреве ЛЭ $\Delta T \approx 25$ К!

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Достигнутые в настоящей работе значения эффективности генерации ЛЭ из ZnO $\eta_d \approx 22\%$ (см. рис. 3, а) при 75 кэВ близки к предельным значениям 25—30% для лазеров с накачкой электронным пучком [16, 17] и вряд ли могут быть улучшены путем дальнейшего улучшения качества кристаллов окиси цинка. Незначительное, по нашему мнению, отличие η_d от предельных значений может быть обусловлено существенной неоднородностью возбуждения, не использованием мощности электронного пучка, находящейся в крыльях распределения плотности тока в пятне, а также отличием от единицы функции выхода генерируемого излучения даже при довольно прозрачных зеркалах из-за реализации неустойчивого резонатора.

Достаточно слабое различие в характеристиках ЛЭ из исходных кристаллов, заметно отличающихся низкотемпературным спектром катодолуминесценции при низких уровнях накачки (рост в $\text{H}_2 + \text{He}$ и $\text{H}_2 + \text{Ar}$), связанным со стехиометрией кристалла, свидетельствует о том, что причиной достижения высоких значений η_d не являются низкоомность исходных кристаллов и наличие высокой концентрации мелких донорных уровней, как это имеет место в случае ЛЭ из объемных кристаллов GaAs [18]. С другой стороны, «очищение» спектра экситонного излучения от линий связанных экситонов путем высокотемпературных отжигов в вакууме и кислороде, а не путем выбора соответствующей газовой смеси в ростовом процессе, приводит к заметному уменьшению η_d . Отжиг в парах цинка и жидком цинке также ухудшает излучательные свойства кристаллов окиси цинка и приводит к аналогичному «очищению» экситонного спектра (см. рис. 18, в в работе [2]). Таким образом, любой отжиг исходных кристаллов ухудшает его излучательные свойства. Кроме того, как отмечалось выше, при любом непродол-

жительном высокотемпературном отжиге кристаллы изменяют свою окраску со светло-зеленой или бесцветной в желтую или красную, что можно объяснить образованием F -центров (V_O^+).

Эту совокупность данных, по нашему мнению, можно объяснить наличием в исходных кристаллах в больших концентрациях атомов водорода, пассивирующего глубокие центры, оборванные связи структурных дефектов. Эффект такой пассивации в настоящее время широко обсуждается в применении к монокристаллам кремния [19], арсенида галлия [20]. Вхождение водорода в кристалл обнаружено при выращивании сульфида цинка методом CVD [21].

Многочисленные исследования (см. обзор [9]) показывают, что для окиси цинка характерно отклонение состава от стехиометрического в сторону избытка цинка. Однако до сих пор окончательно не решен вопрос, за счет каких собственных дефектов, Zn_i или V_O , реализуется это отклонение. Междуозельному цинку обычно приписывают мелкие донорные уровни в ZnO , высокую проводимость. В пользу Zn_i свидетельствуют опыты по диффузии [22]. По нашему мнению, эти свойства кристаллов ZnO , выращенных в водородной среде, могут быть приписаны растворенному водороду. Действительно, предположим, что избыток цинка реализуется в основном за счет высокой концентрации вакансий кислорода, а растворенный водород заполняет эти вакансии, образуя связь с одним из атомов цинка. Аналогичные связи $Zn-H$ были обнаружены по ИК-спектру поглощения в ZnS [21]. Вакансия кислорода, заполненная атомом водорода, является мелким донором, который определяет высокую электропроводность кристалла и проявляется в экситонном спектре излучения в виде линий связанных экситонов. После непродолжительного отжига ($T_{отж} = 800^\circ C$, $t_{отж} = 10 - 24$ ч [2]) в безводородной среде растворенный в кристалле водород, имеющий высокий коэффициент диффузии ($D > 10^{-6} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ [22]), выходит из кристалла толщиной 1 мм. Оголенные V_O (F -центры) образуют желто-красную окраску кристалла. Более продолжительный отжиг, проведенный к тому же при более высокой температуре, изменяет концентрацию V_O в зависимости от окружающей среды. В парах цинка следует предположить увеличение $[V_O]$ и дальнейшее покраснение кристалла, в вакууме и кислороде — уменьшение $[V_O]$, обесцвечивание и увеличение $[V_{Zn}]$. Вакансия цинка, мы считаем, образует центр безызлучательной рекомбинации. Большая $[V_{Zn}]$ приводит к ухудшению выхода катодолуминесценции и лазерных свойств кристаллов ZnO , а также ZnS и $ZnSe$ [2]. Большая концентрация V_O также недопустима, поскольку это может привести к выпадению Zn во вторую фазу и образованию пор.

Возгорание зеленой люминесценции после отжигов в вакууме и кислороде, как, впрочем, и после отжигов в парах цинка (см. рис. 17, ϵ и z в [2]), и появление структуры у этой люминесценции также можно объяснить выходом водорода из кристалла. Исходя из аналогии структуры зеленой люминесценции в ZnO с длинноволновым красным излучением $ZnTe : O$ [23], предположим, что эта люминесценция обусловлена рекомбинацией экситонов, локализованных на изоэлектронных центрах, образующих глубокую потенциальную яму для электронов. Этими центрами могут быть и центры Cu_{Zn} . В исходных кристаллах большинство изоэлектронных центров пассивируются водородом. Образуемый при этом комплекс дает в запрещенной зоне мелкий уровень, который проявляется в экситонной области излучения в виде линий связанных экситонов. В условиях высокой концентрации мелких доноров и свободных электронов, экранирующих взаимодействие электрона с дыркой, энергия электронов, локализованных на оставшихся непассивированных изоэлектронных центрах, может значительно изменяться от центра к центру, что приводит к замазыванию структуры зеленой люминесценции. После отжига в вакууме и кислороде число мелких доноров уменьшается, а число непассивированных водородом изоэлектронных центров увеличивается, что и приводит к возгоранию зеленой люминесценции и появлению у нее LO -фононной структуры. После отжига в парах цинка возгорание

зеленой люминесценции не должно сопровождаться появлением у нее структуры из-за присутствия в таких кристаллах большой концентрации доноров, связанных, по-видимому, с V_O .

Теперь рассмотрим механизм генерации. Данные, приведенные в разделе 3.2, показали, что линия генерации не связана с какой-либо линией в спектре катодолюминесценции при низком уровне возбуждения даже при низких температурах. Очевидно, что генерация возникает на переходах, не связанных с какой-либо локализацией неравновесных носителей. При $T \simeq 80$ К и $E_0 = 75$ кэВ (характерная глубина возбуждения 10 мкм) пороговая плотность тока электронного пучка составляет примерно $30 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$. Легко оценить, что при такой плотности и эффективном времени жизни неравновесных носителей $\tau_{\text{эф}} = 2 \div 3$ нс пороговая концентрация электрон-дырочных пар $n_{\text{пор}}$ составляет $(5 \div 8) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Эта оценка на порядок величины превышает расчетное значение концентрации электрон-дырочных пар при электрон-плазменном переходе Мотта [8]. Следовательно, генерацию можно связать лишь с переходами в электрон-дырочной плазме (ЭДП). Тогда спектральное положение линии генерации относительно А-экситона и зависимость этого положения от температуры будут в основном определяться нижней границей спектра излучения ЭДП, которая сдвигается в длинноволновую сторону с увеличением концентрации $e - h$ -пар [13]. Некоторое проявление такого сдвига представлено на рис. 7.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведена оптимизация лазерного элемента ЛЭЛТ на основе ZnO с целью достижения максимальной средней мощности в растровом режиме возбуждения. Созданы ЛЭ, обеспечивающие при охлаждении жидким азотом достижение следующих параметров излучения: средняя мощность на уровне 1—2 Вт, полный КПД 3—6%, длина волны генерации 375 нм, ширина спектра 1—2 нм, полный угол расходимости 20—25°, излучающая площадь 4—5 см². Достигнута также высокая дифференциальная эффективность генерации по вложенной в кристалл энергии в импульсно-сканирующем режиме возбуждения 22%. Необходимы дальнейшие исследования, направленные на снижение порога генерации и повышение однородности излучения ЛЭ.

Авторы благодарят П. В. Резникова и В. Г. Тихонова за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козловский В. И., Марков Е. В., Насибов А. С. и др. Ультрафиолетовый полупроводниковый лазер с продольной накачкой электронным пучком на основе ZnO // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, № 14. С. 873—876.
2. Акимова И. В., Козловский В. И., Коростелин Ю. В. и др. Влияние стехиометрии в монокристаллических соединениях A^2B^6 на характеристики полупроводникового лазера с накачкой электронным пучком // Тр. ФИАН. 1987. Т. 177. С. 142—171.
3. Богданкевич О. В., Дарзник С. А., Зверев М. М. и др. Импульсный неохлаждаемый полупроводниковый лазер на окиси цинка // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11, № 3. С. 136—139.
4. Богданкевич О. В., Зверев М. М., Копыт С. П. и др. Импульсно-периодический полупроводниковый лазер с накачкой электронным пучком // Квантовая электрон. 1987. Т. 14, № 3. С. 605—607.
5. Марков Е. В., Смирнов В. В., Хрянов В. Т. Выращивание крупных и чистых монокристаллов окиси цинка на ориентированную затравку из газовой фазы // Физика и техническое применение полупроводников $A^{II}B^{VI}$: Тез. докл. V Всесоюз. совещ. Вильнюс: Вильнюс. ун-т, 1983, Т. 3. С. 131.
6. Насибов А. С., Козловский В. И., Папуша В. П. Исследование характеристик электронно-лучевой трубки с лазерным экраном // Радиотехника и электроника. 1973. Т. 18, № 10. С. 2151—2157.
7. Зыков В. М., Динов Ю. С., Козловский В. И. и др. Лазерная ЭЛТ с автономным охлаждением активного элемента до криогенных температур // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 22. С. 1373—1376.

8. *Козловский В. И.* Исследование полупроводниковых лазеров, возбуждаемых сканирующим электронным пучком: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: ФИАН, 1979. 164 с.
9. *Кузьмина И. П., Никитенко В. А.* Окись цинка. Получение и оптические свойства. М.: Наука, 1984. 166 с.
10. *Kolb D. M., Schulz H. J.* Optical properties of zinc oxide // Current topics in materials science / Ed. E. Kaldis. Amsterdam: North-Holland, 1981. Vol. 7. P. 226—268.
11. *Уласюк В. Н.* Квантоскопы. М.: Радио и связь, 1988. 256 с.
12. *Лысенко В. Г.* Спектры возбуждения электронно-дырочной плазмы в кристаллах сульфида кадмия // ФТТ. 1986. Т. 28, № 11. С. 3429—3437.
13. *Bohnert K., Fidorra F., Klingshirn C.* Plasma induced optical nonlinearities and optical bistability in CdS // Ztschr. Phys. B. 1984. Bd. 57. S. 263—272.
14. *Козловский В. И., Резников П. В.* Диаграмма направленности излучения лазерных ЭЛТ // Наст. изд.
15. *Козловский В. И., Насибов А. С., Печенов А. Н.* и др. Исследование лазерной электронно-лучевой трубки в режиме сканирования // Квантовая электрон. 1978. Т. 5, № 3. С. 487—494.
16. *Hurwitz C. E.* High power and efficiency in CdS electron beam pumped lasers // Appl. Phys. Lett. 1966. Vol. 9, N 12. P. 420—423.
17. *Губарев А. А., Козловский В. И., Лаврушин Б. М.* и др. Высокоэффективный полупроводниковый лазер с продольной накачкой арсенида галлия сканирующим электронным пучком // Квантовая электрон. 1987. Т. 14, № 1. С. 170—176.
18. *Козловский В. И., Насибов А. С., Резников П. В.* Исследование непрерывного режима генерации в лазере на основе GaAs с накачкой электронным пучком // Квантовая электрон. 1982. Т. 9, № 11. С. 2211—2216.
19. *Pankove J. I.* Hydrogen neutralizations of defects in silicon // Tetrahedrally-bonded amorphous semiconductors. N. Y.: L., 1985. P. 117—127.
20. *Омельяновский Э. М., Пахомов А. В., Поляков А. Я.* Влияние атомарного водорода на свойства арсенида галлия // ФТП. 1987. Т. 21, № 5. С. 842—847.
21. *Lewis K. L., Arthur G. S., Banyard S. A.* Hydrogen-related defects in vapour-deposited zinc sulphide // J. Cryst. Growth. 1984. Vol. 66. P. 125—136.
22. *Neumann G.* Diffusion and transport processes // Current topics in materials science / Ed. E. Kaldis. Amsterdam: North-Holland, 1981. Vol. 7. P. 279—303.
23. *Merz J. L.* Isoelectronic oxygen trap in ZnTe // Phys. Rev. 1968. Vol. 176, N 3. P. 961—968.

УДК 621.373.826.038.825

А. Г. АРЕШКИН, Ю. А. ВЛАСОВ, А. С. НАСИБОВ,
Я. К. СКАСЫРСКИЙ, Л. Г. СУСЛИНА, Д. Л. ФЕДОРОВО НЕКОТОРЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ ПРОДВИЖЕНИЯ
В УФ-ОБЛАСТЬ СПЕКТРА

Одной из возможностей продвижения в более коротковолновую область УФ-излучения ($\lambda < 330$ нм) состоит в использовании в качестве активной среды лазерных элементов (ЛЭ) электронно-лучевых трубок твердого раствора $Zn_{1-x}Mg_xS$.

Система $Zn_{1-x}Mg_xS$ — прямозонный полупроводник, что является решающим обстоятельством при использовании в качестве активной среды в лазерах с накачкой электронным пучком (ЭП) [1—3]. Рассмотрим наиболее характерные свойства этой системы.

Кристаллы $Zn_{1-x}Mg_xS$ синтезированы расплавленным методом при высоких температурах и давлениях инертного газа, при этом твердые растворы образуются вплоть до концентраций $x = 0,5$, при больших x MgS выпадает в осадок [4—7]. Система обнаруживает пьезоэлектрические свойства [8], характер химической связи в ней смешанный ионно-ковалентный с большой долей ионности, о чем свидетельствуют исследования комбинационного рассеяния света, на основании которых обнаружено большое расщепление продольных и поперечных оптических колебательных частот ($\hbar\omega_{LO_2} - \hbar\omega_{TO_2} = 50$ см⁻¹ для $x = 0,2$) [9].

Важным свойством этой системы, которое имеет значение для ее практического использования, является существование фазового перехода сфалерит (ZB) — вюрцит (W) и образование кристаллов с дефектами упаковки ($ДУ$), в которых имеется «неправильное» с точки зрения идеальной упаковки ZB и W чередование плотноупакованных слоев [3]. Увеличение числа дефектов упаковки приводит к увеличению числа каналов безызлучательной рекомбинации и, следовательно, к ухудшению параметров ЛЭ. Одной из основных характеристик кристаллов с $ДУ$ является степень анизотропии α , которую можно рассматривать как относительное содержание гексагональной фазы:

$$\alpha = N_h / (N_c + N_h), \quad (1)$$

где N_h и N_c — содержание слоев с гексагональной и кубической упаковкой. Одноосные анизотропные кристаллы с $ДУ$ обладают двулучепреломлением $\Delta n = n_e - n_o$ (n_e и n_o — показатели преломления необыкновенного и обыкновенного лучей). Для политипов и кристаллов с $ДУ$ Δn линейно зависит от величины α : $\alpha = \Delta n / \Delta n_0$, где Δn_0 — двулучепреломление кристаллов W [10—14].

Как показывают рентгеноструктурные исследования и измерения двулучепреломления, в системе $Zn_{1-x}Mg_xS$ в области составов $0 < x < 0,12$ образуются кристаллы с $ДУ$, а при $x > 0,12$ кристаллы обладают структурой W [3—9]. Определение степени анизотропии кристаллов проводилось на поляризационном микроскопе МИН-8 с использованием градуированного кварцевого клина. Измерения Δn позволили определить α и следить за структурным фазовым переходом, который происходит в области составов $0 < x < 0,12$ (здесь α изменяется в пределах $0,1 < \alpha < 1,0$), при этом зависи-

мость $\alpha(x)$ линейна (рис. 1). После завершения фазового перехода, когда стабилизируется решетка W , величина Δn меняется незначительно и близка к Δn_0 для $ZnS-W$, $\Delta n_0 = 0,024$ [14] (см. рис. 1).

ЗОННАЯ СТРУКТУРА

Изучение зонных характеристик (ширины запрещенной зоны, энергий расщепления валентной зоны в $k = 0$) и их концентрированных зависимостей для этой системы было проведено при изучении экситонных спектров отражения [3, 14]. Установлено, что кристаллы принадлежат к полупроводникам с прямыми разрешенными электронными (экситонными) переходами в точке $k = 0$ зоны Бриллюэна: это относится как к области фазового перехода, так и для кристаллов W .

Состав кристаллов определялся методом рентгеноспектрального микроанализа на установке JXA-5A (Camebax-Microbeam) путем сравнения интенсивностей линий характеристического излучения элементов, составляющих твердый раствор. В качестве стандартных эталонов использовались соответствующие бинарные соединения. Точность определения состава была не хуже $\pm 0,01$ [3].

Экситонные спектры получены как в области структурного перехода $ZB - W$, так и в области чистой структуры W . В этих спектрах обнаружена структура в виде трех поляризованных линий, которые следует сопоставить с основными экситонными переходами анизотропных кристаллов $A^{IV}B^{VI}$ [15]. Экситонные линии смещаются с увеличением молярного содержания MgS в коротковолновую сторону спектра, при этом в области структурного перехода ($0 < x < 0,12$) расстояние между линиями A и B растет с концентрацией x (рис. 2). При дальнейшем увеличении x , когда фазовый переход завершен ($0,12 < x < 0,31$), кристаллы обладают структурой W и расстояние между линиями A и B остается практически неизменным (рис. 2, 3).

Расстояние между основными экситонными линиями A и B в анизотропных кристаллах связано главным образом с величиной параметра $\Delta_{кр}$ — анизотропного кристаллического поля, при этом для кристаллов с незавершенным фазовым переходом $\Delta_{кр}$ является линейной функцией параметра гексагональности α . Эта зависимость была получена для кристаллов ZnS [10]. Таким образом, наши исследования показывают, что в интервале концентраций $0 < x < 0,12$ образуются твердые растворы замещения, о чем свидетельствует присутствие в их спектрах одного набора экситонных линий A, B, C , а также смещение их в коротковолновую сторону спектра по мере увеличения процентного содержания MgS (см. рис. 2). При этом расположение этих линий (расстояние между линиями A и B) свидетельствует о том, на какой стадии фазового перехода находится данный кристалл. Эти данные коррелируют с результатами, полученными из измерений величины двойного лучепреломления (см. рис. 1).

Для кристаллов с содержанием $x > 0,12$ структура спектров отражения и их поляризация обнаруживают особенности, характерные для прямозонных полупроводников $A^{IV}B^{VI}$ со структурой вюрцита. В спектрах кристаллов с концентрациями $0,12 < x < 0,31$ при $T = 77$ и $4,2$ К наблюдаются узкие поляризованные линии, обладающие дисперсионной структурой, при этом самая длинноволновая линия A поляризована с $E \perp C$, (C — оптическая ось кристалла), линия B — преимущественно $E \parallel C$, линия C не поляризована. Эти линии согласно зонной схеме кристаллов $A^{IV}B^{VI}$ со структурой вюрцита [12] следует отнести к основным экситонным переходам ($\Gamma_9 - \Gamma_7$), $(\Gamma_7 - \Gamma_7)_1$ и $(\Gamma_7 - \Gamma_7)_2$ соответственно.

Анализ обнаруженных экситонных спектров отражения в кристаллах $Zn_{1-x}Mg_xS$ позволяет получить данные о зонной структуре и ее параметрах как в области структурного фазового перехода, так и в области структуры W .

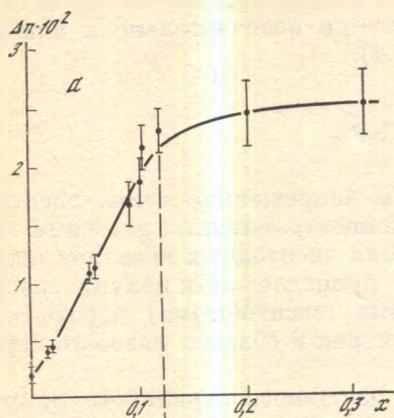


Рис. 1. Концентрационные зависимости для твердых растворов $Zn_{1-x}Mg_xS$
 а — величины двойного лучепреломления; б — параметра анизотропии $\alpha(x)$ ($\alpha = \Delta n/\Delta n_0$)

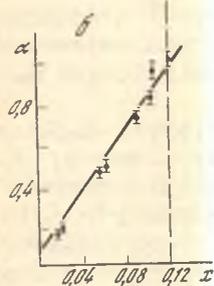
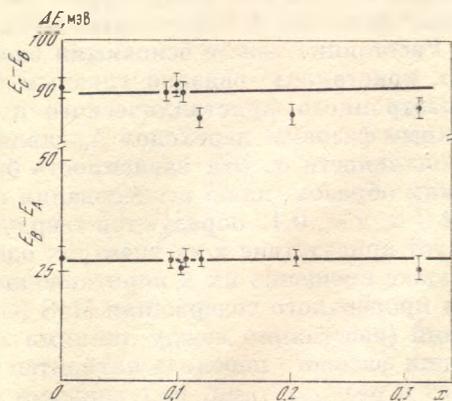


Рис. 2. Схема расположения основных экситонных линий в спектрах отражения твердых растворов $Zn_{1-x}Mg_xS$ ($T = 2$ К)

Рис. 3. Концентрационная зависимость расщеплений валентной зоны $E_B - E_A$, $E_C - E_B$ в точке $k = 0$ для твердых растворов $Zn_{1-x}Mg_xS$ ($T = 4,2$ К)

Точки — эксперимент, линии соответствуют отсутствию зависимости от x

$x, \%$	α	$\Gamma_7 \rightarrow \Gamma_6$	$\Gamma_7 \rightarrow \Gamma_6$
0	0		
1,5	0,17		
6,2	0,48		
9,4	0,71		
19,6	0,92		
12,2	1,00		
20,4	1,00		
31,2	1,00		



Концентрационная зависимость ширины запрещенной зоны $E_g(x)$ определяется как предел экситонной серии при учете энергии связи экситона $E_i(x)$:

$$E_g(x) = E_A(x) + E_i(x), \tag{2}$$

где $E_A(x)$ — положение основной ($n = 1$ A) экситонной линии. При оценке $E_i(x)$ полагалось, что энергия связи экситона для твердых растворов ZnS , а также MgS не должно сильно отличаться, поскольку E_i определяется μ и ϵ_0 (приведенной массой экситона и статической диэлектрической постоянной):

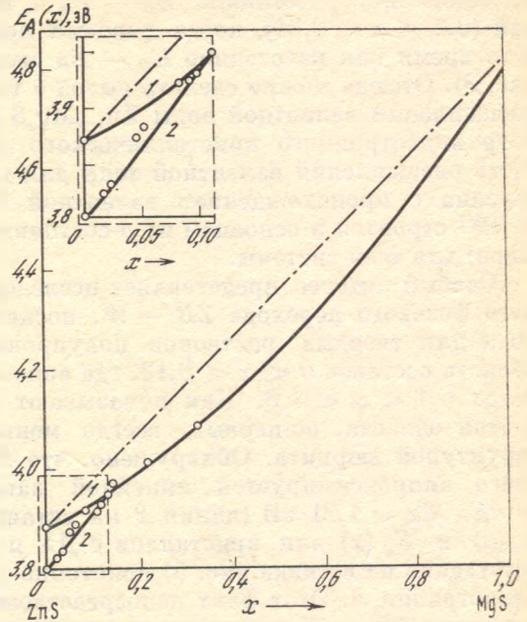
$$E_i = 13,6\mu/m_0\epsilon_0^2 \tag{3}$$

(E_i в мэВ), при этом для кристаллов $A^{II}B^{VI}$ μ в основном определяется электронной массой, поскольку $m_e \ll m_h$, а

$$\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}, \tag{4}$$

Рис. 4. Концентрационная зависимость положения основной экситонной линии $E_A(x)$ твердых растворов $Zn_{1-x}Mg_xS$ с разной кристаллической структурой ($T = 2\text{ K}$)

На вставке: 1 — со структурой вюрцита; 2 — с анизотропной структурой (кристаллы с ДУ), $0,1 < \alpha < 1,0$. Точки — эксперимент, линии — квадратичная зависимость (5) для 1 и линейная для 2



m_e изменяется в пределах $(0,1 \div 0,2) m_0$ [12]. Статические диэлектрические постоянные ϵ_0 для $ZnS-W$ и твердых растворов $Zn_{1-x}Mg_xS$ близки [8, 15]. Поэтому $E_i(0)$ и $E_i(1)$ могут отличаться не более чем в 2 раза. При оценке $E_g(x)$ по (2) мы принимали, что $E_i(x)$ будет такой же, что E_i у $ZnS-W$: $E_i = 0,04$ эВ [10].

Положение основной экситонной линии ($n = 1 A$) $E_A(x)$ для разных составов в интервале $0 < x < 0,31$ в кристаллах $Zn_{1-x}Mg_xS$ было использовано для построения концентрационной зависимости $E_A(x)$. Для кристаллов со структурой W $E_A(x)$ нелинейно зависит от x и описывается кривой второго порядка — параболой с положительным значением параметра кривизны: |

$$E_A(x) = E_A(0) + [E_A(1) - E_A(0) - b]x + bx^2, \quad (5)$$

где $E_A(0)$ и $E_A(1)$ — положение линий $n = 1A$ для $ZnS-W$ и $MgS-W$ соответственно. Следует отметить, что если значение $E_A(0) = 3,871$ эВ известно из литературы [10], то относительно экситонных спектров и $E_A(1)$ для кристалла MgS , насколько нам известно, литературные данные отсутствуют. Поэтому в уравнении (5) имеется два неизвестных параметра b и $E_A(1)$. Используя (5) для разных значений концентраций x , можно получить систему уравнений и ее решение для разных точек $E_A(x)$ при $0,12 < x < 0,31$ позволяет подобрать эти параметры так, чтобы получить наилучшее согласие между экспериментом (точки на рис. 4) и зависимостью (5). Сплошная кривая $E_A(x)$ на рис. 4 получена при следующих значениях параметров:

$$b = (0,46 \pm 0,02) \text{ эВ}, \quad E_A(1) = (4,83 \pm 0,01) \text{ эВ}.$$

Важно отметить, что здесь удалось впервые провести оценку для ширины запрещенной зоны кристаллов $MgS-W$ (в соответствии с (2)): $E_g(1) = 4,87$ эВ.

Кроме ширины запрещенной зоны, из взаимного расположения основных экситонных линий A , B и C в спектрах нормального отражения твердых растворов $Zn_{1-x}Mg_xS$ гексагональной модификации можно также определить величину энергетических расщеплений валентной зоны $E_B - E_A$ и $E_C - E_B$ в точке $k = 0$, обусловленных наличием анизотропного кристаллического поля и спин-орбитального взаимодействия, а также зависимость этих величин от концентрации компонентов твердого раствора. Как показали наши

исследования, расстояние $E_B - E_A$ в области исследованных концентраций ($0,2 < x < 0,31$), когда фазовый переход завершен, не изменяется с x , в то время как расстояние $E_C - E_B$ имеет тенденцию к уменьшению (см. рис. 3). Отсюда можно сделать вывод о том, что параметр спин-орбитального расщепления валентной зоны $Zn_{1-x}Mg_xS$ немного уменьшается с x , а параметр анизотропного кристаллического поля практически постояен. Близость расщеплений валентной зоны для твердых растворов и бинарного ZnS связана с происхождением валентной зоны, которая в полупроводниках $A^{IV}B^{VI}$ строится в основном из p -состояний аниона, который является общим (сера) для всей системы.

Особый интерес представляет исследование $E_g(x)$ для области структурного фазового перехода $ZB - W$, поскольку это первые измерения такого рода для твердых растворов полупроводников. В системе $Zn_{1-x}Mg_xS$ эта область составов $0 < x < 0,12$, где анизотропия кристаллов меняется в пределах $0,1 < \alpha < 1,0$. Как показывают экспериментальные данные, $E_g(x)$ в этой области, во-первых, всегда меньше, чем $E_g(x)$ для кристаллов со структурой вюрцита. Обнаружено, что $E_g(x)$ для кристаллов с ДУ лучше всего аппроксимируется линейной зависимостью с наклоном $dE_g/dx = dE_A/dx = 1,21$ эВ (линия 2 на вставке рис. 5). Во-вторых, различие в $E_A(x)$ и $E_g(x)$ для кристаллов с ДУ и кристаллов W (кривые 2 и 1 соответственно на вставке рис. 5) монотонно уменьшается с увеличением степени анизотропии α . Этот факт непосредственно указывает на то, что в области перехода $ZB - W$ в твердом растворе происходит изменение степени ионности так, что ионность для структуры ZB всегда меньше, чем для W , а в области перехода имеет промежуточные значения.

Подобное поведение E_g в области структурного перехода наблюдалось для кристаллов ZnS с ДУ, у которых анизотропия менялась в пределах $0 < \alpha < 0,35$ и E_g принимала промежуточные значения между $E_g(ZB)$ и $E_g(W)$ [10].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При рассмотрении зонных параметров твердых растворов $Zn_{1-x}Mg_xS$ не учитывался неупорядоченный характер их решетки, связанный с присутствием как структурного (одномерного) беспорядка (для области фазового перехода $ZB - W$), так и флуктуационного беспорядка, обусловленного случайным расположением замещаемых атомов в катионной подрешетке. Твердый раствор рассматривался в приближении виртуального кристалла, т. е. как бинарное соединение, состоящее из псевдоаниона и псевдокатиона, с совершенной кристаллической решеткой.

В твердых растворах $Zn_{1-x}Mg_xS$ для области перехода $ZB - W$ образуются кристаллы с ДУ, в которых плотноупакованные слои чередуются случайным образом по сравнению с идеальной упаковкой ZB и W . Тем самым в таких кристаллах вдоль тригональной оси образуется структурный одномерный беспорядок. Теоретический анализ показывает, что одномерный случайный потенциал локализует движение квазичастиц в данном направлении. Характерная энергия локализации экситона в потенциальной яме, создаваемой флуктуациями одномерного потенциала, определяет величину неоднородного уширения экситонных состояний вблизи $k = 0$ [14, 16]. Как показывают экспериментальные результаты, проведенные как для кристаллов ZnS с ДУ [16], так и для твердых растворов $Zn_{1-x}Mg_xS$ с ДУ [14], дополнительное уширение экситонных спектров отражения, связанное с влиянием случайного одномерного потенциала, составляет величину 0—20 мэВ.

В этой связи следует заметить, что образование ДУ всегда связано с нарушениями кристаллического совершенства и сопровождается размытием экситонных спектров, что ухудшает свойства приборов на основе кристаллов с ДУ. Поэтому в системе $Zn_{1-x}Mg_xS$ область составов с $0 < x < 0,12$, где образуются кристаллы с ДУ, не следует использовать при создании ЛЭ.

Перспективы практического использования исследованной здесь системы твердых растворов $Zn_{1-x}Mg_xS$ с прямой запрещенной зоной в качестве ЛЭ разного назначения следует связывать с областью составов $0,12 < x < 0,31$, где кристаллы обладают решеткой вюрцита и размытие экситонных состояний (связанное с влиянием крупномасштабного флуктуационного потенциала) невелико (4—6 мэВ) [14]. Использование кристаллов $Zn_{1-x}Mg_xS$ такого состава должно позволить получить длину волны генерации вплоть до 300 нм.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ахекян А. М., Козловский В. И., Коростелин Ю. В. и др. Монокристаллы твердых растворов $ZnSe_{1-x}Te_x$, $Zn_{1-x}Cd_xSe$, $Zn_xCd_{1-x}S$ для лазеров с накачкой электронным пучком // Квантовая электроника. 1985. Т. 12, № 5. С. 1113—1116.
2. Бродин М. С., Витриховский Н. И., Гоер Д. Б. Структура экситонных спектров, спонтанное и стимулированное излучение монокристаллов $ZnSe$ и $Zn_xCd_{1-x}Se$ // ФТТ. 1970. Т. 15, № 4. С. 587—593.
3. Федоров Д. Л., Суслина Л. Г., Арешкин А. Г. Зонная структура твердых растворов $Zn_{1-x}Mg_xS$ // ФТТ. 1982. Т. 24, № 3. С. 824—825.
4. Сысоев Л. А., Обухова Н. Ф. Получение и исследование некоторых свойств монокристаллов $ZnS - MgS$ // Монокристаллы и техника. 1973. № 2. С. 54—57.
5. Сысоев Л. А., Обухова Н. Ф. Оптические свойства монокристаллов $ZnS - MgS$ // Монокристаллы и техника. 1974. № 1. С. 20—24.
6. Обухова Н. Ф., Атрощенко Л. В., Колодяжный А. И. Получение и исследование монокристаллов твердых растворов $ZnS - MgS$, имеющих структуру вюрцита // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1977. Т. 13, № 8. С. 1390—1393.
7. Обухова Н. Ф., Атрощенко Л. В., Пуятин В. Д. Анизотропия микротвердости и структура монокристаллов $Cd_xMg_{1-x}Se$, выращенных из расплава // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1978. Т. 14, № 5. С. 852—854.
8. Сильвестрова И. М., Обухова Н. Ф., Атрощенко Л. В. и др. Пьезоактивность системы $ZnS - MgS$ // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1978. Т. 14, № 6. С. 1031—1035.
9. Новик А. Е., Певницкий И. В., Рыскин А. И. и др. Комбинационное рассеяние света в смешанных кристаллах $Zn_{1-x}Mg_xS$ // ФТТ. 1974. Т. 16, № 6. С. 1770—1772.
10. Бир Г. Л., Пикус Г. Е., Суслина Л. Г., Федоров Д. Л. Экситонное пьезоотражение в кристаллах ZnS с дефектами упаковки // ФТТ. 1972. Т. 14, № 3. С. 858—865.
11. Wraflman O., Steinberger I. T. Optical band gap and birefringence of ZnS polytypes // Phys. Rev. 1966. Vol. 143, N 2. P. 501—505.
12. Аманьева Г. В., Дубенский К. К., Рыскин А. И. и др. Структура монокристаллов сернистого цинка, выращенного из расплава под давлением // ФТТ. 1968. Т. 10, № 4. С. 1800—1806.
13. Верма А., Кришина П. Полиморфизм и политипизм в кристаллах. М.: Мир, 1969. 273 с.
14. Маслов А. Ю., Суслина Л. Г., Арешкин А. Г. и др. Влияние одномерного беспорядка на экситонные состояния в твердых растворах полупроводников // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37, № 8. С. 372—375.
15. Маслов А. Ю., Федорова Д. Л., Суслина Л. Г. и др. Одномерный беспорядок в твердых растворах полупроводников и его влияние на экситонные состояния // ФТТ. 1983. Т. 25, № 5. С. 1408—1414.
16. Физика и химия соединений $A^{II}V^{VI}$. М.: Мир, 1970. 624 с.
17. Маслов А. Ю., Суслина Л. Г. Влияние одномерного беспорядка на экситонные состояния в полупроводниках // ФТТ. 1982. Т. 24, № 11. С. 3394—3400.

УДК 621.373.826.038.825.4

А. М. АХЕЖАН, В. И. КОЗЛОВСКИЙ, Ю. В. КОРОСТЕЛИН,
П. В. РЕЗНИКОВ, В. Г. ТИХОНОВ, П. В. ШАПКИН**ТВЕРДЫЕ РАСТВОРЫ $A^{IV}V^I$
В КАЧЕСТВЕ АКТИВНОЙ СРЕДЫ ЛЭЛТ****1. ВВЕДЕНИЕ**

Перспективность использования твердых растворов (ТР) полупроводниковых соединений $A^{IV}V^I$ в лазерных элементах (ЛЭ) лазерной электронно-лучевой трубки (ЛЭЛТ) обусловлена возможностью получения излучения практически с любой длиной волны в области от ближнего УФ- до ближнего ИК-диапазона. В настоящее время достигнуты высокие значения КПД и мощности генерации в синей, зеленой и красной областях спектра излучения на основе криогенно охлаждаемых ЛЭ из ТР $Zn_xCd_{1-x}S$ и $CdS_{1-x}Se_x$. К сожалению, эти параметры значительно хуже для других ТР, недостаточно велики они и для $CdS_{1-x}Se_x$ при комнатной температуре.

Характеристики ЛЭ существенно зависят от оптических свойств используемых в них кристаллов, однако вопрос о корреляции оптических и лазерных свойств кристаллов рассматривался в основном для бинарных соединений [1—6]. Показано, что чрезмерная концентрация собственных дефектов и неконтролируемой примеси приводят к возникновению каналов рекомбинации неравновесных носителей, которые создают конкуренцию межзонной рекомбинации, ответственной за возникновение оптического усиления и тем самым ухудшают характеристики ЛЭ. В [7, 8] также показано, что ряд характеристик полупроводниковых лазеров из бинарных соединений с поперечной накачкой электронным пучком, такие, как температурные зависимости порога и длины волны генерации, их зависимость от длины резонатора и др., удается объяснить предположением, что внутренние потери в лазере спектрально зависимы и соответствуют краевому поглощению, описываемому правилом Урбаха.

Эти закономерности должны проявляться и в ЛЭ из ТР, хотя в большинстве из них все еще недостаточно хорошо изучены край поглощения, влияние собственных дефектов и легирующей примеси на оптические свойства кристаллов. Кроме того, в ряде ТР полупроводниковых соединений $A^{IV}V^I$ обнаружены новые оптические явления, присущие лишь ТР, такие, как уширение спектров экситонного отражения [9], локализация носителей на флуктуациях состава [10—12], образование глубоких уровней в запрещенной зоне при значительном различии в электроотрицательностях и ионных радиусах замещаемых компонентов [13—16], нелинейное изменение основных энергетических параметров ТР от состава [9, 17].

Целью данной работы было нахождение корреляции между лазерными характеристиками ТР, с одной стороны, и их излучательными свойствами и параметрами краевого поглощения — с другой. В разделе 2 мы проводим сравнительный анализ характеристик ЛЭ из ТР $Zn_xCd_{1-x}S$, $Zn_{1-x}Cd_xSe$, $CdS_{1-x}Se_x$, $ZnSe_{1-x}Te_x$ и бинарных соединений $ZnSe$, CdS , $CdSe$ и показываем, что характеристики ЛЭ из ТР с замещением халькогена значительно

отличаются от таковых у бинарных соединений и ТР с замещением металла. В разделе 3 представляем результаты исследования края поглощения различных ТР. Показываем, что край поглощения у ТР с замещением халькогена существенно более пологий, чем у бинарных соединений, особенно при комнатной температуре. Основные сведения об излучательных свойствах ТР полупроводниковых соединений $A^{IV}B^{VI}$, в том числе и полученные нами ранее [18—24], представлены в разделе 4. Обсуждение результатов проведено в разделе 5, где на основе анализа наблюдаемой зависимости лазерных характеристик ТР полупроводниковых соединений $A^{IV}B^{VI}$ от параметров их края поглощения и особенностей катодолюминесценции делается вывод о перспективности использования тех или иных ТР в качестве активной среды для ЛЭЛТ. В заключение сформулированы основные выводы работы.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛЭ ИЗ ТР ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ $A^{IV}B^{VI}$

ЛЭ изготавливались из монокристаллических слитков по технологии, близкой к [22]. Слитки полупроводниковых соединений $A^{IV}B^{VI}$ и их ТР были получены из газовой фазы по методу [25], усовершенствованному нами для выращивания ТР с сильно различающимися парциальными давлениями компонентов в насыщенном паре [18]. Характеристики ЛЭ измерялись при энергии электронов $E_0 = 75$ кэВ, диаметре электронного пятна $d_e \approx 15$ мкм в импульсно-сканирующем режиме возбуждения с временем возбуждения отдельной точки ЛЭ $t_n < 10$ нс [26]. Представленные в данной работе значения полного тока электронного пучка I получены путем умножения на 2 значения тока, измеренного плоским танталовым токосъемником непосредственно перед ЛЭ. Более подробно методика измерения основных параметров ЛЭ и экспериментальная установка описаны в [27].

На рис. 1 представлены данные по зависимости порогового тока от длины волны генерации для ЛЭ из ТР $CdS_{1-x}Se_x$, $Zn_{1-x}Cd_xSe$, $Zn_xCd_{1-x}S$ и бинарных соединений CdS , $CdSe$, $ZnSe$ при двух температурах 80 и 300 К. На этом рисунке собраны данные по ЛЭ, имеющим толщину полупроводниковой пластины (длину резонатора) $h \approx 20 \div 30$ мкм и коэффициенты отражения зеркал резонатора $R_1R_2 \approx 0,8 \div 0,9$. Использовалась химико-механическая или химическая полировка отражающих поверхностей. Значительный разброс порогового тока генерации для ЛЭ, изготовленных из соединений одного состава, обусловлен как разбросом параметров резонатора и качества полировки, так и изменением свойств исходных полупроводниковых пластин (концентрацией неконтролируемой примеси, собственных структурных дефектов).

Из рисунка видно, что если при $T = 80$ К пороговый ток для ЛЭ, изготовленных как на основе $CdS_{1-x}Se_x$, так и на основе $Zn_{1-x}Cd_xSe$, увеличивается монотонно с уменьшением длины волны генерации (т. е. с увеличением ширины запрещенной зоны материала ЛЭ), то при $T = 300$ К у ЛЭ из $CdS_{1-x}Se_x$ зависимость $I_{пор}$ от состава ТР носит явно немонотонный характер с максимумом при $x \approx 0,2 \div 0,3$. Зависимость же порогового тока генерации от длины волны излучения у ЛЭ из $Zn_{1-x}Cd_xSe$ при 300 К, как и при 80 К, не только является монотонной, но и вписывается в общую зависимость $I_{пор}(E_g)$ для бинарных соединений. В эту же зависимость хорошо вписываются и значения $I_{пор}$ для ЛЭ из $Zn_{1-x}Cd_xS$.

Наблюдаемое при 300 К различие в значениях $I_{пор}$ у ЛЭ из $CdS_{1-x}Se_x$ и $Zn_{1-x}Cd_xSe$ зависит от толщины полупроводниковой пластины и увеличивается с увеличением h . Связано это с более быстрым увеличением $I_{пор}$ с h для ЛЭ из $CdS_{1-x}Se_x$, чем для ЛЭ из $Zn_{1-x}Cd_xSe$ и бинарных соединений. Так, при $h > 40$ мкм нам не удалось получить генерации при 300 К на ЛЭ из $CdS_{1-x}Se_x$ с $x \approx 0,15 \div 0,2$ и $R_1R_2 \approx 0,8$, в то время как для ЛЭ из CdS с такими зеркалами генерация наблюдалась при $h \approx 130$ мкм.

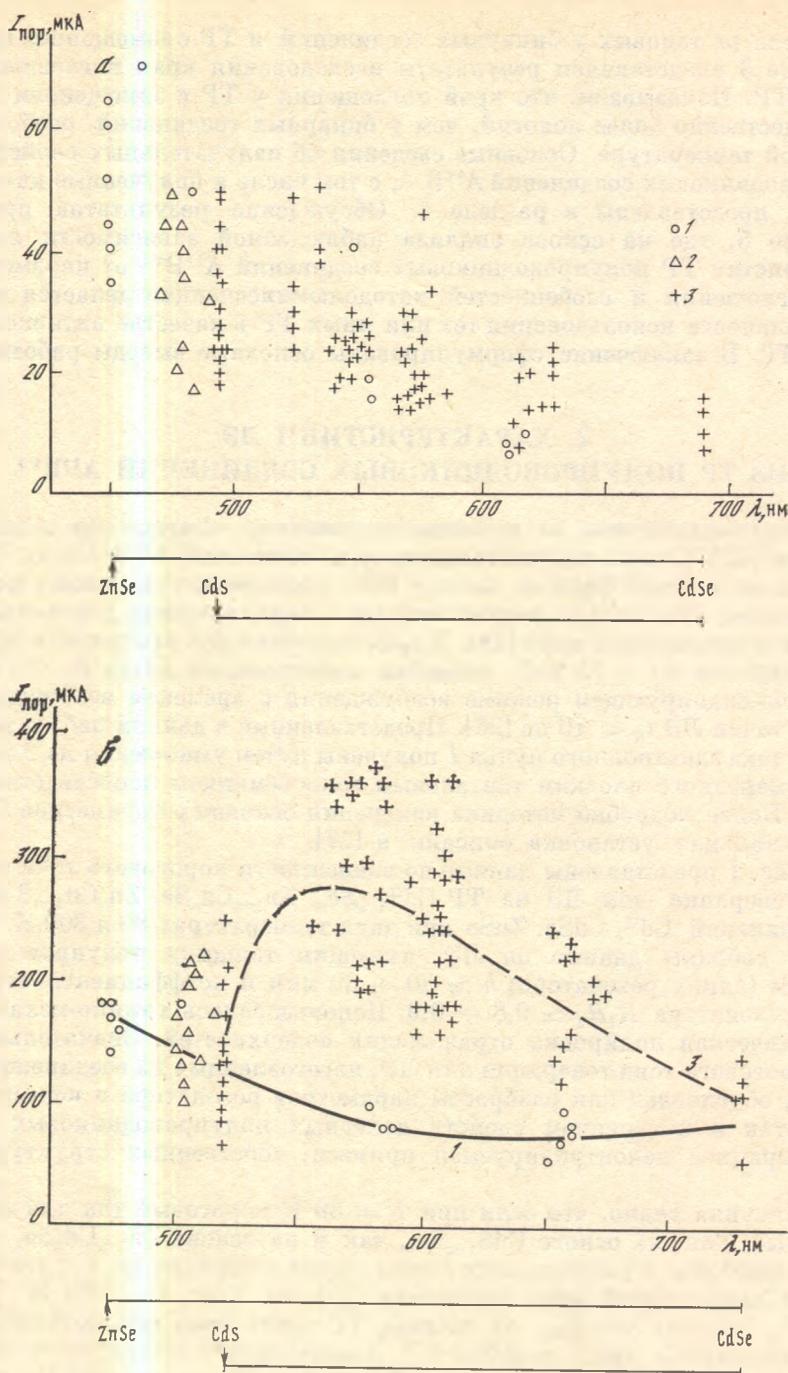


Рис. 1. Зависимость порогового тока $I_{\text{пор}}$ от длины волны генерации λ при $T = 80 \text{ K}$ (а) и 300 K (б) для ЛЭ из $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$ (1), $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$ (2), $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ (3)

На рис. 2, а представлены температурные зависимости порогового тока и мощности генерации при $I = 0,6 \text{ mA}$ для трех ЛЭ из $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ при разных значениях x . Конечно, при одинаковом значении x зависимости $I_{\text{пор}}$ и $P(T)$ также имеют разброс для различных ЛЭ, но на рисунке отображены лишь те, которые отражают общую закономерность изменения $P(T)$ от x . Отметим, что при 80 K мощность генерации слабо зависит от x , а при

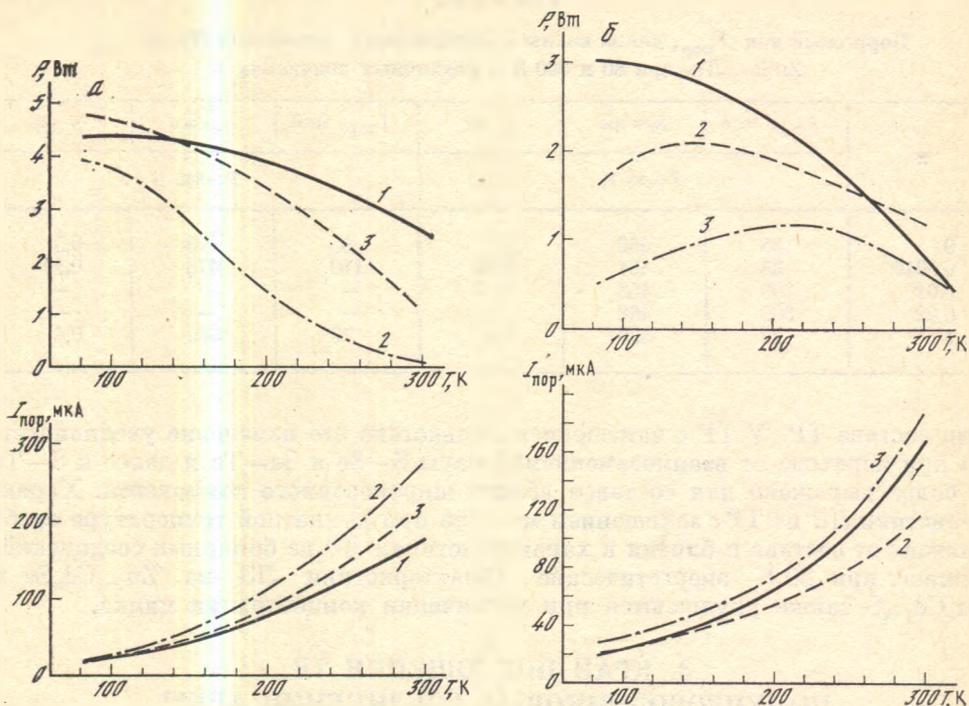


Рис. 2. Зависимость мощности P и порогового тока $I_{пор}$ генерации от температуры T для трех ЛЭ из $CdS_{1-x}Se_x$ (а) и $Zn_xCd_{1-x}S$ (б)

а, 1—3; $x = 0$ (1); 0,2 (2); 0,65 (3);
 б, 1—3; $x = 0,05$ (1); 0,08 (2); 0,1 (3)

300 К она существенно ниже при $x = 0,2$ по сравнению с $x = 0; 0,65$, несмотря на небольшой разброс в пороговом токе.

Противоположная ситуация часто наблюдается с полупроводниковыми соединениями $Zn_{1-x}Cd_xSe$ и $Zn_xCd_{1-x}S$. На рис. 2, б представлены температурные зависимости $I_{пор}$ и P для трех наиболее характерных ЛЭ из $Zn_xCd_{1-x}S$ при разных значениях x , но при 80 К она различается существенно (в 6 раз при $x = 0,05$ и 0,1), хотя пороговые токи при этой температуре весьма малы. В случае $Zn_{1-x}Cd_xSe$ температурная зависимость мощности генерации незначительно изменяется в области $0,4 \leq x \leq 1$ (красная область свечения), а спад мощности при 80 К становится заметным при $x < 0,4$. Так что для ЛЭ из $Zn_{1-x}Cd_xSe$ сине-голубого свечения при 80 К не удастся достигнуть $P > 1$ Вт и КПД $> 1,5\%$. Для ЛЭ из ZnS и $ZnSe$ мощность генерации также невелика, но может быть заметно повышена при высокотемпературном отжиге в парах или в расплаве цинка [3, 6]. В случае ТР $Zn_{1-x}Cd_xSe$ проведенные нами отжиги в парах селена, кадмия, цинка приводили лишь к существенному ухудшению их лазерных свойств.

Лазерные элементы сине-голубого свечения мы пытались также изготовить из ТР $ZnSe_{1-x}Te_x$ [18]. В табл. 1 приведены основные характеристики таких ЛЭ наряду с характеристиками ЛЭ из $ZnSe$ и $ZnTe$. Видно, что уже малое добавление Te в $ZnSe$ существенно увеличивает порог генерации не только при 300 К, но и при 80 К. При $x > 0,01$ генерации достичь не удалось. Совершенно бесперспективными для ЛЭ оказались также кристаллы $ZnS : Te$ и $CdS : Te$ уже при концентрации изоэлектронной примеси теллура выше 10^{18} см^{-3} .

Таким образом, мы видим, что характеристики ЛЭ, изготовленных из ТР полупроводниковых соединений А^{IV}В^{VI}, заметно изменяются при измене-

Т а б л и ц а 1

Пороговый ток $I_{\text{пор}}$, длина волны $\lambda_{\text{Г}}$, мощность P генерации ЛЭ из $\text{ZnSe}_{1-x}\text{Te}_x$ при 80 и 300 К и различных значениях x

x	$I_{\text{пор}}$, мкА	$\lambda_{\text{Г}}$, нм	P , Вт	$I_{\text{пор}}$, мкА	$\lambda_{\text{Г}}$, нм	P , Вт
	T=80 К			T=300 К		
0	25	450	1,5	95	473	0,5
0,0015	33	454	0,85	110	475	0,14
0,01	200	458	0,09	—	—	—
0,02	300	468	—	—	—	—
1	22	530	1,3	70	560	0,4

нии состава ТР. У ТР с замещением халькогена это изменение увеличивается при переходе от взаимозаменяемой пары S—Se к Se—Te и далее к S—Te и более выражено для составов вблизи широкозонного компонента. Характеристики ЛЭ из ТР с замещением металла при комнатной температуре слабо зависят от состава и близки к характеристикам ЛЭ из бинарных соединений. Однако при 80 К энергетические характеристики ЛЭ из $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$ и $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$ также ухудшаются при увеличении концентрации цинка.

3. КРАЙ ПОГЛОЩЕНИЯ ТР ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$

Край поглощения ($E < E_g$) полупроводниковых соединений $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$, как и целого ряда других материалов, описывается правилом Урбаха:

$$\alpha = \alpha_0 \exp [S (E - E_1)], \quad (1)$$

где α_0 , $E_1 \sim E_g$, S — константы для данного материала, причем S определяет наклон зависимости $\alpha (E)$ в координатах $\ln \alpha$ и E . В аморфных материалах S не зависит от T , а в монокристаллах определяется формулой

$$S = (2\sigma_0/\hbar\omega_0) \text{th} (\hbar\omega_0/2kT), \quad (2)$$

где σ_0 — параметр обратно пропорциональный экситон-фононному взаимодействию, а $\hbar\omega_0$ — средняя энергия фононов, формирующих край поглощения [28]. В материалах со структурным беспорядком наклон края поглощения при высоких температурах можно описать формулой [29]

$$S^{-1} = S_0^{-1} + S_T^{-1}, \quad (3)$$

где S_0 — составляющая наклона края поглощения, не зависящая от температуры, как в аморфных материалах, S_T — составляющая, зависящая от T по формуле (2), как в монокристаллах.

В отличие от полупроводниковых соединений $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ край поглощения в ТР этих соединений изучен недостаточно хорошо. Нам известны лишь три работы [30—32], в которых исследовался край поглощения в системах $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ и $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$. Из этих работ следует, что край поглощения в кристаллах $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ сильно зависит от состава, что связывается с изменением экситон-фононного взаимодействия от x [30] из-за локализации LO -фононов в двухмодовой системе (по комбинационному рассеянию и ИК-поглощению), какой является $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ [32]. Система $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$ является одномодовой и такой зависимости $S (x)$ в ней не обнаружено [31, 32].

В [30] исследовались тонкие пластинчатые кристаллы с естественными поверхностями роста, а в [32] — кристаллы, полученные из расплава или раствора-расплава. И поскольку край поглощения в соответствии с формулой (3) может зависеть от структурного качества кристалла, то мы провели

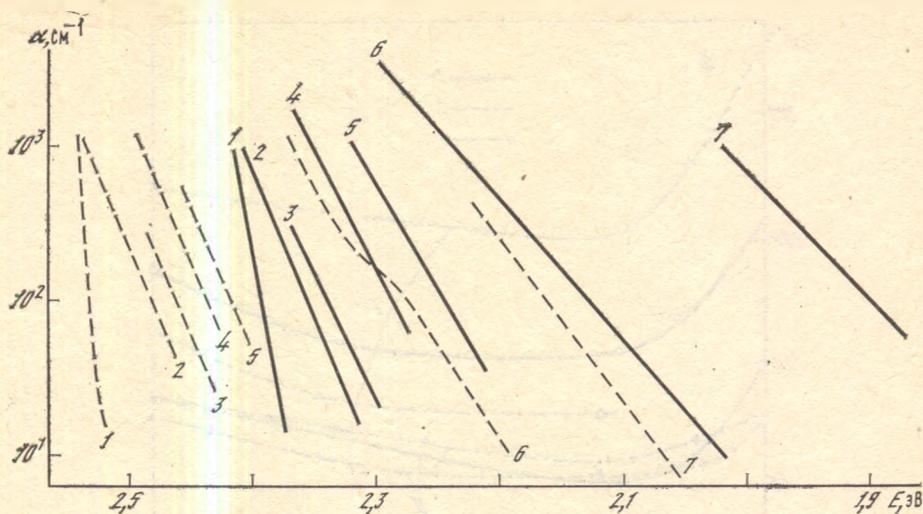


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения α от энергии E для $\text{CdS}:\text{Te}$ при температурах 80 К (штриховые линии) и 300 К (сплошные) и различных концентрациях Te 1—7: $[\text{Te}] = 0$ (1); $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (2); 3 (3); 7 (4); 10 (5); 80 (6); 400 (7)

аналогичные исследования на объемных кристаллах $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ и $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$, выращенных из газовой фазы, а также на кристаллах $\text{ZnSe}_{1-x}\text{Te}_x$, $\text{CdS}:\text{Te}$, $\text{ZnS}:\text{Te}$.

Край поглощения исследовался по спектрам пропускания пластин двух толщин для каждого соединения ($h \approx 0,1 \div 1 \text{ мм}$). Поверхности пластин после механической полировки, полировались химико-механически или травились в полирующем травителе. Ориентация пластин была (0001) для гексагональных и (111) для кубических кристаллов. Состав ТР определялся либо оптическими методами (по спектрам отражения, катодолюминесценции), либо с помощью рентгеновского микроанализа. Для примера на рис. 3 представлены зависимости $\alpha(E)$ при 80 и 300 К для кристаллов CdS , легированных Te до различных концентраций. Далее мы будем анализировать в основном наклон края поглощения S .

Зависимость параметра S от состава $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ представлена на рис. 4, а для двух температур 80 и 300 К.

Наряду с нашими данными здесь также представлены данные, полученные пересчетом приведенных в [30, 32] значений σ_0 и $h\nu_0$. Наблюдаемое расхождение данных, особенно при 80 К, по-видимому, связано с различием качества кристаллов. Действительно, тонкие пластинчатые кристаллы с естественными поверхностями роста, используемые в работе [30], обычно отличаются более высоким структурным совершенством и меньшей концентрацией собственных дефектов и неконтролируемой примеси, чем объемные кристаллы, тем более выращенные из расплава при высокой температуре. Но, несмотря на имеющиеся расхождения, явно обнаруживается немонотонное изменение S от x с минимумом, расположенным ближе к широкозонному компоненту ($x \approx 0,2 \div 0,4$).

Аналогичные данные для $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$ представлены на рис. 4, б. Наши данные при 300 К хорошо совпадают с соответствующими данными, полученными в [31], и полностью подтверждают вывод о независимости S от x для этой температуры. Однако мы не наблюдали обнаруженное в [31] уменьшение S из-за структурного несовершенства кристалла при приближении x к фазовому переходу вюрцит—сфалерит, который, как предполагается, происходит в области $0,4 < x < 0,6$. По мнению авторов [31], структурное несовершенство для составов, близких к фазовому переходу, должно проявляться особенно заметно при более высоких температурах, когда край погло-

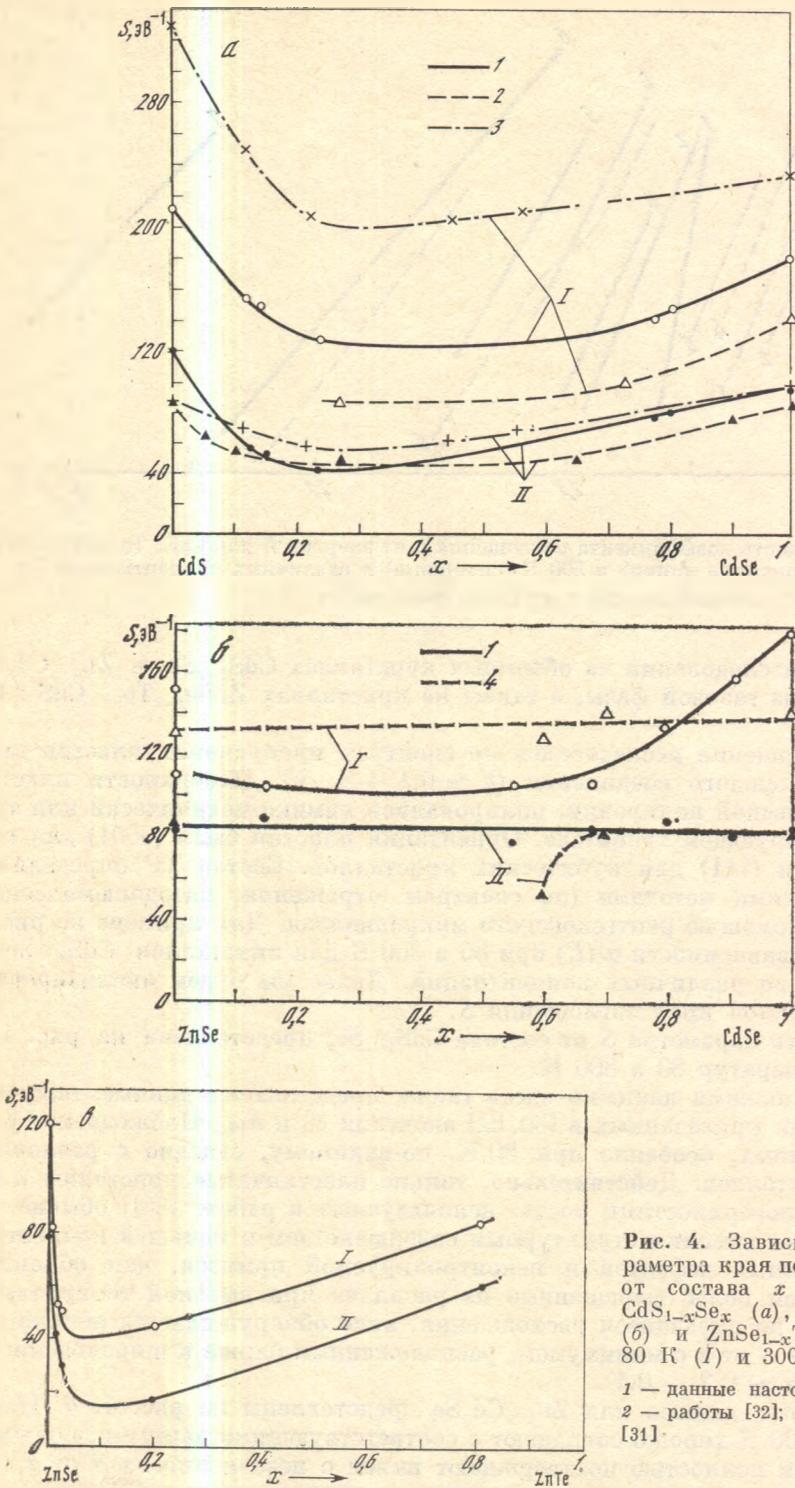


Рис. 4. Зависимость параметра края поглощения S от состава x соединений $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ (а), $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$ (б) и $\text{ZnSe}_{1-x}\text{Te}_x$ (в) при 80 К (I) и 300 К (II)

1 — данные настоящей работы; 2 — работы [32]; 3 — [30]; 4 — [31].

щения формируется в основном LO -фононами, способными локализоваться при наличии структурного несовершенства. Это, по нашему мнению, не соответствует работе [33], где показано, что введение дислокаций в CdS приводит к более заметному изменению края поглощения при более низких температурах. Это изменение сводится к появлению излома на наклоне края по-

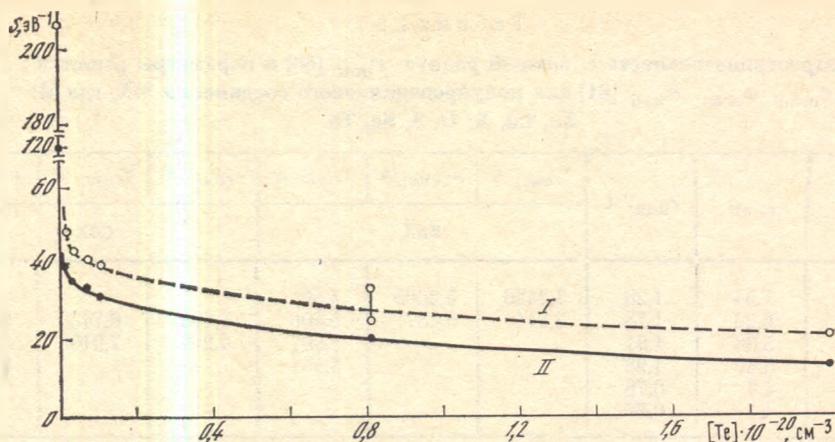


Рис. 5. Зависимость параметра края поглощения S от концентрации Te соединения $CdS : Te$ при 80 К (I) и 300 К (II)

глощения, что не соответствует формуле (3), хорошо работающей для мелко-масштабного структурного беспорядка и, видимо, несправедливой для кристаллов с протяженными структурными и точечными дефектами. В связи с этим наблюдаемое при 80 К в наших кристаллах уменьшение S при удалении состава $Zn_{1-x}Cd_xSe$ от $CdSe$ мы связываем с увеличением точечных и структурных дефектов. Подтверждением этому может служить тот факт, что наклон края поглощения в бинарных соединениях ZnS и $ZnSe$ существенно зависит от вида предварительного высокотемпературного отжига и может быть существенно увеличен. Однако проведение равновесного высокотемпературного отжига для ТР является очень трудной задачей. Наши попытки в этом направлении пока не увенчались успехом.

Зависимость S от x для $ZnSe_{1-x}Te_x$ представлена на рис. 4, е. Кристаллы с $x = 0,2$ и $0,8$ выращены из расплава [48], остальные выращены нами из газовой фазы. Для соединения $ZnSe_{1-x}Te_x$ основные закономерности в поведении $S(x)$ (немонотонность, несимметричность), описанные для $CdS_{1-x}Se_x$, проявляются значительно ярче. Минимальное значение S наблюдается в области $x = 0,05 \div 0,1$, и при 300 К оно примерно в 5 раз меньше, чем S для $ZnSe$. Интересно, что во всей области значений x наблюдается довольно значительное различие S при 80 и 300 К. Это говорит о том, что в формировании края поглощения и этой системы тепловые колебания решетки играют существенную роль.

Предложенная в [32] модель немонотонности $S(x)$, основанная на локализации фононов в двухмодовых системах, которыми наряду с $CdS_{1-x}Se_x$ являются $ZnSe_{1-x}Te_x$ и $CdS_{1-x}Te_x$, не объясняет несимметричность кривой $S(x)$. Ниже мы покажем, что аналогичная несимметричность наблюдается и в излучательных свойствах этих соединений.

Наконец, на рис. 5 представлены данные по изменению наклона края поглощения при увеличении концентрации теллура в $CdS : Te$. Аналогичное изменение наблюдается и в кристаллах $ZnS : Te$. Видно, что уже при $[Te] \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ величина S упала в 3 раза по сравнению с чистым CdS .

Таким образом, наклон края поглощения в ТР полупроводниковых соединений $A^{II}B^{VI}$ с замещением халькогена изменяется немонотонно с изменением состава и имеет минимум вблизи широкозонного компонента. Эти немонотонности и несимметричность $S(x)$ увеличиваются при переходе от взаимозаменяемой пары $S-Se$ к $Se-Te$ и далее к $S-Te$. В ТР с замещением металла $S(x)$ по крайней мере при 300 К не имеет прогиба.

Т а б л и ц а 2

Электроотрицательность ϵ , ионный радиус $r_{\text{ион}}$ [60] и параметры решеток $c_{\text{гекс}}$, $a_{\text{гекс}}$, $a_{\text{куб}}$ [61] для полупроводникового соединения МХ, где М: Zn, Cd, X: O, S, Se, Te

Атом	ϵ , эВ	$r_{\text{ион}}$, Å	$c_{\text{гекс}}$, Å	$a_{\text{гекс}}$, Å	$a_{\text{куб}}$, Å	$c_{\text{гекс}}$, Å	$a_{\text{гекс}}$, Å	$a_{\text{куб}}$, Å
			ZnX			CdX		
X: O	7,54	1,28	3,2496	5,2065	4,56			
S	6,22	1,78	3,814	6,257	5,406	4,136	6,713	5,82
Se	5,88	1,81			5,667	4,299	7,010	6,05
Te	5,49	1,98			6,101			6,477
M: Zn	4,7	0,78						
Cd	4,5	0,88						

4. ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ТР ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ $A^{II}B^{VI}$

В данном разделе мы дадим краткий обзор люминесцентных свойств ТР полупроводниковых соединений $A^{II}B^{VI}$, связав их с различием основных физических свойств заменяемых компонентов, таких, как электроотрицательность, ионный радиус, длина химической связи в бинарном соединении. Различие в электроотрицательности и ионном радиусе замещающего компонента от замещаемого при малой концентрации первого приводит к возникновению короткодействующих потенциальных бугра или ямы для неравновесных носителей заряда электрона и дырки, являясь для них либо рассеивающим, либо локализирующим центром. Этот изоэлектронный центр будет локализуемым в случае достаточно глубокой потенциальной ямы, которая может возникнуть лишь при значительном различии указанных свойств замещаемых компонентов. Возникновение локализованных состояний существенно изменяет люминесцентные свойства материала. Ряд параметров для исходных компонентов полупроводниковых соединений $A^{II}B^{VI}$ приведен в табл. 2.

4.1. ТР с замещением металла

Наименьшее различие свойств замещаемых компонентов имеют ТР с катионным замещением, например $Zn_{1-x}Cd_xSe$ и $Zn_xCd_{1-x}S$, причем при замещении металла возмущается в основном дно зоны проводимости.

Глубина потенциальной ямы, образуемая вокруг изолированного атома Cd при его введении в ZnS или ZnSe, слишком мала, чтобы электрон мог локализоваться на ней. Локализирующая способность изоэлектронного центра, состоящего из нескольких близкорасположенных замещенных узлов, увеличивается за счет увеличения ширины ямы. Однако в $Zn_{1-x}Cd_xSe$ и $Zn_xCd_{1-x}S$ такого типа локализация не проявляется.

Тем не менее в этих соединениях в низкотемпературных спектрах фотолюминесценции наблюдаются новые линии, которые могут быть приписаны рекомбинации экситонов из локализованных состояний [34, 35]. Малая энергия связи экситонов ($\epsilon_{\text{св}} < 10$ мэВ) на этих состояниях и симметричный характер проявления этой локализации относительно состава ТР (новые линии видны как со стороны широкозонного компонента, так и со стороны узкозонной и наиболее интенсивны при $x \simeq 0,5$) указывают на то, что локализация экситонов происходит на крупномасштабных флуктуациях состава, сравнимых или больших радиуса экситона.

С увеличением температуры интенсивность излучения локализованных экситонов быстро падает и при $T > 80$ К они совсем не проявляются в спек-

трах люминесценции. Конечно, флуктуации состава и возникающий из-за этого хвост плотности состояний вблизи краев разрешенных зон влияют на ширину линий экситонов в спектрах отражения, фоновую структуру и интенсивность излучения донорно-акцепторных пар при $T \gtrsim 80$ К [24]. Однако это влияние не является существенным и при больших уровнях накачки (сравнимых с пороговыми для лазеров) излучательные характеристики $Zn_{1-x}Cd_xSe$ и $Zn_xCd_{1-x}S$ не отличаются от бинарных соединений [18, 24].

Различие параметров решеток исходных бинарных соединений ZnS и CdS , $ZnSe$ и $CdSe$ довольно существенно (больше чем для CdS и $CdSe$). Это приводит к тому, что упругая энергия, приходящаяся на элементарную ячейку, в ТР этих соединений велика. По данным [17] именно эта энергия дает основной вклад в наблюдаемый для большинства ТР полупроводниковых соединений $A^{IV}B^{VI}$ «прогиб» в зависимостях ширины запрещенной зоны и других энергетических параметров ТР от их состава. Не менее важным следствием большой внутренней упругой энергии кристаллов ТР является их склонность к кластеризации [36]. Экспериментальное подтверждение такой склонности получено нами в [37] для соединения $ZnS : Te$.

Кластеризация проявляется в том, что твердому раствору с заданным составом x , полученному при высокой температуре, при охлаждении энергетически выгодно расслоиться на фазы, близкие к исходным бинарным соединениям. Это может явиться причиной появления в таких ТР большого числа структурных дефектов, наличие которых в свою очередь может сказываться на наклоне края поглощения особенно при низких температурах.

4.2. ТР с замещением халькогена

В ТР с анионным замещением основное возмущение претерпевает потолок валентной зоны, что вследствие большей массы дырки приводит к локализации в менее глубоких потенциальных ямах, чем при локализации электрона. Рассмотрение этого класса ТР начнем со случая большого различия свойств замещаемых компонентов.

Изоэлектронные центры рекомбинации в $CdS : Te$ и $ZnS : Te$. В данных материалах теллур, занимая узел серы, создает достаточно глубокий потенциал, способный локализовать дырку. Локализованная дырка кулоновским полем притягивает электрон, образуя таким образом локализованный экситон [13—16, 38—41]. Энергия связи экситона на теллуrowом центре 200 и 400 мэВ соответственно в CdS и ZnS . С увеличением $[Te]$ увеличивается число теллуrowых кластеров, представляющих собой несколько близко расположенных теллуrowых центров [38, 42]. Энергия связи экситонов на этих центрах находится в диапазоне 400—800 мэВ.

Из-за отсутствия на изоэлектронных центрах других слабосвязанных частиц излучательная рекомбинация локализованных на этих центрах экситонов имеет близкий к 1 внутренний квантовый выход [13]. Поэтому при достижении концентрации теллура, при которой длина пробега дырки становится меньше среднего расстояния между изоэлектронными центрами, рекомбинация неравновесных носителей в достаточно широком диапазоне температур ($T \lesssim 400$ К) происходит только через изоэлектронные центры. Все остальные каналы рекомбинации, в том числе и межзонные, ответственные за оптическое усиление, сильно подавлены.

В спектрах катодолюминесценции обычно четко проявляются лишь две линии, которые связывают с рекомбинацией на изолированных теллуrowых центрах Te_1 и состоящих из двух атомов теллура, расположенных в ближайших узлах халькогена Te_2 .

С увеличением уровня накачки при $[Te] < 10^{18}$ $см^{-3}$ наблюдается концентрационное тушение катодолюминесценции через изоэлектронные центры, а при $[Te] \gtrsim 10^{18}$ $см^{-3}$ насыщение катодолюминесценции не зависит от $[Te]$ и определяется оже-процессами между связанно-связанными состояниями [20]. Рекомбинация через изоэлектронные центры остается доминирующей

щей вплоть до максимальных уровней накачки $j \approx 250 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ во всем диапазоне концентрации теллура, вплоть до предела растворимости $[\text{Te}] \leq 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ($x \leq 0,02$ в ТР $\text{CdS}_{1-x}\text{Te}_x$ и $\text{ZnS}_{1-x}\text{Te}_x$). А поскольку коэффициент оптического усиления на излучательных переходах через теллуровые центры вряд ли может быть больше нескольких обратных сантиметров (эти переходы имеют широкие линии и радиационные времена порядка $0,2 \div 1 \text{ мкс}$), что сравнимо с коэффициентом внутренних нерезонансных потерь, то соединения $\text{CdS}_{1-x}\text{Te}_x$ и $\text{ZnS}_{1-x}\text{Te}_x$ вблизи широкозонного компонента не могут быть активной средой для ЛЭЛТ.

В широком диапазоне концентраций $0,02 \leq x \leq 0,98$ $\text{CdS}_{1-x}\text{Te}_x$ и $\text{ZnS}_{1-x}\text{Te}_x$ не образуют совершенного ТР, а данные [43] по свойствам этих ТР со стороны более узкозонного компонента позволяют предположить, что S в ZnTe и CdTe не образует центры локализации экситонов.

Излучательная рекомбинация через теллуровые кластеры в $\text{ZnSe}_{1-x}\text{Te}_x$. Различие в электроотрицательности и ионном радиусе Se и Te недостаточно велико, чтобы изолированный изoeлектронный центр Te_1 в $\text{CdSe} : \text{Te}$ и $\text{ZnSe} : \text{Te}$ был способен локализовать экситон [44, 45]. Однако из [44, 45] также следует, что уже парный центр Te_2 способен это сделать.

Экспериментальное исследование люминесцентных свойств соединения $\text{ZnSe}_{1-x}\text{Te}_x$ проводилось в работах [19, 46—50]. Имеются некоторые расхождения в интерпретации спектров люминесценции при малых значениях $x \leq 0,01$, связанные с вопросом о том, может ли все же изолированный центр Te_1 связывать экситон. Наша точка зрения представлена в работе [19], где на основе результатов исследования $\text{ZnSe}_{1-x}\text{Te}_x$ в широком диапазоне температур и уровней возбуждения делается вывод, что при $0,001 \leq x \leq 0,02$ излучение данного ТР при низких температурах определяется экситонами, локализованными на кластерах, состоящих из двух и трех атомов теллура, являющихся ближайшими соседями в халькогенной подрешетке, с энергиями связи 30 и 110 мэВ соответственно.

Несмотря на определенные расхождения в интерпретации, все авторы приходят к выводу, что в $\text{ZnSe}_{1-x}\text{Te}_x$ вблизи широкозонного компонента наблюдается локализация экситонов на изoeлектронных центрах теллура.

При увеличении концентрации теллура локализация наблюдается на все более крупных кластерах, постепенно переходя в крупномасштабную локализацию, а при $x > 0,6$ в спектрах люминесценции даже при гелиевых температурах начинают проявляться линии, характерные для спектров бинарных соединений [48]. Таким образом в данном ТР наблюдается ярко выраженная асимметричность излучательных свойств в зависимости от состава. Наиболее широкая линия излучения наблюдается при $x \approx 0,03 \div 0,05$ [50], что соответствует минимуму в зависимости наклона края поглощения от состава. Такое совпадение неслучайно, если предположить, что при формировании края поглощения участвуют те же электронные уровни, что и в люминесценции. Действительно, например, ширина полосы излучения $\text{ZnSe}_{1-x}\text{Te}_x$, соответствующего рекомбинации экситонов через центр Te_2 , определяется взаимодействием электронного возбуждения с колебаниями решетки и значительно больше ширины бесфононной линии. В этом случае полная ширина полосы излучения определяется константой экситон-фононного взаимодействия. Этой же константой определяется и наклон края поглощения.

Излучение локализованных экситонов в $\text{ZnSe}_{1-x}\text{Te}_x$ ($x \approx 0,1$) имеет высокий квантовый выход вплоть до температур жидкого азота и полностью исчезает лишь при температурах, близких к комнатной.

В области составов, где наблюдается сильная локализация так же, как в $\text{CdS}_{1-x}\text{Te}_x$ и $\text{ZnS}_{1-x}\text{Te}_x$ ($x < 0,02$), не удается полностью заполнить локализованные состояния при высоких уровнях накачки. С другой стороны, нам не удалось получить оптическое усиление на переходах через эти состояния. Как видно из табл. 1, генерация в ЛЭ из $\text{ZnSe}_{1-x}\text{Te}_x$ при малых x происходит так же, как в ЛЭ из ZnSe на межзонных переходах (точнее, на перехо-

дах в вырожденной электрон-дырочной плазме (ЭДП) [51]). Однако для достижения требуемой концентрации неравновесных носителей в ЭДП пришлось «забить» (насытить) канал рекомбинации через локализованные состояния, что привело к повышению порога генерации.

Таким образом, ТР $ZnSe_{1-x}Te_x$ для составов, близких к широкозонному компоненту, также является неперспективным материалом для полупроводниковых лазеров.

Люминесценция $CdS_{1-x}Se_x$. Физические свойства S и Se наиболее близкие среди других пар халькогенов. Излучательные свойства $CdS_{1-x}Se_x$ наиболее широко изучены (см. работу [52] и ссылки в ней). Хуже изучено соединение $ZnS_{1-x}Se_x$. Однако по данным [53] его свойства близки к свойствам $CdS_{1-x}Se_x$.

При низких температурах спектры люминесценции этих ТР представляют собой широкие линии, явно соответствующие рекомбинации экситонов из локализованных состояний. В литературе нет указаний, что эти линии излучения можно было бы связать при каком-нибудь значении x с конкретным изоэлектронным центром. Однако асимметричность излучательных свойств относительно состава ТР указывает на то, что масштаб локализуемых потенциальных ям значительно меньше экситонного радиуса и локализация так же, как в $ZnSe_{1-x}Te_x$, $CdS_{1-x}Te_x$, $ZnS_{1-x}Te_x$, происходит в два этапа с первоначальным захватом дырки [52]. Максимальная локализация происходит при $x \simeq 0,25$, что хорошо совпадает с минимумом в зависимости $S(x)$.

Локализация экситонов в $CdS_{1-x}Se_x$ более мелкая, чем в $ZnSe_{1-x}Te_x$, характерные значения энергии связи не превышают нескольких десятков мэВ. Поэтому при увеличении T довольно быстро происходит их температурное гашение и при $T \gtrsim 40$ К они практически не проявляются в спектрах люминесценции.

Низкотемпературные спектры фотолюминесценции и оптического усиления в кристаллах $CdS_{1-x}Se_x$ при высоких уровнях возбуждения недавно подробно исследованы в [54]. Получены столь же высокие значения коэффициентов оптического усиления, как и в кристаллах бинарных соединений CdS и $CdSe$. Однако обнаружен и ряд существенных отличий: синий сдвиг края поглощения в отличие от красного для бинарных соединений и заметно меньшая ширина линии оптического усиления. По нашему мнению, это является следствием уменьшения прогиба в зависимости ширины запрещенной зоны от x при увеличении уровня возбуждения электронной подсистемы кристалла.

При $T > 80$ К катодолюминесценция кристаллов $CdS_{1-x}Se_x$ при высоких уровнях накачки практически не отличается от случая CdS и $CdSe$. Поэтому с точки зрения достижения приемлемых коэффициентов оптического усиления это соединение несколько не хуже бинарных.

5. ОБСУЖДЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ СВОЙСТВ ТР ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ $A^{IV}B^{VI}$

Из предыдущего раздела следует, что совершенные кристаллы ТР $Zn_{1-x}Cd_xSe$, $Zn_xCd_{1-x}S$ и $CdS_{1-x}Se_x$ не должны существенно отличаться при $T > 80$ К от бинарных соединений с точки зрения достижения необходимых коэффициентов оптического усиления. Этого утверждения было бы вполне достаточно, чтобы в случае однородного возбуждения активной среды ЛЭ (т. е. достаточно однородное распределение плотности тока по поперечному сечению электронного пучка и тонкая полупроводниковая пластина с $h \lesssim \lesssim z_0$, где z_0 — глубина возбуждения) рассчитывать на получение примерно одинаковых характеристик генерации. Однако в реальном случае значительной как поперечной, так и продольной неоднородностей возбуждения ЛЭ всегда имеются потери на поглощение генерируемого излучения в пассив-

ных областях резонатора. В первом приближении эти потери можно описать коэффициентом поглощения, удовлетворяющим правилу Урбаха в соответствии с уравнением (1) [7, 8]. Как было показано в разделе 3, наклон края поглощения может существенно изменяться от состава и типа ТР, а следовательно, будет изменяться и коэффициент поглощения в пассивных областях резонатора в случае, если форма и положение линии усиления относительно запрещенной зоны для всех ТР и бинарных соединений одинаковы.

Оптическое усиление в полупроводниковых соединениях $A^{IV}B^{VI}$ при достаточно высоких уровнях возбуждения и $T > 80$ К определяется рекомбинацией электрон-дырочных пар в ЭДП [55, 56]. В этом случае энергетическое положение линии усиления определяется концентрационным сужением ширины запрещенной зоны и положением химического потенциала [56], а его низкоэнергетический хвост электрон-фононным взаимодействием [57, 58]. Дополнительное сужение E_g может быть вызвано значительной концентрацией неравновесных LO -фононов.

Из анализа, проведенного в предыдущем разделе, следует, что хвосты плотности состояний вблизи краев разрешенных зон в $Zn_{1-x}Cd_xSe$, $Zn_xCd_{1-x}S$ и $CdS_{1-x}Se_x$ достаточно малы, локализованные состояния не проявляются в излучении при $T > 40$ К и вряд ли могут оказывать существенное влияние на форму и положение линии оптического усиления относительно E_g особенно при комнатной температуре, когда пороговая концентрация неравновесных носителей порядка 10^{19} см $^{-3}$.

Поэтому можно считать, что положение линии усиления относительно E_g и его длинноволновый спад примерно одинаковы для $Zn_{1-x}Cd_xSe$, $Zn_xCd_{1-x}S$, $CdS_{1-x}Se_x$ и бинарных соединений CdS , $ZnSe$, $CdSe$.

При комнатной температуре наклон края поглощения во всех этих соединениях довольно пологий. В CdS длина волны генерации ЛЭ находится обычно вблизи $E = 2,39$ эВ, что на 0,1 эВ ниже E_g . Коэффициент поглощения на этой длине волны невозбужденного кристалла находится в пределах $\alpha = 30 \div 100$ см $^{-1}$. Уменьшение наклона края поглощения в 2 раза (см. формулу (1)) приведет к возрастанию α на этой длине волны более чем на 3 порядка. В этом случае генерация может быть достигнута лишь путем длинноволнового сдвига линии усиления или частичного просветления пассивной области, что в любом случае приведет к заметному возрастанию порога генерации. Оценим это возрастание.

Для выхода в область относительной прозрачности пассивных частей резонатора необходим длинноволновый сдвиг линии усиления $\Delta\hbar\omega_g$ порядка S^{-1} . Учитывая лишь концентрационное сужение $\Delta E_g \sim n^{1/3}$ и прямую пропорциональность концентрации неравновесных носителей n плотности тока электронного пучка j , получаем соотношение

$$S^{-1} \approx \Delta\hbar\omega_g \approx \Delta E_g \sim n^{1/3} \sim j^{1/3}, \quad (4)$$

откуда следует, что если потери в пассивных областях резонатора являются основными, а линия усиления не изменяется ни по форме, ни по амплитуде, то $j_{\text{пор}} \sim S^{-3}$, т. е. изменение S в 2 раза согласно этому соотношению привело бы к увеличению $j_{\text{пор}}$ в 8 раз. Для сравнения, уменьшение S у $CdS_{1-x}Se_x$ в 2 раза по сравнению с S у $Zn_{1-x}Cd_xSe$ той же длины волны излучения при $T = 300$ К привело к увеличению $j_{\text{пор}}$ в 3 раза. Конечно, эта оценка получена при слишком грубых предположениях. Учет других потерь, а также реально наблюдаемое увеличение длинноволнового хвоста линии усиления и существенный рост коэффициента усиления с увеличением уровня возбуждения приведут к более слабой зависимости $j_{\text{пор}}$ от S^{-1} .

При 80 К различие в параметре S кристаллов $CdS_{1-x}Se_x$ и $Zn_{1-x}Cd_xSe$ менее существенно. Более того, S у кристаллов $Zn_{1-x}Cd_xSe$ даже меньше, особенно при $x < 0,8$. Этим, по-видимому, объясняется, что различие в порогах генерации ЛЭ из $Zn_{1-x}Cd_xSe$ и ЛЭ из $CdS_{1-x}Se_x$ при 80 К незаметно. Наконец, тот факт, что немонотонность зависимости $S(x)$ для $CdS_{1-x}Se_x$ не приводит к заметной немонотонности $I_{\text{пор}}(x)$ при 80 К, как это наблю-

дается при 300 К, по-видимому, объясняется тем, что при низких температурах потери в пассивных областях ЛЭ составляют меньшую долю от общих потерь, чем при 300 К [59]. Кроме того, при 80 К край поглощения в области $\alpha \approx 10 \div 10^3 \text{ см}^{-1}$ более чувствителен к концентрации собственных точечных и структурных дефектов и неконтролируемой примеси.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены исследования характеристик ЛЭ из $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$, $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$, $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$, $\text{ZnSe}_{1-x}\text{Te}_x$, $\text{CdS}_{1-x}\text{Te}_x$, $\text{ZnS}_{1-x}\text{Te}_x$ в их связи с излучательными свойствами и параметрами краевого поглощения этих материалов. Установлено, что с увеличением различия физических свойств замещаемых компонентов усиливается канал рекомбинации неравновесных носителей через локализованные состояния, энергия связи на этих состояниях увеличивается. Увеличение электрон-фононного взаимодействия в локализованных состояниях отражается в уменьшении наклона края поглощения при $T > 80 \text{ К}$. Появление локализованных состояний препятствует образованию плотной ЭДП, ответственной за возникновение оптического усиления в ЛЭ.

В этой связи тройные полупроводниковые соединения $\text{ZnS}_{1-x}\text{Te}_x$ ($x < 0,02$), $\text{CdS}_{1-x}\text{Te}_x$ ($x < 0,02$), $\text{ZnSe}_{1-x}\text{Te}_x$ ($x \leq 0,6$) и аналогичное ему $\text{CdSe}_{1-x}\text{Te}_x$ ($x \leq 0,6$) являются неперспективными материалами для полупроводниковых лазеров. Соединения $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ и аналогичные ему $\text{ZnS}_{1-x}\text{Se}_x$ могут быть использованы в лазерах, однако характеристики ЛЭ из этих материалов будут существенно ухудшаться (особенно при $T \approx 300 \text{ К}$ и $x \approx 0,25$) при неоднородном возбуждении. Совершенные кристаллы $\text{Zn}_{1-x}\cdot\text{Cd}_x\text{Se}$ и $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$ должны обеспечивать примерно такие же характеристики ЛЭ, как и бинарные соединения CdS , CdSe . Однако в настоящее время реальные кристаллы не обеспечивают ожидаемые результаты.

В заключение авторы благодарят А. А. Давыдова, О. М. Макиенко за предоставление ряда полупроводниковых пластин и ЛЭ, Я. К. Скасырского за помощь в работе и А. Н. Резниченко за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козловский В. И., Насибов А. С., Резников П. В. Влияние дислокаций на характеристики лазерных экранов из CdS // Квантовая электрон. 1981. Т. 8, № 4. С. 745—750.
2. Крюкова И. В., Купришина Е. С., Прокофьева С. П. О механизме генерации в неохлаждаемых лазерах на легированном сульфиде кадмия // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 5, № 9. С. 525—531.
3. Акимова И. В., Дуденкова А. В., Козловский В. И. и др. Улучшение характеристик полупроводниковых лазеров с продольной накачкой электронным пучком на основе монокристаллов ZnSe // Квантовая электрон. 1982. Т. 9, № 10. С. 2099—2102.
4. Козловский В. И., Коростелин Ю. В., Насибов А. С. и др. УФ полупроводниковый лазер на ZnS с продольной накачкой электронным пучком // Квантовая электрон. 1984. Т. 11, № 3. С. 618—621.
5. Hurwitz C. E. Efficient ultraviolet laser emission in electron beam-excited ZnS // Appl. Phys. Lett. 1966. Vol. 9, N 3. P. 116—118.
6. Акимова И. В., Козловский В. И., Коростелин Ю. В. и др. Влияние стехиометрии в монокристаллических соединениях $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ на характеристики полупроводникового лазера с накачкой электронным пучком // Тр. ФИАН. 1987. Т. 177. С. 142—171.
7. Hvam J. M. Temperature-induced wavelength shift of electron-beam-pumped lasers from CdSe , CdS and ZnO // Phys. Rev. B. 1971. Vol. 4, N 12. P. 4459—4465.
8. Iwai S., Namba S. Dependences of lasers wavelength and pumping power at threshold on cavity length in electron-beam-pumped CdS laser // Japan J. Appl. Phys. 1975. Vol. 14, N 7. P. 1005—1010.
9. Суслина Л. Г. Влияние неупорядоченности на оптические свойства твердых растворов $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ / Матер. X зимней школы по физике полупроводников. Л.: Наука, 1982. С. 33—66.
10. Пермогоров С. А., Резницкий А. Н., Вербин С. Ю. Роль локализованных экситонов в люминесценции твердых растворов $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49, № 10. С. 2019—2025.
11. Вербин С. Ю., Пермогоров С. А., Резницкий А. Н. и др. Люминесценция локализованных экситонов в твердом растворе $\text{ZnS}_{1-x}\text{Se}_x$ // ФТТ. 1985. Т. 27, № 9. С. 2756—2759.

12. *Вербин С. Ю., Мюллер Г. О., Никифорова М.* Спектроскопическое проявление локализации экситонов в твердых растворах $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ // Актуальные проблемы спектроскопии. М.: Изд. Совета по спектроскопии ООФА АН СССР. 1985. С. 181—185.
13. *Cuthbert J. D., Thomas D. G.* Optical properties of tellurium as an isoelectronic trap in cadmium sulfide // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39, N 3, P. 1573—1580.
14. *Iseler G. W., Strauss A. J.* Photoluminescence due to isoelectronic oxygen and tellurium traps in 2—6 alloys // J. Luminescence. 1970. Vol. 3. P. 1—17.
15. *Goede O., Heimbrod W.* Isoelectronic impurity Te in $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ mixed crystals // Phys. status solidi b. 1982. Vol. 110. P. 175—182.
16. *Hopfield J. J., Thomas D. G., Lynch P. T.* Isoelectronic donors and acceptors // Phys. Rev. Lett. 1966. Vol. 17, N 8. P. 312—315.
17. *Bernard J. E., Zunger A.* Optical bowing in zinc chalcogenide semiconductor alloys // Phys. Rev. B. 1986. Vol. 34, N 6. P. 5992—5995.
18. *Ахекян А. М., Козловский В. И., Коростелин Ю. В.* и др. Монокристаллы твердых растворов $\text{ZnSe}_{1-x}\text{Te}_x$, $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$, $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$ для лазеров с накачкой электронным пучком // Квантовая электрон. 1985. Т. 12, № 5. С. 1113—1116.
19. *Акимова И. В., Ахекян А. М., Козловский В. И.* и др. Кластеры Te_n — центры эффективной излучательной рекомбинации в $\text{ZnSe}_{1-x}\text{Te}_x$ ($x < 0,2$) // ФТТ. 1985. Т. 27, № 6. С. 1734—1741.
20. *Ахекян А. М., Козловский В. И., Коростелин Ю. В.* Насыщение катодолюминесценции, связанной с изоэлектронной примесью Te в $\text{CdS}_{1-x}\text{Te}_x$ и $\text{ZnS}_{1-x}\text{Te}_x$ ($x < 0,05$) при высоких уровнях возбуждения // ФТТ. 1986. Т. 28, № 11. С. 3313—3318.
21. *Ахекян А. М., Козловский В. И., Коростелин Ю. В.* и др. УФ-катодолюминесценция монокристаллов $\text{ZnS} : \text{O}$ // Крат. сообщ. по физике ФИАН. 1988. № 3. С. 44—46.
22. *Козловский В. И., Насибов А. С., Печенов А. Н.* и др. Лазерные экраны из монокристаллических слитков CdS , $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$, ZnSe // Квантовая электрон. 1977. Т. 4, № 2. С. 351—354.
23. *Козловский В. И., Насибов А. С., Пекарь Г. С.* и др. Сканирующий полупроводниковый лазер на основе $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Se}$, излучающий в синей области спектра // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, № 14. С. 833—837.
24. *Козловский В. И., Насибов А. С., Пекарь Г. С., Полисский Г. Н.* Получение синей компоненты цветного изображения при помощи лазерных экранов из $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Se}$ // Квантовая электрон. (Киев). 1984. № 26. С. 24—29.
25. *Марков Е. В., Давыдов А. А.* Сублимация кристаллов CdS // Изв. АН СССР. Неорганич. материалы. 1971. Т. 7, № 4. С. 575—579.
26. *Козловский В. И., Насибов А. С., Печенов А. Н.* и др. Исследование лазерной электронно-лучевой трубки в режиме сканирования // Квантовая электрон. 1978. Т. 5, № 3. С. 487—494.
27. *Насибов А. С., Козловский В. И., Папуша В. П.* Исследование характеристик электронно-лучевой трубки с лазерным экраном // Радиотехника и электроника. 1973. Т. 18, № 10. С. 2151—2157.
28. *Гнатенко Ю. П., Курик М. В.* Экситон-фононное взаимодействие в CdS // ФТТ. 1970. Т. 12, № 4. С. 1143—1148.
29. *Sa-yakamit V., Glyde H. R.* Urbach tails and disorder // Comment Condensed Matter Phys. 1987. Vol. 13, N 1. P. 35—48.
30. *Гнатенко Ю. П., Курик М. В.* Экситон-фононное взаимодействие в кристаллах CdS и $\text{CdS}-\text{CdSe}$ // Оптика и спектроскопия. 1970. Т. 29, № 2. С. 339—342.
31. *Samuel L., Brada Y., Burder A., Roth M.* Urbach rule in mixed single crystals of $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Se}$ // Phys. Rev. B. 1987. Vol. 36, N 2, P. 1168—1173.
32. *Samuel L., Brada Y., Beserman R.* Fundamental absorption edge in mixed crystals of II—VI compounds // Phys. Rev. B. 1988. Vol. 37, N 9, P. 4671—4677.
33. *Баженов А. В., Осипьян Ю. А.* Экспоненциальный край поглощения в селениде кадмия с дислокациями // ФТТ. 1980. Т. 22, № 4. С. 991—997.
34. *Suslina L. G., Fedorov D. L., Areshkin A. G.* Localized excitons and energy transfer in $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$ solid solutions // Solid State Commun. 1985. Vol. 55, N 4. P. 345—349.
35. *Коростелин Ю. В., Шапкин П. В., Суслина Л. Г.* и др. Влияние флуктуаций состава на спектры отражения и люминесценции монокристаллов твердых растворов $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Se}$ // Крат. сообщ. по физике ФИАН. 1988. № 4. С. 12—14.
36. *Kakimoto K., Katoda T.* Clustering parameter and internal stress in 3—5 ternary alloys // Japan J. Appl. Phys. 1985. Vol. 24, N 8, P. 1022—1029.
37. *Ахекян А. М., Козловский В. И.* Кластеризация изоэлектронной примеси теллура в твердом растворе $\text{ZnS}_{1-x}\text{Te}_x$ // Крат. сообщ. по физике ФИАН. 1988. № 8. С. 19—21.
38. *Heimbrod W., Goede O.* Energy transfer processes between Te centers in $\text{ZnS} : \text{Te}$ and $\text{CdS} : \text{Te}$ // Phys. status solidi b. 1986. Vol. 135. P. 795—804.
39. *Fukushima I., Shionoya S.* Luminescence $\text{ZnS} : \text{Te}$ // Japan J. Appl. Phys. 1973. Vol. 12, N 4. P. 549—556.
40. *Abdel-Kader A., Bryant F. J., Hogg J. H. C.* Tellurium doping and implantation of ZnS // Phys. status solidi a. 1984. Vol. 81. P. 333—342.
41. *Cuthbert J. D., Thomas D. G.* Optical properties of tellurium as an isoelectronic traps in cadmium sulfide // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39, N 3. P. 1573—1580.
42. *Goede O., Heimbrod W., Muller R.* $\text{CdS} : \text{Te}$ as persistence-type semiconductor mixed crystals // Phys. status solidi b. 1981. Vol. 105. P. 543—550.

43. Франис О. В., Чих В. И., Лосик Н. И. и др. Спектры краевого поглощения и зонная схема смешанных монокристаллов CdS_xTe_{1-x} // Вестн. Львов. политехн. ин-та. 1980. № 226. С. 136—138.
44. Hennig D., Goede O., Heimbrodt W. Koster—Slater model for isolated and paired iso-electronic Te impurities in 2—6 semiconductors // Phys. status solidi b. 1982. Vol. 113. P. K163—K166.
45. Goede O., Heimbrodt W. Isoelectronic impurity Te in CdSSe mixed crystals // Phys. status solidi b. 1982. Vol. 110. P. 175—182.
46. Lee D., Mysyrowicz A., Nurmiikko A. U., Fitzpatrick B. J. Exciton self-trapping in ZnSe—ZnTe alloys // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58, N 14. P. 1475—1478.
47. Yao T., Kato M., Davies J. J., Tanino H. Photoluminescence of excitons bound at Te isoelectronic traps in ZnSe // J. Cryst. Growth. 1988. Vol. 86. P. 552—557.
48. Наумов А. Ю., Пермогоров С. А., Резницкий А. Н. и др. Экситонные спектры твердого раствора $ZnSe_{1-x}Te_x$ // ФТТ. 1987. Т. 29, № 2. С. 377—384.
49. Резницкий А. Н., Пермогоров С. А., Наумов А. Ю. Кластерная локализация носителей и экситонов в изоэлектронных твердых растворах $A^{IV}B^{VI}$ // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52, № 4. С. 691—696.
50. Reznitsky A., Permogorov S., Verbin S. et al. Localization of electron excitations and Mott-transitions in the alloy $ZnSe_{1-x}Te_x$ // Solid State Commun. 1984. Vol. 52. P. 13—16.
51. Козловский В. И., Насибов А. С., Печенов А. Н., Попов Ю. М. О механизме генерации в лазерных экранах, выполненных из полупроводниковых соединений $A^{IV}B^{VI}$ // Квантовая электрон. 1979. Т. 6, № 1. С. 189—196.
52. Вербин С. Ю. Люминесценция экситонов, локализованных флуктуациями состава, в твердом растворе $CdS_{1-x}Se_x$: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Л.: ЛФТИ АН СССР, 1986. 216 с.
53. Вербин С. Ю., Пермогоров С. А., Резницкий А. Н. и др. Люминесценция локализованных экситонов в твердом растворе $ZnS_{1-x}Se_x$ // ФТТ. 1985. Т. 27, № 9. С. 2756—2759.
54. Majumder F. A., Shevel S., Lyssenko V. G. et al. Luminescence and gain spectroscopy of disordered $CdS_{1-x}Se_x$ under high excitation // Ztschr. Phys. B. 1987. Bd. 66. S. 409—418.
55. Лысенко В. Г., Ревенко В. И., Тратас Т. Г. и др. Излучательная рекомбинация неравновесной электронно-дырочной плазмы в кристаллах CdS // ЖЭТФ. 1975. Т. 68, № 1. С. 335—345.
56. Zimmermann R., Rosler M. Theory of electron-hole plasma in CdS // Phys. status solidi b. 1976. Vol. 75. P. 633—645.
57. Menesses E. A., Jamuzzi N., Ramos J. G. P. et al. Many-body and hot-phonon effects in the radiative emission spectrum of CdS under high excitation intensities // Phys. Rev. B. 1975. Vol. 11, N 6. P. 2213—2221.
58. Набиев Р. Ф., Попов Ю. М. Коэффициент оптического усиления в прямозонных полупроводниках // Наст. изд.
59. Козловский В. И., Насибов А. С., Резников П. В. Характеристики излучения лазерного экрана из CdS при 300 К // Квантовая электрон. 1981. Т. 8, № 11. С. 2493—2500.
60. Радциг А. А., Смирнов Б. М. Параметры атомов и атомных ионов: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1986. 343 с.
61. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. М.: Мир, 1973. 448 с.

УДК 621.373.826.038.825

Ю. В. КОРОСТЕЛИН, Л. С. МАРКОВ, Л. Г. СУСЛИНА,
Д. Л. ФЕДОРОВ, П. В. ШАПКИН**ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЛАЗЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ,
ИЗГОТОВЛЕННЫХ ИЗ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ
 $Zn_xCd_{1-x}Se$ ($0,8 < x < 1,0$)****1. ВВЕДЕНИЕ**

На основе полупроводниковых твердых растворов с продольной накачкой электронным пучком могут быть созданы лазерные электронно-лучевые приборы (ЛЭЛТ) различного назначения, отличающиеся высокой яркостью экрана, и в частности цветные лазерные телепроекторы [1].

Исследованная система твердых растворов соединений $A^{IV}B^{VI} \cdot Zn_xCd_{1-x}Se$ относится к прямозонным полупроводникам и по своим излучательным характеристикам может быть использована для изготовления активных элементов, излучающих практически во всем диапазоне видимого спектра. Интересной ее особенностью является наличие структурного фазового перехода вюрцит—сфалерит в области составов $0,5 < x < 0,7$ [2, 3]. Так, в области $0,7 < x < 1,0$ кристаллы обладают кубической структурой, а для $0 < x < 0,5$ — гексагональной.

Практическое значение этой системы растворов выдвигает на первый план исследование ее излучательных свойств как при накачке электронным пучком, так и при фотовозбуждении. Возникающая при накачке электронным пучком [1] и при двухфотонном возбуждении светом рубинового лазера [2] генерация находится в области края собственного поглощения и соответствует аннигиляции экситона с излучением продольного оптического фонона.

Неупорядоченный характер решетки твердых растворов связан со случайным распределением атомов по узлам соответствующей подрешетки. В таких системах электронные (экситонные) возбуждения эффективно взаимодействуют с крупномасштабными флуктуациями кристаллического потенциала, что приводит к процессам их локализации с образованием хвоста плотности локализованных экситонных состояний (ЛЭС) в запрещенной зоне, а также к механизмам рассеяния делокализованных экситонных состояний (ДЭС) [4, 5].

Влияние крупномасштабных флуктуаций потенциала прослеживается в оптических спектрах отражения, поглощения, излучения и резонансного комбинационного рассеяния света (РКРС) твердых растворов полупроводников при их исследованиях в области края собственного поглощения. Оно приводит к концентрационно зависящему уширению их спектров поглощения и отражения, появлению при низких температурах (2 К) нового эффективного канала излучательной рекомбинации локализованных крупномасштабными флуктуациями состава экситонов [6—8]: такие состояния при селективном лазерном возбуждении в области $1S$ -состояния экситона являются основными промежуточными состояниями процесса РКРС [9].

В этой работе приведены результаты исследования низкотемпературных спектров люминесценции системы $Zn_xCd_{1-x}Se$ при $0,8 < x < 1,0$ в области

края поглощения, что позволило обнаружить специфические особенности этих спектров, связанные с проявлением крупномасштабных флуктуаций потенциала. Обнаружен новый эффективный канал излучательной рекомбинации, связанный с рекомбинацией экситонов, локализованных на крупномасштабном флуктуационном потенциале. В некоторых лазерных экранах обнаружена серия высокоинтенсивных полос излучения, которая сопоставляется с рекомбинацией изоэлектронных примесных комплексов.

Для исследований использовались кристаллы с составами в области $0,8 < x < 1,0$. При таких концентрациях кристаллы обладали кубической структурой сфалерита, что было установлено рентгенографическими исследованиями и изучением их спектров экситонного отражения при низких температурах [3]. Монокристаллические образцы $Zn_xCd_{1-x}Se$ с указанными составами диаметром 50 мм и высотой до 20 мм были получены из паровой фазы методом свободного роста и оказались пригодными для лазеров, излучающих в синей области спектра [4].

Лазерные экраны (ЛЭ) для ЛЭЛТ изготавливаются из кристаллов твердых растворов со следующими параметрами: толщина полупроводниковой пластины (или длина резонатора) 40 мкм, глухое (серебряное) зеркальное покрытие со стороны облучения электронным пучком (коэффициент отражения $R_1 = 0,92$) и с противоположной стороны полупрозрачное шестислойное интерференционное зеркало ($R_2 = 0,93$). Обработка облучаемой поверхности кристалла осуществлялась химической полировкой в растворе CrO_3 в HCl . Для исследований люминесценции использовались как поверхности скола (плоскости $[110]$ структуры сфалерита), так и предварительно отмытые от серебряного зеркала (при травлении азотной кислотой) поверхности ЛЭ. Исследования проведены при низких температурах (в интервале 2—77 К). Возбуждение спектров фотолюминесценции осуществлялось линией $\lambda = 441,6$ нм He—Cd-лазера. Спектры регистрировались фотоэлектрическим методом с помощью спектрометра ДФС-12.

Наряду со спектрами люминесценции нами были исследованы также спектры экситонного отражения. Поскольку кристаллы твердых растворов всегда обладают градиентом концентрации и величина ширины запрещенной зоны и положение основных экситонных линий отражения и излучения в разных точках образца испытывают разброс, поэтому и спектры отражения, и спектры фотолюминесценции регистрировались от одного и того же участка образца (диаметром 1—0,1 мм).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для обнаружения особенностей спектров излучения твердых растворов, связанных с флуктуационной неупорядоченностью их решетки, необходимо проследить за эволюцией спектров по мере изменения концентрации x раствора начиная со спектров крайних бинарных соединений. В кристаллах $ZnSe$ в спектрах излучения наиболее интенсивными линиями излучения являются линии люминесценции экситонных комплексов I_1 , I_2 , I_2^* и их фонные повторения. Число этих линий и их интенсивность могут изменяться от образца к образцу, так как соответствующие примеси — доноры и акцепторы — являются неконтролируемыми [10]. Собственная экситонная люминесценция $ZnSe$ при низких температурах (2 К) в исследованных нами кристаллах оказалась очень слабой, а соответствующая узкая линия излучения находится в области дисперсионной кривой отражения (рис. 1).

В спектрах твердых растворов $Zn_xCd_{1-x}Se$ линии излучения экситонных комплексов испытывают концентрационно зависящее уширение [12] и при концентрациях $x = 0,84$ и $0,82$ они образуют одну широкую полосу излучения, которая на самом деле является суперпозицией двух кривых с расстоянием между ними $\sim 5 \text{ \AA}$. Для разных кристаллов с тем же x соотношение

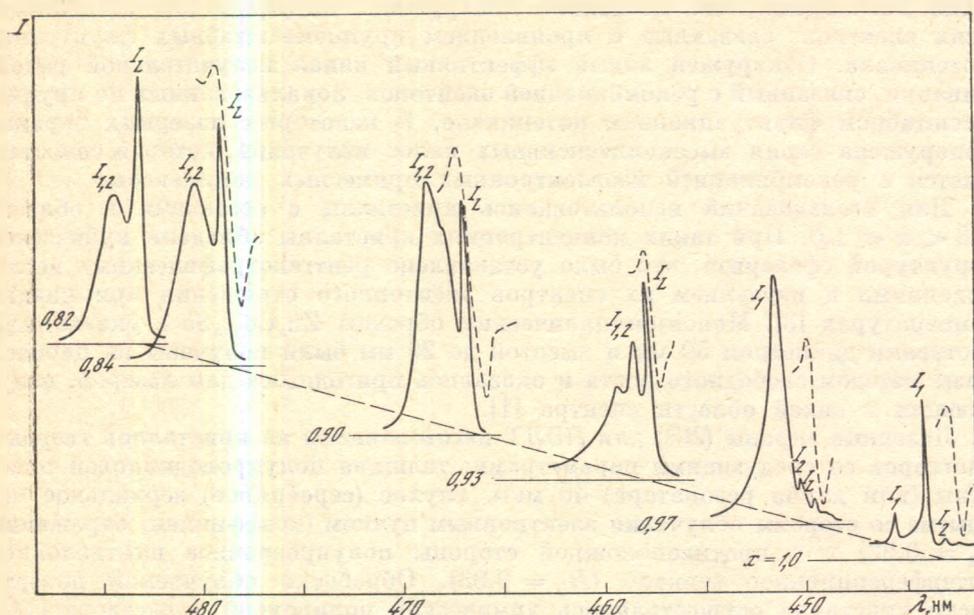


Рис. 1. Спектры люминесценции (сплошные линии) и отражения (штриховые) твердых растворов $Zn_xCd_{1-x}Se$ для $0,8 < x < 1,0$ и $T = 2$ К

I_L — линия излучения локализованных крупномасштабными флуктуациями состава экситонов; I_{L2} — полосы излучения экситонных комплексов

интенсивностей этих кривых может меняться, что приводит к существенному изменению ее положения и формы (см. рис. 1).

Изучение спектров излучения кристаллов $ZnCdSe$ при $T = 2$ К позволило обнаружить в них узкую самую коротковолновую линию излучения I_L , которая обладает рядом особенностей.

1. Линия излучения I_L в спектре твердых растворов испытывает плавный рост интенсивности с увеличением степени неупорядоченности (т. е. с изменением концентрации x). Если для кристаллов, близких по составу к $ZnSe$ ($x = 0,97$ на рис. 1), ее интенсивность мала, то для $x = 0,9$ и меньше ($x = 0,84; 0,82$) она превышает интенсивность полосы излучения экситонных комплексов.

2. Линия I_L по своему положению находится в области дисперсионной структуры линии отражения (ее максимум совпадает с максимумом структуры отражения, см. рис. 1), что свидетельствует об ее экситонной природе.

3. Линия I_L узка, ее полуширина ~ 2 мэВ, что гораздо меньше ширины линии отражения, которая для составов с $x = 0,82$ составляет 6 мэВ.

4. Линия I_L испытывает быстрое уширение по мере увеличения температуры кристалла. Так, для кристаллов с $x = 0,84$ в температурном интервале 2—40 К она уширяется более чем в 2 раза (рис. 2), так что ее полуширина становится близкой к полуширине линии отражения.

Указанные особенности линии I_L в спектрах излучения $Zn_xCd_{1-x}Se$ имеют ту же специфику, которая наблюдалась нами ранее в спектрах свечения другой системы твердых растворов $Zn_xCd_{1-x}S$, что указывает на их общий характер. Линия I_L в этой системе соответствовала излучению локализованных крупномасштабными флуктуациями состава экситонов [7, 8]. Обнаруженные в системе $Zn_xCd_{1-x}Se$ специфические особенности 1—4 линии I_L являются спектроскопическим проявлением нового канала излучательной рекомбинации локализованных экситонов, что подтверждается следующими обстоятельствами.

1. По мере увеличения степени неупорядоченности твердого раствора растет плотность ρ (ϵ) состояний экситонов, локализованных крупномас-

штабными флуктуациями состава:

$$\rho(\varepsilon) \sim (|\varepsilon|^{3/2}/E_0) \exp\{-(|\varepsilon|/E_0)^{1/2}\},$$

где E_0 — характерная энергия, описывающая уширение линии экситонного поглощения (для модели локализации экситона как целого [5]). Интенсивность люминесценции локализованных экситонных состояний растет с увеличением степени беспорядка твердого раствора, что и наблюдается на эксперименте.

2. Линия излучения локализованных крупномасштабными флуктуациями состава экситонов должна находиться в области экситонной линии поглощения (отражения), что и наблюдается на эксперименте (см. рис. 1).

3. По мере повышения температуры кристалла начиная с 2 К имеют место процессы делокализации экситонных возбуждений с включением в излучательный процесс более высокоэнергетических делокализованных экситонных состояний, что сопровождается постепенным уширением линии излучения I_L (особенности 3 и 4). При более высоких температурах, когда $kT > E_0$, излучательные процессы протекают с участием делокализованных экситонных состояний.

Проведенные исследования спектров отражения и люминесценции кристаллов $Zn_xCd_{1-x}Se$ при низких температурах ($T = 2$ К) позволяют прийти к выводу, что крупномасштабные флуктуации состава оказывают существенное влияние на спектроскопические свойства этих кристаллов: они приводят к концентрационно зависящему уширению спектров экситонного отражения, уширению спектров излучения экситонных комплексов и, что самое главное, появлению нового эффективного канала излучения — люминесценции локализованных экситонов. При концентрациях $x \simeq 0,9$ эта люминесценция становится преобладающей в спектре излучения (при $T = 2$ К) в области дна экситонной зоны.

Следует отметить, что при повышении температуры кристаллов $Zn_xCd_{1-x}Se$ из-за процессов делокализации экситонных возбуждений излучательные процессы протекают с участием делокализованных экситонных состояний. Так, при температурах выше 40 К (в интервале 40—70 К) после завершения диссоциации экситонных комплексов линия излучения делокализованных экситонов полностью доминирует в спектре излучения (см. рис. 2). В спектре люминесценции при накачке электронным пучком при 77 К присутствует полоса излучения ДЭС, интенсивность которой растет с увеличением уровня возбуждения; возникающая генерация соответствует процессам излучательной рекомбинации вырожденной электрон-дырочной плазмы с участием фононов решетки [1, 13].

Из-за малой длины оптического усиления характеристики ЛЭЛТ, изготовленных на основе соединений $A^{IV}B^{VI}$ и их твердых растворов при продольной накачке острофокусированным электронным пучком, существенным образом определяются наличием примесей и дефектов структуры [13—15].

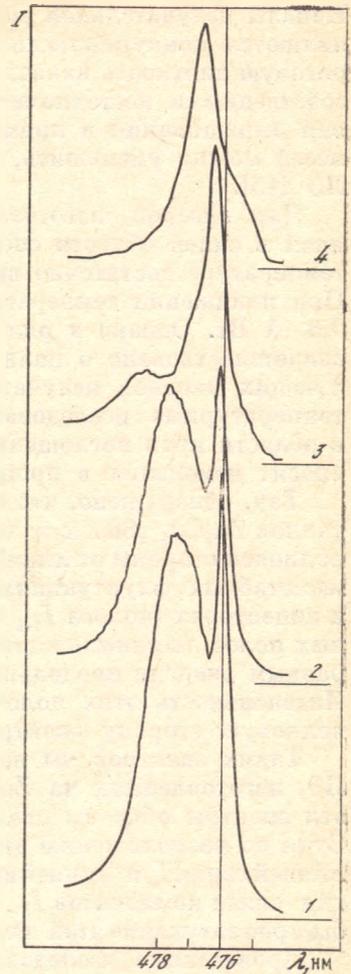


Рис. 2. Спектры излучения кристаллов $Zn_{0,84}Cd_{0,16}Se$ при различных температурах

1—4: $T = 2$ К (1); 10 (2); 26 (3); 44 (4)

Каналы излучательной рекомбинации, связанные с примесями и дефектами, являются конкурирующими с межзонными переходами и увеличивают пороговую плотность накачки лазера. В ряде случаев такие примеси являются собственными нестехиометрическими дефектами. Путем оптимизации условий выращивания и применения разного рода отжигов концентрацию примесей можно уменьшить, что приводит к улучшению характеристик таких ЛЭ [15].

Для лазеров, изготовленных на основе системы $Zn_xCd_{1-x}Se$ с излучением в синей области спектра, квантовый выход генерации при комнатной температуре достаточно высок и мощность генерации составляет 0,2 Вт [4]. При понижении температуры до 77 К мощность генерации повышается до 0,6—1 Вт. Однако в ряде случаев такого повышения не наблюдалось, что свидетельствовало о наличии при низких температурах каких-то конкурирующих каналов излучательной рекомбинации. Проведенные нами низкотемпературные исследования ЛЭ позволили обнаружить в их спектрах в области края поглощения новые интенсивные полосы излучения, которые вносят изменения в процессы лазерной генерации.

Так, обнаружено, что в спектрах излучения ЛЭ, изготовленного из кристаллов $Zn_xCd_{1-x}Se$ с $x \approx 0,95$ при низких температурах ($T = 2$ К) с длинноволновой стороны от линий излучения экситонов, локализованных на крупномасштабных флуктуациях состава (линия I_L) и на нейтральных донорах и акцепторах (полоса $I_{1,2}$ на рис. 1), присутствует серия ярких эквидистантных полос люминесценции (полушириной ~ 20 мэВ) с периодом повторения, равным энергии продольного оптического фонона решетки $\hbar\omega_{LO} = 340$ см $^{-1}$. Интенсивность этих полос слабо спадает по мере продвижения в длинноволновую сторону спектра (рис. 3).

Таких спектров мы не наблюдали при других составах (например, для ЛЭ, изготовленных на $ZnSe$ и $Zn_{0,9}Cd_{0,1}Se$), что свидетельствует о том, что эти спектры обязаны своим происхождением неконтролируемым примесям. Судя по расположению этих линий в спектре («расстояние» между головной линией серии I_k и линией излучения экситона I_L составляет $\Delta = 11$ мэВ), энергии связи комплексов I_k невелики. В пользу этого свидетельствует также быстрое затухание этой люминесценции с повышением температуры кристалла.

Проведенные исследования температурной зависимости этой серии линий излучения показывают, что ее интенсивность быстро уменьшается с температурой таким образом, что при $T > 60$ К она становится малоинтенсивной. В то же время наблюдается относительный рост собственной экситонной люминесценции I_L , а также излучения в виде такого же рода, как I_k , широкой полосы с LO -фононными повторениями. Эта серия линий связана с рекомбинацией через еще более глубокие центры изоэлектронных комплексов. При дальнейшем повышении температуры с $T > 60$ К длинноволновое излучение быстро затухает.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

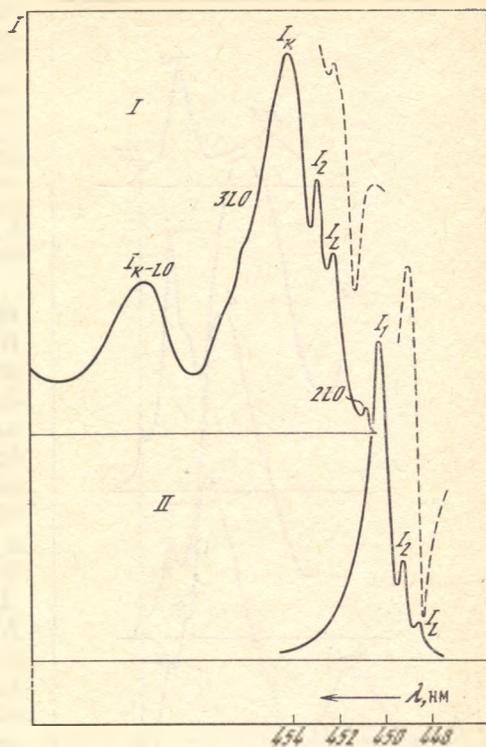
Наблюдаемую серию эквидистантных полос с основной линией следует сопоставить с излучательной рекомбинацией изоэлектронных комплексов (ИК), что основано на следующих ее особенностях. Во-первых, характерный плавный спад интенсивности этих полос в электронно-колебательной серии, который для ИК как центров малого радиуса вызван сильным взаимодействием их с фононами решетки [16]. Во-вторых, большая полуширина линий излучения (20 мэВ, см. рис. 3), которая для ИК в твердых растворах связана с тем, что для этих центров вследствие сильной локализации их волновой функции в пределах центральной ячейки влияние флуктуаций в ближайшем окружении может значительно сказываться на их свойствах¹.

¹ В этой связи следует заметить, что полуширина линий излучения экситонных комплексов I_1 и I_2 (экситонов, связанных на нейтральном акцепторе и доноре соответственно) существенно меньше (см. рис. 1) из-за того, что I_1 и I_2 являются состояниями большого

Рис. 3. Спектры люминесценции лазерного экрана из $Zn_{0,95}Cd_{0,05}Se$ (I) при $T = 2$ К

Серия эквидистантных полос излучения с головной линией I_k , расположенная с длинноволновой стороны от полосы излучения экситонных комплексов $I_{1,2}$, соответствует излучению изоэлектронных центров. Для сравнения приведен спектр излучения кристалла $Zn_{0,95}Cd_{0,05}Se$ (II), в котором эта серия полос отсутствует. В этих спектрах линия излучения локализованных экситонов I_k находится в области максимума дисперсионной структуры линии отражения (штриховые)

Такое рассмотрение применимо для объяснения большого неоднородного уширения спектров ИК, поскольку вследствие флуктуаций состава ближайшее окружение изоэлектронной ловушки испытывает изменение в различных участках образца [18—20]. В-третьих, характерный активационный характер температурной зависимости интенсивности линий излучения, который для I_k определяется энергией связи — энергетическим различием положений линии I_k и экситонной линии I_L в спектре (рис. 4).



По своему характерному виду эта серия линий люминесценции напоминает краевое излучение, соответствующее излучательным переходам между донорами и акцепторами в кристаллах. По-видимому, ее можно сопоставить с такими излучательными каналами. Однако этому противоречит тот факт, что краевая люминесценция находится в существенно более длинноволновой области спектра (для ZnSe она отстоит от экситонной линии на 96 мэВ в длинноволновой части спектра [14]). Поэтому указанные три особенности наблюдаемой серии линий излучения I_k , $I_k - 1L0$ и т. д. убедительно свидетельствуют о том, что ее следует интерпретировать как рекомбинационное излучение в ИК.

Относительно ИК существует обширная литература. Изовалентные примеси в полупроводниковых кристаллах образуются при замещении атомов на элементы из той же группы периодической системы.

Для достаточно различающихся значений электроотрицательности замещаемых и замещающих атомов короткодействующий потенциал изоэлектронной примеси позволяет нейтральному центру захватить носитель, после чего центр становится заряженным и легко захватывает носитель противоположного знака [18—20]. Заметим, что первый носитель связывается короткодействующими силами, а второй — дальнедействующими кулоновскими силами. По своим свойствам изоэлектронные ловушки ближе к глубоким, чем к мелким центрам, несмотря на то что величина энергии связи может быть даже меньше энергии ионизации водородоподобной примеси. Как показывают исследования, в твердых растворах полупроводников $A^{III}B^V$ (таких, как $In_{1-x}Ga_xP$, $GaAs_{1-x}P_x$), содержащих изоэлектронные примеси азота, экситоны, связанные на такой изоэлектронной ловушке, подвержены сильному влиянию беспорядка, соответствующие линии излучения в спектрах твердых растворов имеют неоднородное уширение (~ 50 мэВ), описываемое

радиуса, для которых характерно слабое взаимодействие с фононами решетки, и фононные повторения этих линий очень слабы. Неоднородное уширение состояний I_1 и I_2 в твердых растворах определяется флуктуациями в объеме, занимаемом таким комплексом [17].

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахемян А. М., Козловский В. И., Коростелин Ю. В. и др. Монокристаллы твердых растворов $ZnSe_{1-x}Te_x$, $Zn_{1-x}Cd_xSe$, $Zn_xCd_{1-x}S$ для лазеров с накачкой электронным пучком // Квантовая электрон. 1985. Т. 12, № 5. С. 1113—1116.
2. Бродин М. С., Витриховский Н. И., Гоер Д. Б. Структура экситонных спектров, спонтанное и стимулированное излучение монокристаллов $ZnSe$ и $Zn_xCd_{1-x}Se$ // Укр. физ. журн. 1970. Т. 15, № 4. С. 588—593.
3. Арешкин А. Г., Пекарь Г. С., Полисский Г. Н. и др. Концентрационная зависимость ширины запрещенной зоны твердых растворов полупроводников $Zn_xCd_{1-x}Se$ с различной кристаллической структурой // ФТТ. 1986. Т. 28, № 12. С. 3743—3745.
4. Барановский С. Д., Эфрос А. Л. Размытие краев зон в твердых растворах // ФТП. 1978. Т. 12, № 11. С. 2233—2237.
5. Аблязов Н. Н., Райх М. Э., Эфрос А. Л. Ширина линии экситонного поглощения в твердых растворах // ФТТ. 1983. Т. 25, № 2. С. 353—358.
6. Суслина Л. Г., Плюхин А. Г., Федоров Д. Л. и др. Уширение экситонных состояний в твердых растворах полупроводников // ФТП. 1978. Т. 12, № 11. С. 2238—2243.
7. Суслина Л. Г., Федоров Д. Л., Арешкин А. Г. и др. Спектроскопическое проявление миграции возбуждений локализованных экситонов в твердых растворах полупроводников $Zn_xCd_{1-x}Se$ // ФТТ. 1983. Т. 25, № 11. С. 3215—3224.
8. Суслина Л. Г., Арешкин А. Г., Мелехин В. Г. и др. Влияние интенсивности накачки на процессы миграции возбуждений локализованных экситонов в твердых растворах полупроводников // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39, № 2. С. 48—51.
9. Ключин А. А., Суслина Л. Г., Арешкин А. Г. и др. Люминесценция и РКРС в твердых растворах полупроводников A^2B^6 // Люминесценция молекул и кристаллов: Тез. докл. Всесоюз. совещ. Таллин, 1987. С. 140.
10. Roppischer H., Jacobs J. J., Novikov B. V. The influence of Zn and Se heat treatment on the exciton spectra of ZnSe single crystals // Phys. status solidi a. 1975. Vol. 27. P. 123—127.
11. Ablyasov N. N., Areshkin A. G., Melekhin V. G. et al. Fluctuation-induced broadening of exciton reflection spectra in A^2B^6 solid solutions // Phys. status solidi b. 1986. Vol. 134, N 2. P. 157—165.
12. Ключин А. А., Плюхин А. Г., Суслина Л. Г. и др. Резонансное комбинационное рассеяние света через экситонные комплексы // ФТП. 1978. Т. 12, № 2. С. 2365—2376.
13. Козловский В. И., Насибов А. С., Печенов А. И., Попов Ю. М. О механизме генерации в лазерных экранах, выполненных из полупроводниковых соединений $A^{II}B^{VI}$ // Квантовая электрон. 1979. Т. 6, № 1. С. 189—196.
14. Акимова И. В., Ахемян А. М., Козловский В. И. и др. Кластеры Te_n — центры эффективной излучательной рекомбинации в $ZnSe_{1-x}Te_x$ ($x \leq 0,2$) // ФТТ. 1985. Т. 27, № 6. С. 1734—1741.
15. Акимова И. В., Козловский В. И., Коростелин Ю. В. и др. Влияние стехиометрии в монокристаллических соединениях A^2B^6 на характеристики полупроводникового лазера с накачкой электронным пучком // Тр. ФИАН. 1987. Т. 177. С. 142—171.
16. Goede O., Hennig D. Isovalent-impurity clusters in Koster—Slater approximation // Phys. status solidi b. 1983. Vol. 119. P. 261—268.
17. Suslina L. G., Plykhin A. G., Goede O., Hennig D. Compositional fluctuation-induced broadening of bound exciton lines in 2—6 mixed crystals // Phys. status solidi b. 1979. Vol. 94. P. K185—K189.
18. Пизтин А. Н. Оптические переходы в полупроводниковых твердых растворах // ФТТ. 1977. Т. 11. С. 425—444.
19. Nelson R. Y. Excitons in semiconductor alloys // Excitons / Eds E. I. Rashba, M. D. Sturge. Amsterdam: North-Holland, 1982. P. 319—348.
20. Алферов Ш. И., Гарбузов Д. Э., Жиязев Ю. В. Спектры фотолюминесценции твердых растворов $GaAs_{1-x}P_x$ n, p-типа в области прямых и непрямых переходов // ФТП. 1972. Т. 6. С. 682—691.
21. Козловский В. И., Насибов А. С., Пекарь Г. С., Полисский Г. Н. Получение синей компоненты цветного изображения при помощи лазерных экранов из $Zn_xCd_{1-x}Se$ // Квантовая электрон. (Киев). 1984. № 26. С. 24—29.
22. Litvinchuk A. V., Pekar G. S., Polysskii G. N. Multiple-phonon resonant Raman scattering in $Zn_{1-x}Cd_xSe$ crystals // Phys. status solidi b. 1981. Vol. 104. N 2. P. 734—750.

УДК 621.378.35

В. Ю. КРУЧНОВ, И. В. МЕСНЯНКИН, А. В. НАММ,
В. В. НОВИКОВ, С. К. ОБЫДЕН, П. В. РЕЗНИКОВ, Г. В. САПАРИН

ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ CdS_xSe_{1-x}/CdS ДЛЯ ЛАЗЕРОВ С ПРОДОЛЬНОЙ НАКАЧКОЙ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

В работе [1] сообщалось об использовании гетероструктур CdS_xSe_{1-x}/CdS в лазерах с продольной накачкой электронным пучком. Применение гетероструктур с прозрачной для излучения пассивной областью позволило увеличить общую длину резонатора и уменьшить расходимость излучения без существенного снижения мощности и тем самым увеличить более чем в 3 раза яркость лазера, работающего с криогенным охлаждением. На гетероструктуре $CdSe/CdS$ реализован сканирующий лазер с мощностью 0,5 Вт при комнатной температуре, в котором не наблюдалась деградация, обусловленная термоупругими напряжениями, присущая лазерам с таким уровнем мощности на основе монокристаллов. Однако эффективной работе лазера на основе гетероструктуры CdS_xSe_{1-x}/CdS при комнатной температуре препятствовало снижение квантового выхода люминесценции в приповерхностном слое подложки в процессе изготовления гетероструктур. Исследование причины образования слоя с ухудшенными излучательными характеристиками, так называемого дефектного слоя, и составило цель настоящей работы.

Исследовались структуры типа CdS_xSe_{1-x}/CdS , $CdSe/CdS$, аналогичные использовавшимся в работе [1], а также $ZnSe/ZnS$, CdS/CdS_xSe_{1-x} и CdS/CdS . Здесь и далее в тексте первое соединение в обозначении структуры соответствует материалу подложки, второе — эпитаксиальному слою.

Структуры были изготовлены методом сублимации в квазизамкнутом объеме в атмосфере инертного газа (аргон, гелий или водород). В качестве подложек использовались пластины монокристаллических соединений $A^{II}B^{VI}$ базисной ориентации.

Исследования проводились с помощью растрового электронного микроскопа типа «Stereoskan МК2», а также на установке ЭЛТ-1, описанной в [2]. Для получения цветных изображений катодолюминесценции использовался многофункциональный цветной дисплей с кадровой памятью [3].

На рис. 1, а показано изображение скола гетероструктуры, полученное в режиме вторичных электронов (ВЭ), а на рис. 1, б — в режиме интегральной катодолюминесценции (КЛ), в верхней части рисунка показано распределение интенсивности катодолюминесценции по линии, перпендикулярной плоскости гетероперехода. Характерной особенностью таких гетероструктур является спад интенсивности КЛ вблизи эпитаксиального слоя на 50—90%, который начинается на расстоянии 100—400 мкм от гетероперехода, а также изменение характера скола (заметное на рис. 1, а) вблизи гетероперехода. Эти особенности проявлялись также на периферийной части подложки, где эпитаксиальный слой отсутствовал, причем протяженность области, в которой наблюдается спад интенсивности I , существенно зависит от состава подложки. Так, в твердых растворах $CdS_{0,9}Se_{0,1}$ протяженность этой области максимальная и составляет 200—300 мкм, в CdS 50—80 мкм и в $CdSe < 5$ мкм (рис. 2).

Как показано в работе [4], существенно понизить квантовый выход КЛ могут введенные дислокации с оборванными связями. Исследование по ямкам травления показало, что плотность дислокаций в слое с пониженной интенсивностью КЛ не превышает плотности дислокаций в остальном объеме подложки.

Исследования структуры CdS_xSe_{1-x}/CdS, выполненные на лазерной масс-спектрометрической установке ЛАММА-1000, показали, что по примесному составу материал эпитаксиального слоя существенно чище материала подложки. Из примесей заметно наличие Se и по интенсивности близкие к шумам пики Zn и Fe. Отличия по составу между приграничным слоем подложки CdS_xSe_{1-x} с ухудшенными КЛ-характеристиками и остальным объемом под-

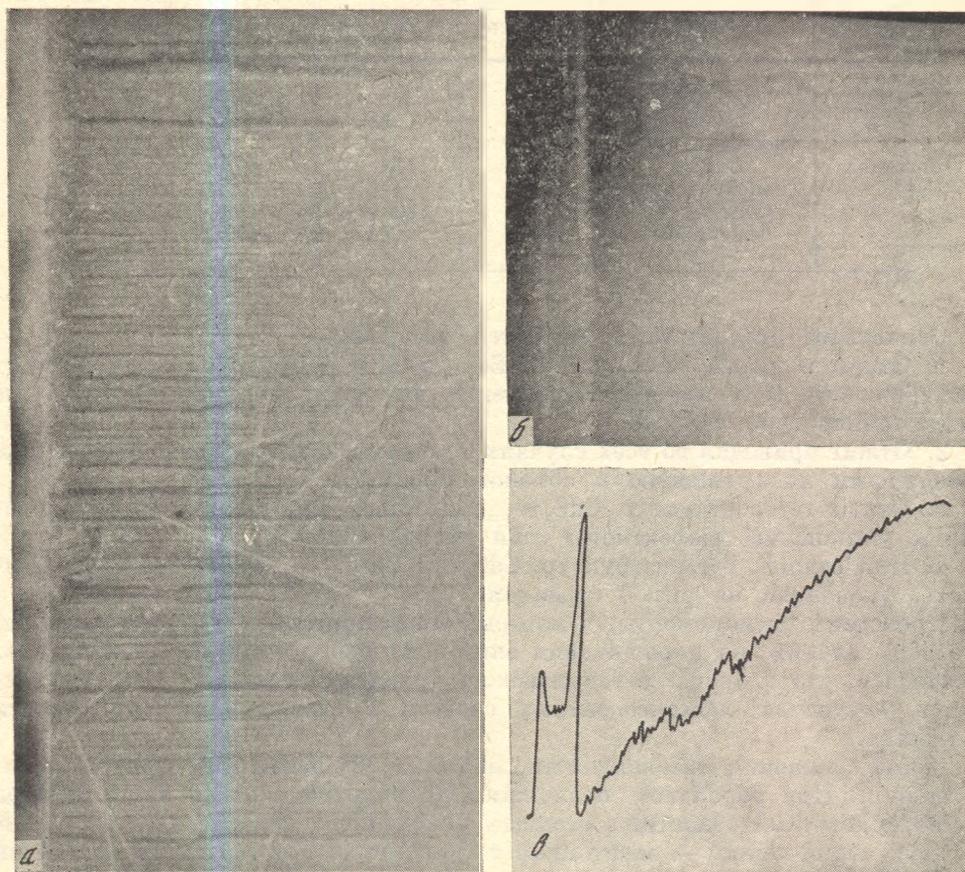
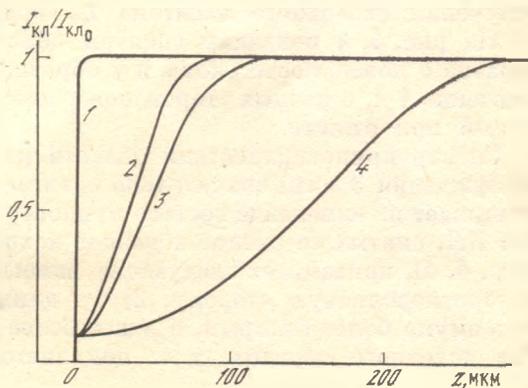


Рис. 1. Изображение скола гетероструктуры CdS_xSe_{1-x}/CdS

а — в режиме вторичных электронов; б — в режиме интегральной катодолуминесценции; в — распределение интенсивности катодолуминесценции по линии, перпендикулярной плоскости гетероперехода

Рис. 2. Нормированное распределение интенсивности катодолуминесценции в подложке гетероструктур по линии, перпендикулярной плоскости гетероперехода

1 — CdSe; 2 — CdS; 3 — ZnSe; 4 — CdS_xSe_{1-x}



ложки установлено не было, хотя наблюдались значительные флуктуации примесного состава в различных точках скола. Из примесей в подложке заметно присутствие H, Li, C, Si, а на самой границе между подложкой и эпитаксиальным слоем также и O.

Для выяснения влияния собственных точечных дефектов (СТД) на люминесцентные характеристики гетероструктур были проведены отжиги гетероструктур и подложек для них в атмосфере Cd и S₂. Условия, при которых проводились отжиги, указаны в таблице.

Условие отжига гетероструктур и подложек для них в атмосфере Cd и S₂

Номер образца	Образец	Атмосфера	P, мм рт. ст.	T, К	τ, ч
1	CdSSe/CdS	S ₂	10	1223	2
2	CdSSe (монокристалл)	Cd	1,3	1173	6
3	CdSSe (монокристалл)	Cd	13	973	6
4	CdSSe/CdS	S ₂	320	873	4
5	CdS/CdSSe	Cd	7,3	873	4

Основными результатами являются следующие.

1. Отжиг твердого раствора CdS_xSe_{1-x} в Cd и S₂ приводит к уменьшению интенсивности КЛ, причем уменьшение интенсивности тем больше, чем выше температура отжига.

2. Отжиг приводил во всех случаях к уменьшению интенсивности вблизи поверхности по сравнению с объемом образца.

3. Отжиг гетероструктур CdS_xSe_{1-x}/CdS как в Cd, так и в S₂ не привел к устранению «дефектного» слоя вблизи границы.

4. При отжиге гетероструктур CdS_xSe_{1-x}CdS в S₂ наблюдалась особенность, указанная на рис. 3 стрелкой.

Проведены эксперименты, в которых моделировались условия термического травления, но наращивания эпитаксиального слоя не происходило. Оказалось, что в процессе термического травления при T = 900° С происходит ухудшение люминесцентных свойств в приповерхностной области подложки.

Кроме снижения интенсивности, наблюдалось изменение спектра люминесценции. При обработке подложки CdS коротковолновая часть спектра приповерхностной области, состоящая у исходного образца при T = 80 К из двух серий линий — экситонной с фоновыми повторениями и зеленой «краевой» с фоновыми повторениями [5], претерпевает следующие изменения: интенсивность зеленой краевой линии I_{кр} падает в 7,5 раза, а линии излучения свободного экситона I_{ex} в 1,5 раза.

На рис. 4, а показаны спектры образца CdS_xSe_{1-x}, снятые у исходного образца с поверхности скола, и у образца, подвергнутого отжигу при 900° С в течение 4 ч, с разных сторон поверхности, которая контактирует с газовой средой при отжиге.

Спектр приповерхностной области (энергия электронов 30 кэВ, глубина возбуждения 3 мкм) значительно сдвигается в длинноволновую область, что указывает на изменение состава приповерхностной области. Сравнение спектров КЛ, снятых со сколов образцов исходного и подвергнутого отжигу в Cd (рис. 4, б), показывает следующие изменения: 1) сдвиг максимума спектра в коротковолновую сторону; 2) с длинноволновой стороны спад, вблизи максимума более быстрый, а далее более медленный по сравнению со спектром исходного образца, т. е. появляется длинноволновый «хвост».

Рис. 3. Нормированное распределение интенсивности катодолуминесценции в подложке гетероструктуры CdS/CdS_xSe_{1-x}

1 — исходная гетероструктура; 2 — после отжига в Cd; 3 — после отжига в S_2

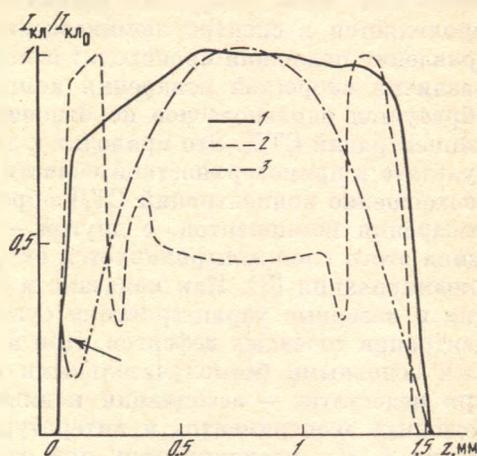
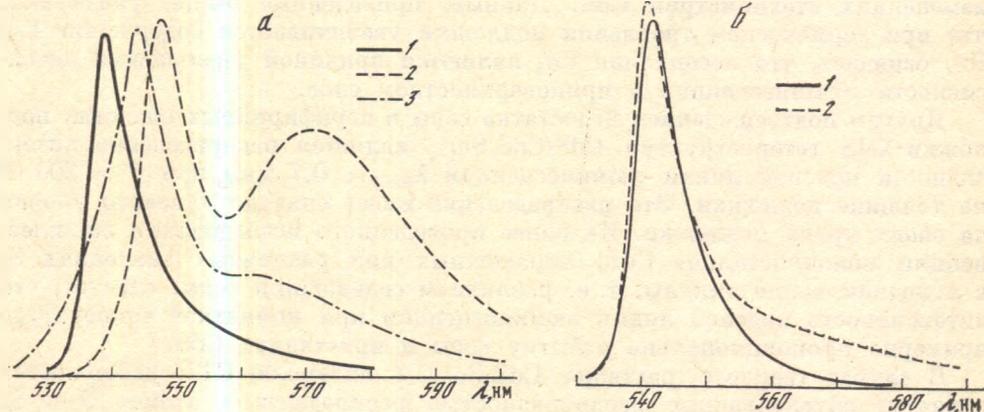


Рис. 4. Спектры катодолуминесценции CdS_xSe_{1-x}

а: 1 — скол исходного образца; 2, 3 — поверхности, контактировавшие с газовой средой при отжиге в Cd; б: 1 — скол исходного образца; 2 — скол образца после отжига в Cd



У структур CdS_xSe_{1-x}/CdS , изготовленных при пониженной до $730^\circ C$ температуре, снижения интенсивности люминесценции вблизи слоя CdS не наблюдалось.

Возникновение дефектов, снижающих интенсивность катодолуминесценции, могло происходить на трех этапах: I) предпочитаксиальное термическое травление подложки; II) наращивание эпитаксиального слоя; III) охлаждение подложки.

На I этапе наиболее вероятные дефектообразующие процессы — это диффузия загрязняющих примесей с поверхности в глубь подложки и возникновение собственных точечных дефектов при испарении поверхностного слоя. На II этапе к перечисленным выше процессам подключается взаимодиффузия компонентов подложки и эпитаксиального слоя. На III этапе — пластическая деформация и упругие напряжения, связанные с разностью коэффициента термического расширения материала подложки и эпитаксиального слоя. Так как образование «дефектного» слоя происходит и в случае, когда II и III этапы исключены, остановимся на процессах I этапа.

Отсутствие новых полос КЛ, данные лазерной масс-спектроскопии (ЛАММА) и кинетика процесса дефектообразования указывают, что основную роль играют собственные точечные дефекты. Действительно, расчеты коэффициентов диффузии D в предположении, что распределение интенсивности КЛ соответствует распределению введенных дефектов, показывают, что D при $900^\circ C$ достигает значения $5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{с}$. Из литературы известно [6], что такие высокие значения D могут быть обусловлены либо диффузией собственных точечных дефектов при установлении равновесия твердое

тело—пар, либо диффузией элементов I группы, наличие которых обычно проявляется в спектре люминесценции [7]. При проведении термического травления подложки происходит испарение поверхностного слоя. Вследствие различия скоростей испарения компонентов Cd, S₂ и Se₂ на поверхности образуется неравновесное по отношению к объему подложки соотношение концентраций СТД. Это приводит к диффузии СТД в объем подложки. В результате в приповерхностной области подложки образуется слой, в котором соотношение концентраций СТД определяется, с одной стороны, скоростью испарения компонентов, с другой — состоянием паровой атмосферы. Толщина этого слоя контролируется скоростью диффузии и дебаевской длиной экранирования [8]. Как показано в работе [9], интенсивность люминесценции и лазерные характеристики существенно зависят от соотношения концентрации точечных дефектов. При избытке серы по сравнению с оптимальным основными безызлучательными центрами являются вакансии кадмия, при недостатке — ассоциации кадмия междоузельного Cd_i. Из ранее проведенных экспериментов и литературных данных [7] известно, что соотношение $I_{кр}/I_{ex}$ увеличивается при отжиге в S₂ и уменьшается при отжиге в Cd, поэтому по изменениям в спектре люминесценции можно судить об изменениях стехиометрии CdS. Данные, приведенные выше, указывают, что при термическом травлении подложки увеличивается содержание Cd. Это означает, что ассоциации Cd_i являются причиной уменьшения интенсивности люминесценции в приповерхностном слое.

Другим подтверждением недостатка серы в периферийных областях подложки CdS гетероструктур CdS/CdS_xSe_{1-x} является распределение интенсивности красной линии люминесценции $\lambda_{max} \approx 0,7$ мкм при $T = 300$ К по толщине подложки. Это распределение имеет спад до нулевого уровня на обоих краях подложки. Из ранее проведенного исследования люминесценции монокристаллов CdS, выращенных при различных давлениях S₂ в холодном конце ампулы, т. е. различного содержания серы, следует, что интенсивность красной линии люминесценции при комнатной температуре примерно пропорциональна избытку серы в кристаллах CdS.

В случае твердого раствора CdS_xSe_{1-x} к ансамблю СТД добавляются дефекты, обусловленные неоднородностью распределения атомов S и Se в решетке. Данные о влиянии состава СТД на спектры люминесценции CdS_xSe_{1-x} отсутствуют, но сдвиг линии люминесценции в длинноволновую сторону (см. рис. 5) при отжиге в парах Cd указывает, что и в этом случае происходит обеднение серой приповерхностной области кристалла.

Одновременно с обеднением приповерхностной области кристалла серой состав центральной части кристалла слегка сдвигается в сторону серы. Это обусловлено тем, что атомам селена приходится занимать места серы в приповерхностной области кристалла, вследствие чего часть атомов селена диффундирует из центральной области в приповерхностную. Появление длинноволнового «хвоста» в спектре КЛ отожженного образца объясняется образованием при отжиге другого состояния флуктуаций состава твердого раствора, соответствующего температуре отжига и присутствию диффузионных потоков.

Различие в толщине слоя с ухудшенными люминесцентными характеристиками для разных материалов подложки связано с различными значениями коэффициента гетеродиффузии. Так, по данным [6] коэффициент гетеродиффузии $D(\text{CdS})$ при $T \approx 900^\circ \text{C}$ находится в пределах $10^{-5} - 10^{-7} \text{ см}^2/\text{с}$, а коэффициент гетеродиффузии $D(\text{CdSe})$ на несколько порядков меньше и существенно ниже коэффициентов самодиффузии $D(\text{Cd})$ для данного соединения. В работе [10] показано, что в кристаллах CdSe растворенный кадмий существует в основном в виде электронейтральных дефектов, обладающих низкой подвижностью, предположительно ассоциатов вакансий селена. Объяснить малое значение l для CdSe различием скорости испарения Se и S мешает факт наличия области с ухудшенными излучательными характеристиками в структурах ZnS/ZnSe, изготовленных приблизительно в тех

же условиях. Данные о коэффициенте гетеродиффузии твердого раствора $L(CdS_xSe_{1-x})$ в литературе отсутствуют. Судя по величине l для CdS_xSe_{1-x} , он в 6—36 раз превышает соответствующее значение для CdS .

Изменения спектрального состава люминесценции, наблюдающиеся в поверхностном слое после термического травления подложки, и их отсутствие в этом же слое изготовленной структуры показывают, что изменение состава СТД происходит преимущественно при термическом травлении подложки, а частичное восстановление их состава при наращивании эпитаксиального слоя. Однако безызлучательные центры, которыми обусловлено появление «дефектного слоя» вблизи гетероперехода, не убираются ни при наращивании эпитаксиального слоя, ни при последующем отжиге гетероструктур, т. е. они являются термостабильными вплоть до $T = 950^\circ C$.

При пониженной до $730^\circ C$ температуре изготовления гетероструктур гетеродиффузия также имеет место. По данным [6] коэффициент гетеродиффузии при этом уменьшается в 4 раза. Но образования термостабильных безызлучательных центров при этом не происходит.

Особенность в распределении интенсивности КЛ, наблюдаемая у гетероструктур, отожженных в парах S_2 , объясняется следующим образом. При отжиге в S_2 образуются вакансии кадмия V_{Cd} , которые являются центрами безызлучательной рекомбинации как в эпитаксиальном слое, так и в подложке. На границе гетероструктуры из-за различия параметров решетки CdS и CdS_xSe_{1-x} имеется большое количество дислокаций несоответствия. Дислокации служат стоками для СТД, поэтому в непосредственной близости от них состав СТД является относительно стабильным и снижения интенсивности КЛ в этой области не происходит.

Таким образом, в настоящей работе показано, что:

1) появление слоя с ухудшенными излучательными характеристиками связано с образованием СТД на поверхности подложки во время термического травления и их диффузией в объем подложки. Толщина этого слоя коррелирует с коэффициентом химической диффузии для различных материалов;

2) ухудшение излучательных характеристик не восстанавливается отжигом в атмосфере компонентов соединения подложки;

3) снижение температуры изготовления до $730^\circ C$ предотвращает появление слоя с ухудшенными излучательными характеристиками.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кацап В. Н., Козловский В. И., Кручных В. Ю. и др. Гетероструктуры CdS_xSe_{1-x}/CdS в лазерах с продольной накачкой электронным пучком // Квантовая электрон. 1987. Т. 14, № 10. С. 1994—1997.
2. Насибов А. С., Козловский В. И., Папуша В. П. Исследование характеристик электронно-лучевой трубки с лазерным экраном // Радиотехника и электроника. 1973. Т. 18, № 10. С. 2151—2157.
3. Николаев А. Г., Обиден С. К., Перловский Г. А. и др. Многофункциональный цветной дисплей с покадровой памятью для РЭМ // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 53, № 2. С. 381—384.
4. Козловский В. И., Насибов А. С., Резников П. В. Влияние дислокаций на характеристики лазерных экранов из CdS // Квантовая электрон. 1981. Т. 8, № 4. С. 745—750.
5. Гауриленко В. И., Грезов А. М., Корбутян Д. В. и др. Оптические свойства полупроводников: Справочник. Киев: Наук. думка, 1987. 608 с.
6. Атомная диффузия в полупроводниках / Под ред. Д. Шоу. М.: Мир, 1975. 688 с.
7. Физика и химия соединений $A^{II}B^{VI}$ / Под ред. С. А. Медведева. М.: Мир, 1970. 624 с.
8. Пикус Г. Я. Электронный механизм саморегуляции нарушения стехиометрии в бинарных ионных кристаллах // Вестн. Киев. ун-та. Физика. 1986. № 26. С. 98—106.
9. Акимова И. В., Козловский В. И., Коростелин Ю. В. и др. Влияние стехиометрии в монокристаллических соединениях A^2B^6 на характеристики полупроводникового лазера с накачкой электронным пучком // Тр. ФИАН. 1987. Т. 177. С. 142—171.
10. Хариф Я. Л., Брежнев В. Ю., Ковтуненко Ш. В. Нестехиометрия кристаллического селенида кадмия // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1987. Т. 23, № 3. С. 394—398.

УДК 621.378.35

А. А. ГУБАРЕВ, Б. М. ЛАВРУШИН, Р. Ф. НАБИЕВ,
А. С. НАСИБОВ, М. Н. СЫПЧЕНКО, Ю. М. ПОПОВ

ИНФРАКРАСНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время созданы лазерные электронно-лучевые трубки (ЛЭЛТ) [1—3], генерирующие излучение в видимой области спектра. Они представляют собой промышленный вариант лазера с продольной накачкой электронным пучком и уже используются в проекционных системах отображения информации на большом экране. Вместе с тем стало ясно, что ЛЭЛТ могут использоваться для решения многих задач, имеющих важное практическое значение. Для этого во многих случаях необходимо не только совершенствование технических и эксплуатационных параметров этих приборов, но и расширение спектрального диапазона, в котором они могут работать. В частности, весьма актуальной задачей является создание ЛЭЛТ, генерирующих инфракрасное (ИК) излучение. Для этого необходимо разработать соответствующие лазерные элементы (ЛЭ), которые являются главной составной частью ЛЭЛТ. В данной работе рассмотрены ЛЭ, генерирующие ИК-излучение в спектральном диапазоне 0,8—5 мкм.

Первое сообщение о полупроводниковом лазере с продольной накачкой электронным пучком появилось в 1966 г., когда был создан лазер из арсенида галлия [4]. До последнего времени наибольшее значение КПД для GaAs-лазера составляло 2,7% при 300 К [5]. Первый непрерывный лазер с продольной накачкой был создан в 1980 г. [6]. Это был GaAs-лазер, который работал при энергии электронов от 50 до 100 кэВ, диаметре электронного пучка 5 мкм и температуре 80 К. При энергии электронов 75 кэВ порог генерации составлял 2,5 мкА, а максимальная мощность 12 мВт достигалась при токе около 7 мкА. Другие материалы ИК-диапазона пока не исследовались при продольной накачке электронным пучком, в то время как при поперечной накачке более чем на десятке полупроводниковых соединений был установлен факт генерации лазерного излучения с длиной волны, большей 0,8 мкм.

Характерные параметры ИК-лазеров с поперечной накачкой представлены в табл. 1, где для каждого полупроводникового материала приведены длина волны генерации λ_t , пороговая плотность тока j_{th} и внешняя дифференциальная эффективность η_e . Указана также температура, при которой получены эти параметры лазера. Для большинства кристаллов подобраны наиболее надежные данные, полученные при одинаковых или близких параметрах электронного пучка и оптического резонатора, чтобы можно было сравнить параметры лазеров из разных материалов.

Наиболее исследованным материалом является GaAs. При легировании его донорами или акцепторами существует оптимальная концентрация, при которой порог генерации минимален, а КПД максимален [8, 9]. При 80 К оптимальные концентрации составляют: $(1 \div 2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для доноров, $(1 \div 2) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для акцепторов, причем в обоих случаях достигаются примерно одинаковые результаты. При 300 К лучшие результаты достигаются при легировании донорами, оптимальная концентрация которых составляет

Таблица 1

Параметры лазеров с поперечной накачкой электронным пучком *

Полупроводниковый материал	λ_r , мкм	j_{th} , А/см ²	η_e , %	T, К	Литература, примечания
GaAs	0,84	1	—	4,2	[7], $L=0,21$ мм
	0,83	0,6	30	80	[8, 9]
	0,88	2,5–3	10–15	300	[8, 9]
GaSb	1,53	—	—	20	[10], $L=0,1$ мм, $E_0=15$ кэВ
	1,5–1,6	0,1–0,3	15–30	80	[11]
	1,77	10–15	1–1,5	300	[11]
InAs	3,0	—	—	20	[12], $L=0,3$ мм, $E_0=20$ кэВ
	2,7–3,0	0,1–0,5	1–2	80	[13]
InSb	4,96	—	—	20	[14], $L=0,3$ мм, $E_0=20$ кэВ
GaInAs	1,0	1	—	80	[15]
	1,1	6	—	300	[15]
GaSbAs	0,9–1,1	0,5	—	80	[15]
	1,0–1,1	3–6	—	300	[15]
GaInAsP	1,0–1,1	0,3	5	80	[15]
	1,1	2,5–3,5	—	300	[15]
GaInAsSb	0,9–1,1	0,4–0,7	10–28	80	[16]
	1,0–1,1	4–5	3–13	300	[16]
	1,8–2,2	0,1–0,5	6	80	[17]
	1,9–8,4	2–3	3	300	[17]
InAsSbP	3,1–3,7	0,1–0,3	8	80	[18]

* Энергия электронов $E_0=40\div50$ кэВ, диаметр электронного пучка $d=0,4\div0,6$ мм, длина резонатора $L=0,4\div0,6$ мм.

$(2 \div 3) \cdot 10^{18}$ см⁻³, что объясняется соотношением излучательных и безызлучательных времен жизни, а также поглощением на свободных носителях. Эти результаты получены при использовании объемных кристаллов GaAs, выращенных методами Чохральского и Бриджмена. Дальнейшее уменьшение порога генерации до 0,1 А/см² при 80 К и 1,5 А/см² при 300 К было получено при двойном легировании (донорами и акцепторами одновременно) активной среды лазера в сочетании с волноводной структурой резонатора [19]. Дифференциальная эффективность лазера составляла 30 и 21 % при 80 и 300 К соответственно. Температурные зависимости параметров лазера получены в [8, 9, 19].

Из табл. 1 также видно, что достаточно хорошо работает лазер из GaSb и некоторых твердых растворов, несколько хуже из InAs. Имеется еще несколько полупроводниковых соединений, для которых был установлен факт генерации ИК-излучения при поперечной накачке электронным пучком. К таким соединениям относятся: InSe ($\lambda_r = 0,97$ мкм; $j_{th} = 1 \div 1,5$ А/см² при $T = 90$ К [20]), CdSnP₂ (1,01 мкм; 0,2 А/см² при 80 К [21]), In₂Se (1,63 мкм; 0,2 ÷ 0,5 А/см² при 90 К [22]), Cd₃P₂ (2,17 мкм; 0,5 А/см² при 90 К [23]), Te (3,71 мкм при 4,2 К [24]), PbS (3,85 мкм; 1,0 А/см² при 90 К [25]).

Следует, однако, отметить, что лазерные параметры этих полупроводниковых соединений очень слабо изучены и для большинства из них технология выращивания не вышла из стадии лабораторных опытов.

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты по ЛЭ с продольной накачкой, работающим в ИК-диапазоне. В разделе 2 дается общая характеристика и параметры полупроводниковых материалов для ИК-лазеров. В разделе 3 представлены экспериментальные результаты для

Таблица 2
Некоторые свойства бинарных соединений A^{III}B^V

Параметр	GaAs	InP	GaSb	InAs	InSb
E_g (77 К), эВ	1,512 [57, 58]	1,40 [31]	0,80 [31]	0,42 [28]	0,238 [32, 33]
E_g (300 К), эВ	1,424 [34]	1,351 [28, 35]	0,726 [28, 36]	0,356 [37, 38]	0,172 [28, 36]
$E_L - E_T$, эВ	0,31	0,50	0,084	0,78	1,67
$E_X - E_T$, эВ	0,44	0,85	0,30	1,47	2,03
Δ , эВ	0,34 [34, 57]	0,10 [39, 40]	0,75 [39, 41]	0,38 [39, 42]	0,80 [39, 43]
m_e/m_0	0,067 [28, 44]	0,077 [28, 45]	0,042 [28, 46]	0,024 [28, 47]	0,0138 [39, 48]
m_h/m_0	0,48 [28, 44] 0,486 [52]	0,64 [28, 49] 0,520 [52]	0,44 [28, 36] 0,505 [52]	0,40 [28, 50] 0,406 [52]	0,40 [28, 51] 0,392 [52]
m_{h1}/m_0	0,46	0,50	0,50	0,40	0,39
m_{h2}/m_0	0,09	0,078	0,044	0,031	0,016
m_{h3}/m_0	0,17	0,15	0,14	0,96	0,11
ϵ_0	13,1	12,4	15,7	14,6	17,9
n	3,65	3,45	3,82	3,5	4,0
E_d , мэВ	5,3	6,8	2,3	1,5	0,6
E_a , мэВ	36	44	28	26	17
α , Вт·см ⁻¹ ·град ⁻¹	5,5 [54]		1,7 [55, 56]	2,0 [55, 56]	1,0 [55, 56]
ρC , Дж·см ⁻³ ·град ⁻¹	0,86	0,72	0,85	0,85	0,82
$\alpha \cdot 10^6$, град ⁻¹	5,8	4,5	6,9	5,3	5,5

ЛЭ, работающих в диапазоне от 0,8 до 5 мкм, и их сравнительный анализ. В разделе 4 приведены экспериментальные результаты исследования ЛЭ из гетероструктур с резкой границей и варизонных гетероструктур и некоторые теоретические расчеты, показывающие перспективность использования гетероструктур, а также результаты теоретического рассмотрения влияния легирования на пороговые характеристики в ЛЭ с постоянной шириной запрещенной зоны. В разделе 5 сформулированы основные результаты работы и некоторые выводы.

2. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ИК-ЛАЗЕРОВ

Из имеющихся данных по поперечной накачке полупроводниковых кристаллов электронным пучком (см. табл. 1) следует, что бинарные соединения GaAs, InP, GaSb, InAs, InSb и их твердые растворы можно использовать для создания ИК-ЛЭЛТ с плавным перекрытием диапазона длин волн от 0,85 до 5 мкм. Ниже приводится краткое описание основных свойств, которые являются существенными при работе ЛЭ, и уровня развития технологии выращивания этих материалов.

Несомненно, что среди всех материалов, упомянутых в разделе 1, особое место занимает GaAs. Все его физические свойства и параметры лазеров на его основе подробно изучены. Технология выращивания высококачественных объемных монокристаллов и эпитаксиальных слоев освоена в промышленных масштабах. По всем этим вопросам имеется обширная литература] (см., на-

пример, [26—30]). Поэтому данные по GaAs используются лишь для сравнения. Среди остальных полупроводниковых материалов наиболее изучены и технологически освоены бинарные соединения InP, GaSb, InAs и InSb. Основные характеристики этих полупроводников и GaAs приведены в табл. 2.

§ Зонные структуры всех этих соединений [39, 59] отличаются лишь количественно. Зона проводимости невырожденная и имеет минимумы в центре (точка Г, $k = (000)$) и на границах зоны Бриллюэна в точках X ($k = (200)$) и L ($k = (111)$). Наименьший минимум для всех пяти рассматриваемых материалов — Г-минимум. Ближайшим к нему является L-минимум, выше которого расположен X-минимум. Разности энергий в этих точках $E_L - E_G$ и $E_X - E_G$, измеренные при комнатной температуре [37], указаны в табл. 2. Валентная зона состоит из трех подзон, две из которых вырождены в точке $k = (000)$, а третья расположена ниже на энергию спин-орбитального взаимодействия Δ с максимумом в той же точке.

В табл. 2 приведены расчетные значения [52] эффективных масс m_{h11} , m_{h2} , m_{h3} в трех подзонах валентной зоны, вычисленные по этим данным эффективные массы плотности состояний $m_{h_i} = (m_{h_{i1}}^{3/2} + m_{h_{i2}}^{3/2})^{2/3}$, а также экспериментальные значения этой величины. Кроме этого, в табл. 2 приведены статическая диэлектрическая проницаемость ϵ_0 [53], показатель преломления n при $\hbar\omega = E_g$ [28], энергия ионизации доноров E_d и акцепторов E_a , теплопроводность κ и теплоемкость ρC при 77 К и α — линейный коэффициент теплового расширения (КТР) при комнатной температуре.

Энергии ионизации E_d , E_a вычислены согласно водородоподобной модели [59]. Теплоемкость единицы объема ρC вычислена по материалам работы Писбергена [60], которая содержит данные по теплоемкости грамм-моля при температурах от 12 до 273 К. Для теплопроводности κ приведены максимальные значения, полученные для нелегированных кристаллов.

Из табл. 2 видно, что для GaSb величина $E_L - E_G = 84$ мэВ мала и, значит, L-минимум должен отрицательно сказываться на пороговых характеристиках. Кроме того, Δ и E_g для GaSb и InAs очень близки. Поэтому в этих материалах существенное влияние на порог генерации и эффективность лазера могут оказывать оже-рекомбинация и поглощение с участием спин-орбитально отщепленной валентной зоны. Что касается коэффициента теплопроводности, который определяет тепловой режим ЛЭ, то он достаточно высок только для GaAs и существенно меньше в других материалах. КТР полупроводниковых соединений тоже является важным параметром при создании ЛЭ, так как он определяет механические нагрузки на полупроводниковую пластину при нагреве в процессе склейки с сапфиром и при охлаждении до температуры жидкого азота. Наилучшее согласие по КТР с сапфиром ($\alpha = 6,66 \cdot 10^{-6}$ град $^{-1}$ [61]) имеет GaSb, наихудшее InP.

Объемные монокристаллы InP, GaSb, InAs и InSb выращиваются методом Чохральского, а также методом направленной кристаллизации (методом Бриджмена). Соответствующая технология освоена промышленностью и обеспечивает возможность выращивания крупных кристаллов достаточно высокого качества. Диаметр слитков достигает 50—55 мм, а в случае InAs — 76 мм. Плотность дислокаций в нелегированных кристаллах InSb, InAs и GaSb не превышает 10^2 , 10^4 и 10^3 см $^{-2}$ соответственно, что намного меньше, чем в полупроводниковых соединениях A^{III}B^{VI}. К тому же, кроме нелегированных, выращиваются кристаллы, легированные донорами (Te, Sn, Ge, Si) и акцепторами (Zn, Mn).

Разработана также технология автоэпитаксии InAs и InSb. Морфология поверхности автоэпитаксиального слоя в ряде случаев (при малых толщинах) бывает достаточно совершенной, однако она не гарантирует все же возможности обойтись без дополнительной обработки поверхности при изготовлении оптического резонатора. Но это не является серьезным препятствием в использовании этих материалов при создании ЛЭ, так как для всех бинарных соединений A^{III}B^{VI} в настоящее время существует технология химико-механической полировки (ХМП), которая может быть применена при изготовлении

ЛЭ. Таким образом, имеются все необходимые предпосылки не только для лабораторных исследований ЛЭ из перечисленных выше бинарных соединений $A^{III}B^V$, но и для дальнейших работ по созданию ЛЭЛТ ИК-диапазона.

В настоящее время широким фронтом ведутся работы по созданию промышленной технологии выращивания эпитаксиальных слоев трех- и четырехкомпонентных твердых растворов и их применению для создания ряда приборов оптоэлектроники (в частности, гетеролазеров). Интерес к четырехкомпонентным твердым растворам обусловлен тем, что при определенном соотношении компонентов твердый раствор имеет нужную ширину запрещенной зоны и решетку, изопериодическую с одним из бинарных соединений $A^{III}B^V$. Поэтому появляется возможность выращивания бездефектных эпитаксиальных слоев и создания идеальных гетеропереходов. В ряде случаев достоинства таких изопериодических систем уже реализованы практически при создании эффективных инжекционных лазеров [62], и можно надеяться, что эпитаксиальные слои найдут широкое применение в ЛЭ.

Исходя из анализа литературных данных о лазерах с поперечной накачкой электронным пучком (см. разд. 1) и свойств полупроводниковых кристаллов с учетом достигнутого уровня технологии выращивания и обработки поверхности кристаллов в данной работе для создания и исследования ИК-лазеров с продольной накачкой электронным пучком выбраны следующие полупроводниковые материалы: GaSb, InAs, InSb, а также GaAs и твердые растворы $Ga_{1-x}Al_xAs_ySb_{1-y}$ и $Ga_{1-x}Al_xAs$.

3. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА ОСНОВЕ БИНАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ $A^{III}B^V$

3.1. Конструкция и технология изготовления ЛЭ. Методика эксперимента

В ЛЭ ИК-области можно использовать ту же конструкцию, что и в видимой области спектра [2, 63]. Оптический резонатор образует полупроводниковая плоскопараллельная пластина толщиной 20—30 мкм с отражающими покрытиями, одно из которых — глухое металлическое зеркало, а другое — многослойное диэлектрическое зеркало. В качестве металлического зеркала обычно используется напыленный слой серебра, а в качестве выходного — зеркало из чередующихся четвертьволновых слоев двух диэлектриков. Полупроводниковая пластина приклеена эпоксидным клеем толщиной ~ 10 мкм к сапфировому диску, толщина которого обычно ~ 10 мм.

При переходе в область длин волн 0,8—5 мкм лейкосапфир в качестве прозрачного холопровода удовлетворяет своему функциональному назначению полностью.

Коэффициент отражения большинства металлов возрастает с ростом длины волны. Поэтому никаких проблем с глухим зеркалом резонатора для ИК-области спектра не возникает. Коэффициенты отражения серебра, меди и алюминия в воздухе для длин волн 1—5 мкм находятся в диапазоне 97—99%.

Если известны параметры металла (коэффициент преломления и коэффициент экстинкции на данной длине волны), используемого в качестве глухого зеркала, а также коэффициент преломления полупроводникового соединения, используемого в качестве подложки для зеркала, то можно произвести точный расчет коэффициента отражения зеркала. Расчетный коэффициент отражения R_{Ag} от границы полупроводник—серебро для GaSb, InAs, InSb равен $\sim 97\%$. Следует, однако, иметь в виду, что значения коэффициента отражения и оптических констант напыленных слоев серебра и других металлов зависят от плотности и структуры слоя, а следовательно, от технологии напыления. Возможно, поэтому результаты разных авторов не совпадают [64—66].

В ИК-области возникают определенные трудности создания диэлектрических зеркал, поскольку при увеличении длины волны увеличивается толщина каждого слоя и, следовательно, растет поглощение и уменьшается механическая прочность зеркала. Причем это поглощение в диэлектрических слоях входит в потери резонатора и, значит, должно увеличивать порог генерации и уменьшать эффективность лазера.

Исходя из этих соображений в экспериментах использовались диэлектрические зеркала из четвертьволновых слоев следующих материалов:

Материал	λ , мкм
ZnS — Криолит	0,8—1,5
BaF ₂ — Sb ₂ S ₃	0,8—5,0
BaF ₂ — ZnS	0,8—5,0
SrF ₂ — ZnS	0,8—5,0
SiO ₂ — ZrO ₂	0,8—1,5

Следует, правда, отметить, что диэлектрические зеркала ZnS—криолит для интересующего нас диапазона длин волн не совсем подходят как по механической прочности, так и по поглощению. К тому же криолит не обладает химической стойкостью и растравливается при химико-механической обработке второй стороны ЛЭ.

Во всех случаях диэлектрические зеркала изготавливались методом термического распыления в вакууме. Контроль коэффициента отражения R диэлектрического зеркала осуществлялся по лейкосапфировой пластине, напылявшейся в том же процессе. Коэффициенты отражения зеркал на полупроводниковом кристалле и на контрольной пластине рассчитывались методом характеристических матриц [67]. Спектр пропускания диэлектрического зеркала на контрольной пластине измерялся на спектрометрах ИКС-29 и Hitachi EPS-3T.

Из перечисленных выше наилучшими представляются зеркала из SrF₂—ZnS, обеспечивающие достаточно высокие параметры ИК-лазеров с продольной накачкой электронным пучком, хотя, может быть, и можно найти лучший вариант (зеркала из тугоплавких окислов, например Al₂O₃—TiO₂, могут иметь более высокую механическую прочность и химическую стойкость). Главной проблемой при разработке технологии изготовления ЛЭ является обработка поверхности полупроводникового кристалла, обеспечивающая минимальную толщину нарушенного слоя (требование на уменьшение поверхностной безызлучательной рекомбинации в узкозонных материалах с большой длиной диффузии носителей заряда) и высокую чистоту поверхности (требование на качество оптического резонатора).

Использование методики химико-механической полировки для финишной обработки после резки и механической полировки полупроводниковых пластин существенно улучшило параметры ЛЭ.

Составы суспензий для ХМП зависели от обрабатываемого полупроводникового материала. Основой этих составов является мелкодисперсная двуокись кремния с добавлением перекиси водорода и нашатырного спирта (для GaSb), углекислого аммония или янтарной кислоты (для InAs), виннокислого аммония (для InSb).

Эксперименты проводились на разборных ЛЭЛТ [68] со следующими основными параметрами: энергия электронов 50, 75 и 100 кэВ; полный ток электронного пучка до 700 мкА; диаметр электронного пятна на ЛЭ 10—15 мкм; диапазон рабочих температур ЛЭ 25—300 К.

Для измерения параметров излучения использовались следующие фотоприемники: 1) германиевый фотодиод (область спектральной чувствительности 0,5—1,7 мкм); 2) фотодиод из InAs (1,7—3,6 мкм); 3) фотосопротивление из Ge, легированного Au (1,8—10 мкм); 4) фотоэлемент ФК-19 (0,4—1,0 мкм).

Инерционность всех фотоприемников не хуже 0,1 мкс. Для калибровки фотоприемников при измерении абсолютной мощности излучения использовались калориметрические приемники излучения ИМО-2Н и КИМ-1.

Дифференциальная эффективность лазера вычислялась по ватт-амперной характеристике. Ток электронного пучка в плоскости ЛЭ регистрировался с помощью плоского коллектора.

Спектры излучения лазеров регистрировались на дифракционных спектрометрах ИКС-29 и ДФС-12.

3.2. Эффективность генерации ЛЭ из арсенида галлия ($\lambda_r = 0,83 \div 0,9$ мкм)

Хотя данные о некоторых параметрах лазера из GaAs содержатся в ряде работ (см., например, [68, 69]), подробного исследования, посвященного GaAs-лазеру, не было. В частности, не рассматривался вопрос об эффективности лазера. Наибольшее значение КПД (2,7% при 300 К) приводится в работе [5]. В данном разделе излагаются результаты экспериментов, задачей которых было изучение возможности увеличения эффективности η_e .

С целью достижения высоких параметров ЛЭ изготавливались из слитков GaAs, выращенных методом Чохральского, двух типов: легированных теллуром — GaAs-1 и оловом GaAs-2. Концентрация электронов в материале при $T = 300$ К составляла $1,5 \cdot 10^{18}$ и $0,9 \cdot 10^{18}$ см⁻³, а подвижность 3200 и 3500 см²·В⁻¹·с⁻¹ соответственно. Подвижность достаточно высока для такого легирования, что свидетельствует о хорошем качестве материала. Выбранный уровень легирования примерно соответствует минимуму порога генерации в лазерах с поперечной накачкой [8] и максимуму квантового выхода люминесценции [70]. Существование оптимального уровня легирования объясняется следующими физическими соображениями. При постоянной скорости безызлучательной рекомбинации, как будет показано в разделе 4.2, пороговый ток должен монотонно падать с увеличением количества доноров. Но, с другой стороны, при приближении уровня легирования к пределу растворимости быстро возрастает количество дефектов, что приводит к уменьшению безызлучательного времени жизни, а следовательно, к росту порога генерации.

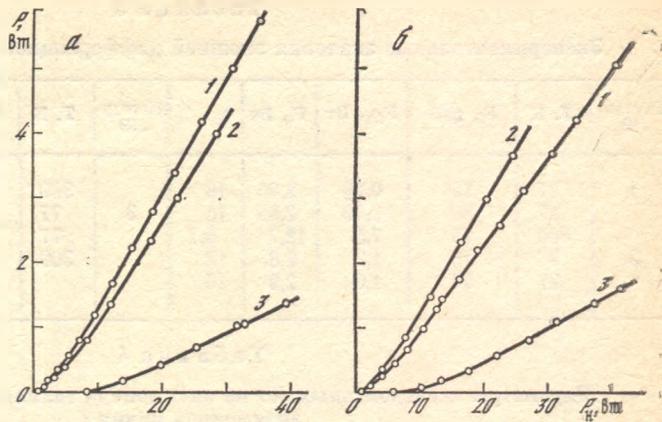
Было изготовлено несколько лазерных элементов с разной длиной L резонатора (от 15 до 30 мкм). Ниже приводятся данные для трех ЛЭ: ЛЭ № 1 изготовлен из слитка GaAs-1, длина резонатора $L = 25$ мкм; ЛЭ № 2 изготовлен из слитка GaAs-2, $L = 25$ мкм; ЛЭ № 3 изготовлен из слитка GaAs-2, $L = 16$ мкм.

При изготовлении ЛЭ использовалась химико-механическая полировка, которая ранее для этой цели не применялась. Она основана на технологии подготовки подложек GaAs для эпитаксии. Отличительной особенностью нашей технологии является использование золя SiO₂ (размер зерна порядка 10 нм) в качестве абразивного компонента и органических кислот в качестве химически активного компонента. При таком способе обработки поверхности толщина нарушенного слоя должна быть менее 0,1 мкм. Обе поверхности пластины GaAs во всех ЛЭ обрабатывались указанным способом. Достигнутый при этом уровень шероховатости поверхности, измеренный рефлектометрическим методом [71], характеризуется следующими цифрами: среднеквадратичная высота неровностей $\sigma = 1,5 \div 2$ нм, интервал корреляции (т. е. размер этих неровностей в плоскости пластины) $\tau \approx 1$ мкм.

Выходное зеркало резонатора состояло из девяти четвертьволновых слоев сульфида цинка и криолита. Расчетный коэффициент отражения $R = 0,92 \div 0,94$. Максимальное значение реализуется при толщине клея, кратной $\lambda/4$ падающего света, а минимальное — при толщине клея, кратной $\lambda/2$. Глухим зеркалом являлся слой серебра. На основе данных (коэффициента преломления и экстинкции серебра и коэффициента преломления GaAs) нами рассчитан коэффициент отражения R_{Ag} на поверхности GaAs—Ag. И так как литературные данные имеют разброс [64, 65, 72], то получилось $R_{Ag} = 97 \div 97,9\%$. Используя же данные наших эллипсометрических измерений, было получено $R_{Ag} = 97,4 \pm 0,3\%$.

Рис. 1. Зависимость P (P_n) в ЛЭ № 1 (а) № 3 (б) (GaAs)

1 — $T = 77$ К, $E_0 = 75$ кэВ;
2 — $T = 77$ К, $E_0 = 50$ кэВ;
3 — $T = 300$ К, $E_0 = 75$ кэВ



Измерения лазерных параметров проводились при температурах 77 и 300 К и энергиях электронов 50 и 75 кэВ.

На рис. 1 представлены характеристики эффективности (зависимости выходной мощности P от мощности накачки P_n) генерации ЛЭ № 1 и 3. При небольшом превышении порога генерации зависимость P (P_n) имеет нелинейный характер, а при больших уровнях накачки становится линейной: $P = \eta_e (P_n - P_0)$, где η_e — внешняя дифференциальная эффективность, а P_0 — параметр. Экспериментальные значения η_e , P_0 , а также пороговая мощность накачки P_{th} (мощность, при которой возникает генерация) приведены в табл. 3. Длина волны генерации при 77 и 300 К была 830 и 890 нм соответственно.

При 77 К максимальная η_e с учетом погрешностей измерений составляет $18 \pm 4\%$.

Внутренняя дифференциальная эффективность $\eta_i = dP/dP_i$, где $P_i = (E_0 - \delta E_1) I/e$ ($\delta E_1 I/e$ — мощность потока вторичных электронов). Для GaAs в интересующем нас диапазоне E_0 величина $\delta E_1 = 0,25 E_0$ [73, 74], поэтому $\eta_i = 4/3 \eta_e$. Как известно, для полупроводниковых лазеров с накачкой электронным пучком теоретический предел внутренней дифференциальной эффективности преобразования энергии накачки в генерируемое оптическое излучение составляет $5/14$ [75]. Если учесть потери энергии накачки на вторичную эмиссию электронов, то для внутренней дифференциальной эффективности получается предельное значение примерно 27%. Из экспериментальных данных получаются следующие величины: $\eta_i = 24 \pm 5\%$ и $22 \pm 4\%$ при $T = 77$ К, $E_0 = 75$ и 50 кэВ соответственно, $\eta_i = 7,1 \pm 1,5\%$ при $T = 300$ К и $E_0 = 75$ кэВ.

Из расчетов эффективности с учетом коэффициента поглощения в активной и пассивной частях резонатора следует, что такие значения η_i могут получиться только, если имеет место просветление пассивной части резонатора [76]. Действительно, при мощности излучения $P \approx 1$ Вт и диаметре излучающей области $d \approx 12$ мкм интенсивность поля в резонаторе достигает величины $\sim 10^7$ Вт/см². При такой интенсивности влияние просветления на нелинейность межзонного поглощения в пассивной части резонатора не только вполне естественно, но и представляется неизбежным.

Отметим еще одну особенность зависимости P (P_n) в ЛЭ № 3 (см. рис. 1, б): эффективность генерации при $E_0 = 75$ кэВ меньше, чем при $E_0 = 50$ кэВ (в отличие от ЛЭ № 1, рис. 1, а). Это можно объяснить, по-видимому, только тем, что при $L = 16$ мкм и $E_0 = 75$ кэВ пучок электронов частично проходит через полупроводниковый кристалл и не участвует в процессе накачки и, следовательно, снижается эффективность генерации, хотя из имеющихся данных по ионизационной кривой такого быть не должно.

Таким образом, нами достигнута достаточно высокая внешняя дифференциальная эффективность GaAs-лазера с продольной накачкой сканирующим

Таблица 3

Экспериментальные значения внешней дифференциальной эффективности

Номер ЛЭ	T, К	E ₀ , кэВ	P _{th} , Вт	P ₀ , Вт	η _e , %	Номер ЛЭ	T, К	E ₀ , кэВ	P _{th} , Вт	P ₀ , Вт	η _e , %
1	77	75	0,75	2,85	18	3	300	75	10,0	15,0	5,2
	77	50	0,60	2,85	16		77	75	0,60	3,1	14
	300	75	7,5	12,7	5,1		77	50	0,60	2,4	17
2	77	75	1,2	2,8	18	300	75	5,1	11,0	5,3	
	77	50	1,0	2,9	16						

Таблица 4

Параметры исследованных ЛЭ из антимонида галлия, арсенида индия и антимонида индия *

Номер ЛЭ	Легирующая примесь	Тип проводимости	n, p · 10 ⁻¹⁷ , см ⁻³	Обработка поверхности	Диэлектрическое зеркало			
					Число слоев	1-й слой	2-й слой	R, %

Антимонид галлия

Л17	н/л	p	1,2	МП+ПТ	6	Криолит	ZnS	92-94
Л18	Te	n	8	МП+ПТ	6	Криолит	ZnS	92-94
Л19	Ge	p	100	МП+ПТ	6	Криолит	ZnS	92-94
Л119	Te	n	4	МП+ПТ	9	ZnS	BaF ₂	88-91
Л20	Te	n	2,6	МП+ПТ	9	ZnS	BaF ₂	88-91
Л21	Te	n	10-20	ХМП+ПТ	9	ZnS	BaF ₂	88-91
Л22	н/л	p	1,3	ХМП+ПТ	9	ZnS	BaF ₂	88-91
Л23	н/л	p	1,3	ХМП+ПТ	9	ZnS	BaF ₂	88-91
Л24	Te	n	10-20	ХМП+ПТ	9	ZnS	BaF ₂	88-91
Л35	Te	n	10-20	ХМП	6	BaF ₂	Sb ₂ S ₃	94-95

Арсенид индия

Л16	н/л	n	0,22	ХМП	6	BaF ₂	ZnS	88-90
Л33	Sn	n	15,0	ХМП	9	ZnS	BaF ₂	88-90
Л34	Mn	p	0,23	ХМП	9	ZnS	BaF ₂	88-90
Л52	н/л	n	0,14	ХМП	6	SrF ₂	ZnS	88-91

Антимонид индия

Л42	н/л	n	0,0007	ХМП	6	SrF ₂	ZnS	89-91
Л44	Te	n	3	ХМП	6	SrF ₂	ZnS	89-91

* Условные обозначения: n, p — концентрации равновесных электронов и дырок соответственно; МП — механическая полировка; ПТ — полирующее травление; ХМП — химико-механическая полировка. Для лазера Л19 и Л20 была измерена величина μ (подвижность равновесных носителей заряда) — 5500 и 6400 см²·В⁻¹·с⁻¹ соответственно.

электронным пучком. Она всего лишь в 1,5 раза ниже теоретического предела и при 77 К равна 18%, а при 300 К падает до 5,2%. Такое высокое значение дифференциальной эффективности получено в основном за счет высокого качества обработки поверхности с помощью химико-механической полировки. Возможность дальнейшего улучшения параметров ЛЭ связана с более точным выбором уровня легирования и коэффициента отражения диэлектрического зеркала. Определенное увеличение эффективности может быть также достигнуто при увеличении R_{Ag} за счет использования подслоя с низким коэффициентом преломления.

3.3. ЛЭ из антимонида галлия (λ_г = 1,6 мкм)

Результаты первых экспериментов по GaSb были опубликованы в работе [77], в которой сообщалось, что в ЛЭ из GaSb внешняя дифференциальная эффективность составляла 3,3% при 77 К и была получена непрерывная ге-

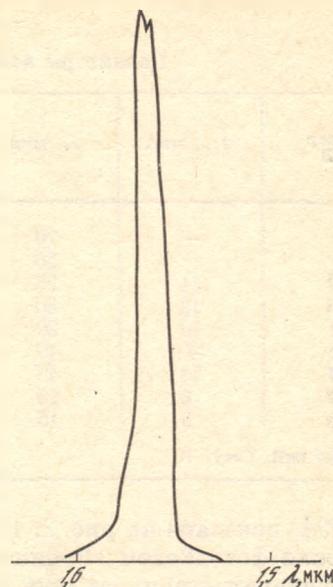
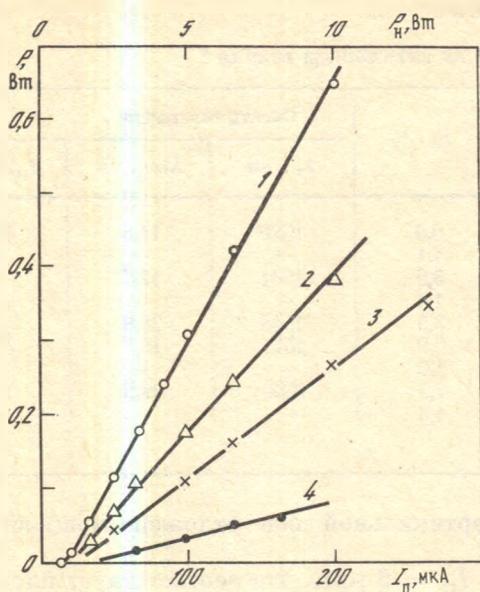


Рис. 2. Ватт-амперные характеристики лазеров Л24 (1), Л19 (2), Л20 (3), Л35 (4)

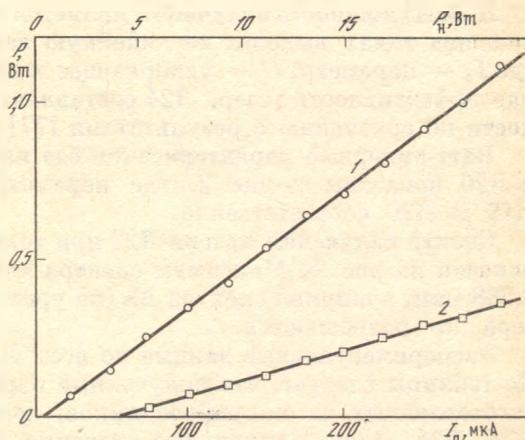
GaSb; $T = 77$ К; $E_0 = 50$ кэВ, диаметр электронного пучка $d_0 = 20 \div 40$ мкм

Рис. 3. Спектр генерации Л22

GaSb; $T = 77$ К; $E_0 = 50$ кэВ; $I_{\Pi} = 300$ мкА

Рис. 4. Ватт-амперная характеристика Л8

GaSb; $T = 77$ К (1) и 300 К (2); $E_0 = 75$ кэВ; $d_0 = 10 \div 15$ мкм



нерация в точке мощностью 5 мВт ($\eta_e = 1,3\%$). Это оказалось возможным из-за низкого порогового тока. Интересно отметить, что эти результаты получены с использованием пластин из того же антимонида галлия, из которого делались ЛЭ для данной работы, только при обработке не применялась химико-механическая полировка.

Параметры исследованных ЛЭ из антимонида галлия приведены в табл. 4. Для коэффициента отражения диэлектрического зеркала указаны расчетные максимальное и минимальное значения. Максимальное значение реализуется при толщине клея, кратной $\lambda/4$ падающего света, а минимальное — при толщине клея, кратной $\lambda/2$. В качестве глухого зеркала во всех случаях использовалось серебряное покрытие. Суммарная толщина кристалла и клея во всех случаях составляла 35—40 мкм.

В лазерном элементе Л9, изготовленном из кристалла, легированного германием, генерация ИК-излучения не была получена при токе электронного пучка I_{Π} до 800 мкА и энергии электронов 50 кэВ и до 300 мкА при 75 кэВ. В остальных ЛЭ была зарегистрирована генерация ИК-излучения и получены экспериментальные данные об основных характеристиках лазера, какими являются: порог генерации, зависимость мощности излучения от тока накачки (ватт-амперная характеристика, ВтАХ) и спектр излучения. ВтАХ

Таблица 5

Параметры лазеров из антимоонида галлия *

Номер ЛЭ	I_{th} , мкА	I_0 , мкА	η_e , %	Спектр генерации		
				λ_T , нм	$\Delta\lambda_{1/2}$, нм	$I_{п}$, мкА
Л7	—	70	0,9	1580	11,5	300
Л8	—	50	1,1	—	—	—
Л19	14	25	3,0	1561	12,7	50
Л20	12	30	1,1	—	—	—
Л21	10	20	3,5	1548	28,8	75
Л22	20	45	0,9	1571	10,5	300
Л23	18	48	1,0	—	—	—
Л24	6	15	7,5	1550	29,5	100
Л35	6	16	4,3	—	—	—

* $E_0=50$ кэВ, $T=77$ К.

ЛЭ Л24 показана на рис. 2. По вертикальной оси отложена мощность, измеренная фотодиодом «Рубин».

Генерация возникает при токе $I_{th} = 6$ мкА, что соответствует плотности тока $j_{th} = 0,5 \div 2,0$ А/см². На начальном участке характеристики ($I_{п} < 20$ мкА) мощность излучения является нелинейной функцией тока $I_{п}$, а при больших токах выходит на линейную зависимость вида $P = \eta_e (I_{п} - I_0) U$, где I_0 — параметр, U — ускоряющее напряжение. Внешняя дифференциальная эффективность лазера Л24 составляет 7,5%. Такое увеличение эффективности по сравнению с результатами [77] объясняется использованием ХМП.

Ватт-амперные характеристики без начального участка лазеров Л35, Л19 и Л20 показаны на рис. 2, где параметр I_0 равен 16, 25 и 30 мкА для Л35, Л19 и Л20 соответственно.

Спектр излучения лазера Л22 при токе электронного пучка $I_{п} = 300$ мкА показан на рис. 3. Максимум спектра излучения соответствует длине волны 1,568 мкм, а ширина спектра $\Delta\lambda$ (по уровню 0,5) равна 10,5 нм. Моды резонатора не разрешаются.

Экспериментальные данные по всем ЛЭ из GaSb представлены в табл. 5. Из таблицы следует, что полученные параметры лазера реализуются на ЛЭ, изготовленных из полупроводников, легированных примесью n -типа (Л19, Л21, Л24, Л35). Наименьшее значение порога генерации $I_{th} = 6$ мкА, что соответствует пороговой плотности тока $j_{th} = 0,5 \div 2,0$ А/см², достигается в лазерах Л24 и Л35. Наибольшее значение внешней дифференциальной эффективности 7,5% (Л24). Несколько меньшее значение $\eta_e = 4,3\%$ Л35 обусловлено, очевидно, большим значением коэффициента отражения выходного зеркала, что уменьшает функцию выхода резонатора.

В лазерах Л7 и Л8 при $E_0 = 75$ кэВ в узком пучке (10—15 мкм) наблюдалась генерация при 77 и 300 К.

Ватт-амперные характеристики лазера Л8 при температурах 77 и 300 К показаны на рис. 4. При указанных температурах ВтАХ имеют следующие параметры: $I_0 = 25$ и 56 мкА, $\eta_e = 4,9$ и 1,9% соответственно. Начальный участок ВтАХ на рис. 4 не показан.

Генерация в Л8 возникает при токе $I_{th} = 0,8$ и 40 мкА или же при пороговой плотности тока 0,5—1 и 20—40 А/см² при 77 и 300 К соответственно.

Для Л7 (нелегированный GaSb) параметры лазера существенно хуже: пороговый ток $I_{th} = 7$ и 80 мкА при 77 и 300 К соответственно, а дифференциальная эффективность $\eta_e = 1\%$ при 77 К.

Спектр генерации лазера Л8 показан на рис. 5. Как и в других случаях, спектр излучения сдвигается в длинноволновую сторону при увеличении мощности накачки и при $I_{п} = 20$ и 180 мкА имеет максимум интенсивности при $\lambda = 1,538$ и 1,553 мкм соответственно. На спектре хорошо разрешаются

моды резонатора, число которых увеличивается с ростом тока электронного пучка.

Из полученных результатов видно, что ЛЭ из нелегированного антимонида галлия работают существенно хуже, чем из легированного донорами. ЛЭ, изготовленные из GaSb, легированного акцепторами, вообще не работали. Наилучшие же параметры реализуются на материале с концентрацией равновесных электронов $n \approx (1 \div 2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Эти факты могут быть объяснены оже-рекомбинацией с участием отщепленной валентной зоны и поглощением с забросом дырок в эту зону. Из экспериментальных результатов также видно, что коэффициент отражения выходного зеркала должен быть $R \lesssim 90\%$.

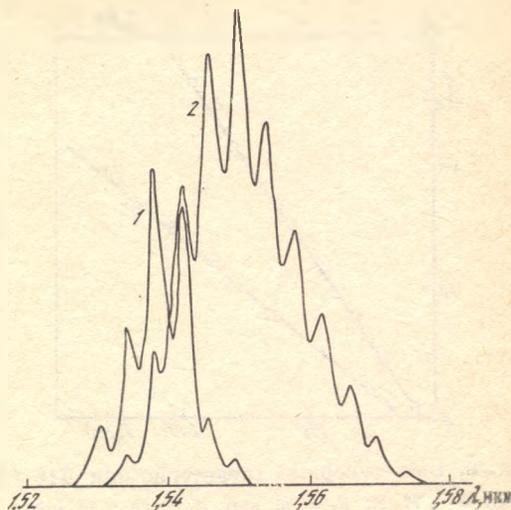


Рис. 5. Спектр генерации Л8

GaSb; $T = 77 \text{ К}$; $E_0 = 75 \text{ кэВ}$; $I_{\text{п}} = 40 \text{ мкА}$ (1) и 360 мкА (2); $d_0 = 10 \div 15 \text{ мкм}$

3.4. ЛЭ из арсенида индия ($\lambda_r = 3 \text{ мкм}$)

Лазерные элементы, изготовленные из арсенида индия, характеризуются параметрами, приведенными в табл. 4. Концентрация основных носителей заряда измерена при 77 К .

Суммарная толщина кристалла и клея была $35\text{—}40 \text{ мкм}$ для Л52 и $25\text{—}30 \text{ мкм}$ для всех остальных ЛЭ.

В Л34 при энергии электронов 50 кэВ и токе до 600 мкА генерации не наблюдалось.

Ватт-амперные характеристики лазеров Л16 и Л52 показаны на рис. 6. Генерация в этих ЛЭ возникает при $I_{\text{th}} = 10$ и 4 мкА , что соответствует пороговой плотности тока $j_{\text{th}} = 0,8 \div 3,2$ и $0,3 \div 1,2 \text{ А/см}^2$ соответственно.

Внешняя дифференциальная эффективность составляет $0,33\%$ для Л16 и $0,6\%$ для Л52. В Л33 мощность излучения и внешняя дифференциальная эффективность лазера в $5\text{—}6$ раз меньше, чем в Л16, хотя пороговый ток достаточно низкий ($I_{\text{th}} \approx 15 \text{ мкА}$).

Спектр генерации Л16 при двух значениях тока электронного пучка показан на рис. 7. При токе $I_{\text{п}} = 60 \text{ мкА}$ максимум интенсивности соответствует $\lambda_r = 3,02 \text{ мкм}$, а при $I_{\text{п}} = 260 \text{ мкА}$ — $\lambda_r = 3,05 \text{ мкм}$. При этом ширина спектра генерации $\Delta\lambda$ (по уровню $0,5$) составляет 50 и 75 нм соответственно.

Таким образом, из экспериментальных результатов следует, что наилучшие параметры достигаются на нелегированном арсениде индия, существенно хуже (по эффективности) на легированном донорами, а легированный акцепторами вообще не работал.

3.5. ЛЭ из антимонида индия ($\lambda_r = 5 \text{ мкм}$)

Данные о лазерных элементах, изготовленных из различных слитков антимонида индия, представлены также в табл. 4. Концентрация равновесных электронов n измерялась при $T = 77 \text{ К}$. Суммарная толщина кристалла и клея в обоих ЛЭ была $33\text{—}36 \text{ мкм}$.

Поскольку при температурах $T > 77 \text{ К}$ генерация не была получена, то были проведены исследования в диапазоне температур $25\text{—}77 \text{ К}$. В этих экспериментах зарегистрирована генерация в обоих ЛЭ.

Прежде всего необходимо отметить следующую особенность: максимальная мощность генерации (при фиксированном превышении порогового тока)

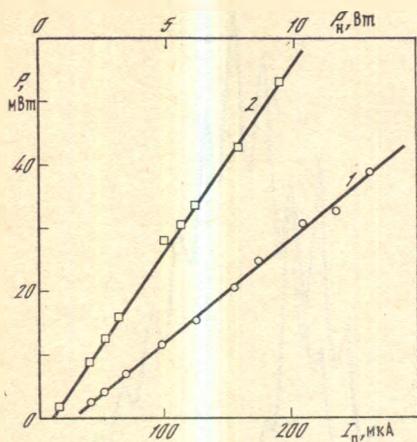


Рис. 6. Ватт-амперные характеристики Л16 (1) и Л52 (2)

InAs; $T = 77$ К; $E_0 = 50$ кэВ; $d_0 = 20 \div 40$ мкм

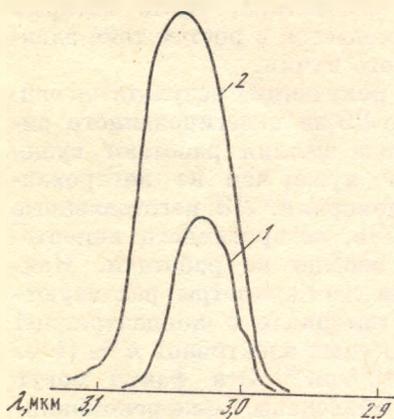


Рис. 7. Спектр генерации Л16

InAs; $T = 77$ К; $E_0 = 50$ кэВ; $d_0 = 20 \div 40$ мкм; $I_{II} = 120$ мкА (1) и 520 мкА (2)

и минимальный пороговый ток достигались не при минимальном диаметре электронного пучка, а при некоторой расфокусировке. Степень расфокусировки зависела от превышения порога генерации — увеличивалась с ростом тока электронного пучка. Поэтому при измерениях ВтАХ для каждого значения тока электронного пучка ток фокусировки подбирался по максимуму мощности излучения. Мощность излучения лазера в этих экспериментах измерялась фотоспротивлением «Свод» в произвольных единицах.

При температуре 25 К и энергии электронов 75 кэВ генерация в Л42 и Л44 возникала при токе $I_{th} = 3,5$ и 10 мкА соответственно. Специальные измерения диаметра электронного пучка при зарегистрированном в этих экспериментах токе фокусирующей системы позволяют оценить пороговую плотность тока: $j_{th} \approx 0,1$ А/см².

Ватт-амперные характеристики лазеров Л42 и Л44 показаны на рис. 8. Оценка абсолютных значений мощности и дифференциальной эффективности при энергии электронов $E_0 = 75$ кэВ дает следующие значения: максимальная мощность излучения лазера Л44 при $I_n = 250$ мкА $P = 0,6$ Вт; внешняя дифференциальная эффективность Л44 и Л42 — 3,5 и 1,5% соответственно.

Следует отметить, что пороговый ток лазера Л44 при энергии электронов $E_0 = 50$ кэВ примерно в 10 раз больше, а внешняя дифференциальная квантовая эффективность в 10 раз меньше, чем при $E_0 = 75$ кэВ.

Зависимость порогового тока и внешней дифференциальной эффективности лазера Л44 от температуры показана на рис. 9. Резкий рост порога генерации вблизи $T = 80$ К является весьма неожиданным результатом. При температуре 80 К $kT = 6,9$ мэВ. В зонной структуре антимонида индия не обнаружено каких-либо электронных состояний с такой разностью энергий. Скорость оже-рекомбинации в легированном антимониде индия пропорциональна квадрату концентрации неравновесных носителей заряда $(\delta n)^2$ и может иметь зависимость $\sim T^3$, но этого явно недостаточно для объяснения столь резкой зависимости $I_{th}(T)$. В настоящее время мы не можем предложить никакой разумной гипотезы для объяснения этого результата.

Что касается отмеченного выше факта о том, что минимальный пороговый ток достигается при некоторой расфокусировке электронного пучка, то для объяснения этого, по-видимому, достаточно учесть зависимость дифракционных потерь от длины волны λ и диаметра активной области d . Согласно [78] дифракционные потери δ за один проход между зеркалами резонатора

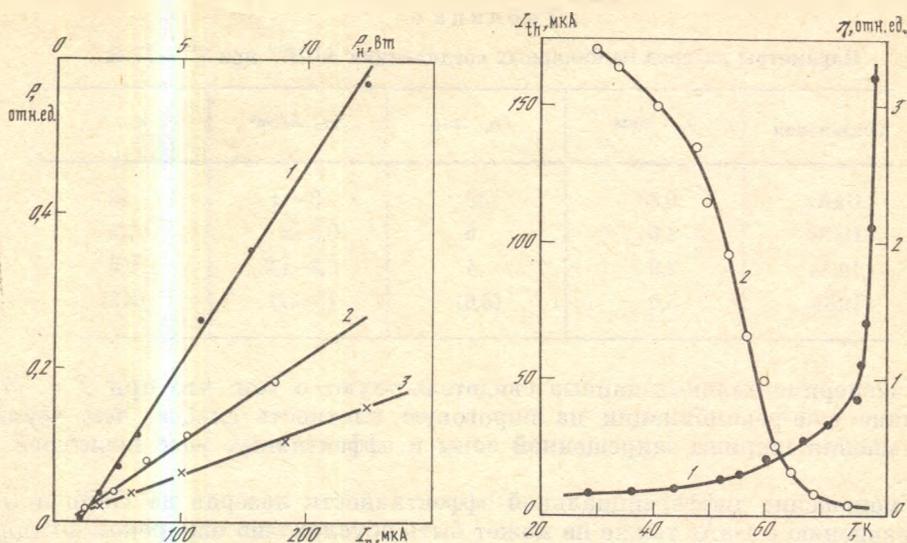


Рис. 8. Ватт-амперные характеристики ЛД42 и ЛД44 (InSb)

1 — ЛД44, $T = 30$ К, $E_0 = 75$ кэВ; 2 — ЛД42, $T = 27$ К, $E_0 = 75$ кэВ; 3 — ЛД42, $T = 25$ К, $E_0 = 50$ кэВ

Рис. 9. Зависимость порогового тока (1) и дифференциальной эффективности (2) лазера ЛД44 (InSb) от температуры при $E_0 = 75$ кэВ

определяются из соотношения

$$\delta = 1,4 [(L/d)(\lambda/d)]^{1,4}, \quad (1)$$

где L — длина резонатора.

Так как отношение λ/d для лазера на антимолиде индия много больше, чем для лазеров видимого диапазона, то, возможно, что при расфокусировке электронного пучка потери резонатора уменьшаются быстрее, чем коэффициент усиления. Так это или нет, может доказать количественный расчет, который, как мы считаем, является предметом отдельной работы.

3.6. Сравнительный анализ полученных результатов

Полученные экспериментальные данные о параметрах лазеров на четырех бинарных полупроводниковых соединениях GaAs, GaSb, InAs и InSb представлены в табл. 6. Данные для первых трех материалов получены на лучших образцах ЛЭ при температуре 77 К и энергии электронного пучка 50 кэВ. В скобках указаны ориентировочные значения для InSb, полученные при 30 К и 75 кэВ.

Из экспериментальных данных, представленных в разделах 3.2—3.5, можно заметить следующую закономерность: в последовательности GaAs, GaSb и InAs пороговый ток и дифференциальная эффективность лазеров монотонно уменьшаются (см. табл. 6). Данные по антимолиду индия не противоречат этой закономерности, если учесть, что они получены при более низкой температуре ($T = 30$ К) и порог генерации в антимолиде индия определяется, вероятно, не характером процессов рекомбинации, а дифракционными потерями резонатора.

В указанной последовательности кристаллов монотонно уменьшаются ширина запрещенной зоны и эффективные массы носителей заряда. Это должно приводить к уменьшению пороговой плотности тока электронного пучка. Но, с другой стороны, в этой же последовательности увеличивается вероятность безызлучательной оже-рекомбинации неравновесных носителей заряда, что должно приводить к росту пороговой плотности тока. Получен-

Таблица 6

Параметры лазеров на бинарных соединениях $A^{III}B^V$ при $T = 77$ К

Соединения	λ_T , мкм	I_{th} , мкА	j_{th} , А/см ²	η_e , %
GaAs	0,83	36	3-11	16
GaSb	1,6	6	0,5-2	7,5
InAs	3,0	4	0,3-1,2	0,6
InSb	5,0	(3,6)	(~0,1)	(3,5)

ные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что при $T = 77$ К влияние оже-рекомбинации на пороговую плотность слабее, чем влияние уменьшения ширины запрещенной зоны и эффективных масс носителей заряда.

Уменьшение дифференциальной эффективности лазеров на GaSb и InAs по сравнению с GaAs также не может быть обусловлено оже-рекомбинацией. Действительно, скорость оже-рекомбинации определяется концентрацией электронов и дырок, которая не растет при увеличении мощности накачки выше пороговой, и поэтому оже-рекомбинация не должна влиять на внешнюю дифференциальную эффективность лазера. По той же причине никакие другие каналы спонтанной рекомбинации, скорость которой определяется концентрацией неравновесных носителей заряда и не зависит от интенсивности поля в резонаторе, не могут влиять на внешнюю дифференциальную эффективность лазера. Поэтому причину уменьшения η_e в GaSb и InAs следует искать в процессах, зависящих от интенсивности поля в резонаторе. К таким процессам относятся, в частности, поглощение света в активной и пассивной частях резонатора.

Зависимость η_e от коэффициента поглощения света в резонаторе описывается функцией выхода [27]. Для того чтобы η_e уменьшилась на порядок по сравнению с теоретическим пределом, коэффициент поглощения должен иметь величину ~ 100 см⁻¹ (при этом порог генерации также должен увеличиться на порядок по сравнению с теоретическим пределом, но он, к сожалению, неизвестен). В InAs и GaSb коэффициенты поглощения такого порядка могут, по-видимому, дать переходы в отщепленную валентную зону. Поэтому эти переходы являются наиболее вероятной причиной низких значений η_e в InAs и GaSb.

В других полупроводниковых кристаллах (InSb и GaAs) на внешнюю дифференциальную эффективность лазера могут влиять поглощение на свободных носителях заряда в активной части резонатора и поглощение на межзонных переходах в пассивной части. Некоторые аргументы в пользу влияния поглощения в пассивной части резонатора можно найти среди экспериментальных данных. К ним относятся: уменьшение эффективности и увеличение порога генерации при увеличении толщины кристаллов; уменьшение η_e и увеличение I_{th} при увеличении температуры, хотя на последний факт могут влиять и другие причины.

Таким образом, основным путем увеличения эффективности генерации является устранение поглощения в резонаторе. Возможные способы уменьшения этого поглощения рассматриваются в следующем разделе.

4. ЛАЗЕРНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ИЗ ГЕТЕРОСТРУКТУР

4.1. ЛЭ из гетероструктур GaAlAsSb/GaSb

Главной причиной низкой по сравнению с теоретическим пределом эффективности являются оптические потери в пассивной (невозбужденной) части резонатора (как уже упоминалось, см. разд. 3.6) и в металлическом покрытии, являющемся глухим зеркалом резонатора, что при данной конструкции лазерного элемента практически неизбежно, так как для обеспечения механической прочности и долговечности ЛЭ толщина полупроводникового кристалла должна быть не менее 20—25 мкм [79], а глубина проникновения электронов с энергией 50—75 кэВ составляет 5—10 мкм.

Радикальным методом устранения поглощения света в пассивной части резонатора является использование гетероструктур с узкозонным активным

Таблица 7

Параметры лазеров на гетероструктурах GaAlAsSb/GaSb *

Номер ЛЭ	I_{th} , А/см ²	J_{th} , мкА	I_o , мкА	η_e , %	λ_T , мкм
Л47	2,2	1,3—2,8	40	5,2	1,43
Л49	2,4	1,4—3,1	20	9,0	1,55
Л50	6,4	3,6—8,1	22	3,9	1,55

* $T=77$ К, $E_0=75$ кэВ.

слоем и широкозонным, прозрачным для лазерного излучения пассивным. Использование гетероструктур открывает также другие возможности улучшения структуры резонатора и свойств лазера. Возможно, в частности, улучшение диаграммы направленности за счет селекции мод по поперечному индексу при увеличении длины резонатора, устранение поверхностной рекомбинации при использовании двусторонних гетероструктур и т. д.

Нами исследовались элементы, изготовленные из гетероструктур двух типов:

- 1) $Ga_{0,8}Al_{0,2}As_{y_2}Sb_{1-y_2}/Ga_{0,94}Al_{0,06}As_{y_1}Sb_{1-y_1}/GaSb$;
- 2) $Ga_{0,94}Al_{0,06}As_ySb_{1-y}/GaSb$.

В обоих случаях подложка — антимонид галлия, легированный теллуром с концентрацией электронов примерно 10^{17} см⁻³. Концентрация мышьяка в твердом растворе во всех случаях была примерно одинакова: $y_1 \approx y_2 \approx y \approx 0,005$.

Из гетероструктур первого типа были изготовлены и исследованы два лазера: Л49 и Л50. Суммарная толщина кристалла и клея в обоих случаях была 50 + 5 мкм и оптический резонатор содержал три слоя: 1-й — GaSb; 2-й — $Ga_{0,94}Al_{0,06}As_{0,005}Sb_{0,995}$; 3-й — $Ga_{0,8}Al_{0,2}As_{0,005}Sb_{0,995}$.

Активным слоем резонатора (который возбуждался электронным пучком) был слой GaSb. В Л49 толщина этого слоя была 5—15 мкм, а в Л50 примерно на 10 мкм больше. Пассивная часть состояла из второго слоя толщиной 14 мкм и остальная — из третьего слоя.

Из гетероструктуры второго типа изготовлен и исследован один лазер — Л47. В этом случае резонатор целиком состоял из твердого раствора $Ga_{0,94}Al_{0,06}As_{0,005}Sb_{0,995}$, легированного теллуром ($n \approx 10^{18}$ см⁻³). Суммарная толщина кристалла и клея была около 50 мкм.

Финишная обработка поверхности у всех трех ЛЭ — ХМП (такая же, как для GaSb). Диэлектрическое зеркало во всех случаях состояло из шести четвертьволновых слоев SrF₂ и ZnS (первый слой — SrF₂). Расчетный коэф.

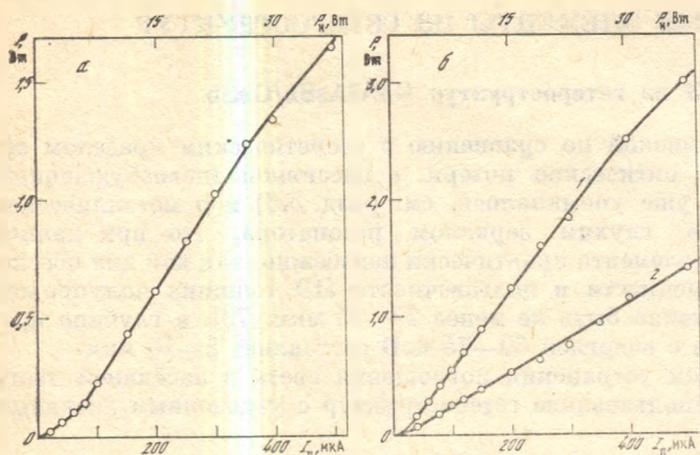


Рис. 10. Ватт-амперные характеристики Л47 (GaAlAsSb) (а) и Л49 (1) и Л50 (2) (GaSb/GaAlAsSb) (б)

$T = 77 \text{ K}$; $E_0 = 75 \text{ кэВ}$
 $d_a = 10 \div 15 \text{ мкм}$

коэффициент отражения в зависимости от толщины клея лежит в пределах от 90 до 92%. Второе зеркало резонатора — непрозрачный слой серебра.

Результаты исследования лазеров Л47, Л49 и Л50 при 77 К на установке с диаметром электронного пучка 10–15 мкм при энергии электронов 75 кэВ представлены на рис. 10 и в табл. 7. Наилучшие результаты получены для лазера Л49, в котором активным слоем является GaSb толщиной 5–15 мкм, а пассивным — более широкозонный слой GaAlAsSb. Порог генерации составил 2,4 мкА, внешняя дифференциальная эффективность $\eta_e = 9\%$, а внутренняя $\eta_i = 12\%$. В лазерном элементе Л50, в котором активный слой GaSb был на 10 мкм толще, параметры лазера хуже. Эти результаты подтверждают описанные выше соображения о роли поглощения в пассивной части резонатора.

При комнатной температуре получена генерация в Л49 и Л50. Порог генерации составлял 100 и 150 мкА соответственно. В Л47 генерации не наблюдалось вплоть до максимального тока 500 мкА.

Следует подчеркнуть, что уровень легирования активной зоны области Л49 и Л50 далек от оптимального и тем не менее в этих ЛЭ реализуются высокие параметры лазера. Следовательно, можно надеяться на дальнейшее улучшение параметров лазера при оптимальном уровне легирования.

4.2. Лазеры с варизонной структурой резонатора на основе GaAlAs

Использование гетероструктур с резкими гетерограницами должно, очевидно, существенно улучшать параметры лазера. Но на практике выигрыш пока мал или вообще отсутствует [5]. Это вызвано тем, что приходится встречаться с серьезными технологическими трудностями. Если не обрабатывать поверхность эпитаксиального слоя, то несложно изготовить ЛЭ, но параметры лазера получаются хуже, чем в ЛЭ из однородного полупроводника. Например, в работе [5] при исследовании трехслойной гетероструктуры GaAlAs/GaAs/GaAlAs с оптимальным составом и толщиной каждого слоя эффективность лазера при комнатной температуре оказалась не выше 2,7%. При жидкофазной и различных вариантах газофазной эпитаксии пока не удается получить требуемую для оптического резонатора зеркальность поверхности эпитаксиального слоя. Обработка же (ХМП) поверхности эпитаксиального слоя чрезвычайно усложняется тем, что, с одной стороны, расстояние от обрабатываемой поверхности до гетерограницы должно быть заданным с точностью около 1 мкм, так как оно определяет толщину активного слоя, а с другой — исходная гетероструктура имеет деформации и прогиб, значительно превышающие 1 мкм.

Технология изготовления ЛЭ значительно упрощается, если вместо гетероструктуры с резкой границей использовать варизонную структуру, в ко-

торой ширина запрещенной зоны E_g является монотонно возрастающей функцией координаты z (рис. 11). В этом случае поглощение в пассивной части резонатора убывает по мере удаления от активной области и может быть достаточно малым при соответствующем выборе $\text{grad } E_g$. По сравнению со структурами с резкими гетерограницами изготовление ЛЭ из варизонных гетероструктур, в которых нет резкой зависимости $\text{grad } E_g$ от координаты, значительно упрощается, так как, чтобы попасть в область нужного $\text{grad } E_g$, не требуется высокой точности съема в процессе ХМП поверхности эпитаксиального слоя.

Для того чтобы более детально выяснить характер зависимости параметров лазера с варизонной структурой резонатора от $\text{grad } E_g$ и n , рассмотрим следующую теоретическую модель такого лазера. Предположим, что ширина запрещенной зоны меняется по линейному закону вдоль оси резонатора

$$E_g(z) = E_g(0) + \text{grad } E_g z, \quad (2)$$

где $\text{grad } E_g = \text{const}$. Распределение неравновесных носителей заряда (ННЗ) определяется уравнением диффузии

$$D_b \delta n'' + \mu_b E \delta n' - \delta n / \tau - B \delta n (\delta n + N) = P_G(z), \quad (3)$$

где δn , N — концентрации неравновесных и равновесных носителей заряда, D_b , μ_b — коэффициенты биполярной диффузии и подвижности ННЗ, $E = -(1/e) \text{grad } E_g$ — величина эффективного электрического поля, определяемая градиентом ширины запрещенной зоны, $\delta n / \tau$ — скорость линейной безызлучательной рекомбинации, $P_G(z)$ — скорость генерации электрон-дырочных пар, B — коэффициент квадратичной рекомбинации.

Граничные условия для уравнения (3) записываются следующим образом:

$$D_b \delta n'(0) + \mu_b E \delta n(0) = V_{SR} \delta n(0), \quad (4)$$

$$\lim_{z \rightarrow \infty} (\delta n) = 0, \quad (5)$$

где V_{SR} — скорость безызлучательной рекомбинации.

Решение уравнения (3) с граничными условиями (4), (5) можно получить, например, методом пристрелки. Оно определяет распределение ННЗ $\delta n(z)$ вдоль оси резонатора.

Профиль накачки $P_G(z)$ можно аппроксимировать смещенной гауссианой [8]

$$P_G(z) = \frac{0,75jE_0}{3E_g e z_0} \exp \left[- \left(\frac{z-a}{b} \right)^2 \right], \quad (6)$$

где j и E_0 — плотность тока пучка и энергия электронов, z — глубина проникновения электронного пучка в полупроводниковый материал, e — заряд электрона, a и b — параметры, зависящие от энергии электронов и полупроводникового материала. В GaAs при $E_0 = 50$ кэВ и $T = 300$ К $z_0 = 5$ мкм, $a = 2,16$ мкм, $b = 3,51$ мкм [8], $\mu_b = 140$ см²·В⁻¹·с⁻¹, $D_b = 4$ см²/с, $B = 1,4 \cdot 10^{-10}$ см³/с, $t = 8$ нс [80].

Коэффициент оптического усиления за проход резонатора в полупроводниковом лазере с неоднородным возбуждением равен

$$G(\hbar\omega) = \int_0^L [g(\hbar\omega, \delta n(z)) - \alpha_e (\delta n(z) + N) - \alpha_p \delta n(z)] dz, \quad (7)$$

где α_e , α_p — сечения поглощения на свободных электронах и дырках (в GaAs $\alpha_e = 3 \cdot 10^{-18}$ см², $\alpha_p = 7 \cdot 10^{-18}$ см² [28]), $g(\hbar\omega, \delta n(z))$ — усиление в точке резонатора с координатой z при энергии фотона $\hbar\omega$, L — длина резонатора. Коэффициент оптического усиления g при заданной концентрации ННЗ δn мы вычисляли по методу, изложенному в [81].

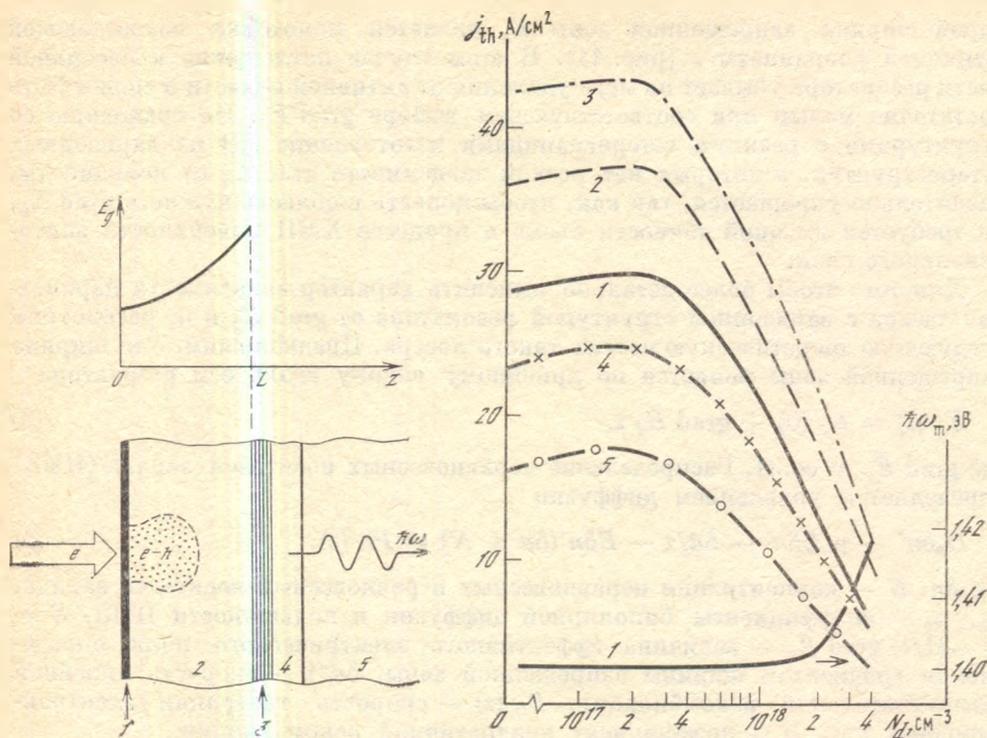


Рис. 11. Лазерный элемент с варизонной структурой резонатора

1 — глухое зеркало (Ag); 2 — варизонный полупроводниковый кристалл $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ (характер зависимости ширины запрещенной зоны E_g от координаты z показан в верхней части рисунка); 3 — выходное диэлектрическое зеркало; 4 — клей; 5 — сапфир. Символами e , $e-h$ и $\hbar\omega$ обозначены электронный пучок, возбужденная область кристалла и генерируемое лазерное излучение соответственно

Рис. 12. Зависимость пороговой плотности тока GaAs-лазера и энергии фотонов лазера от концентрации легирующей примеси для $L = 30$ мкм

1 — в отсутствие поглощения на свободных носителях и диффузии, $D_B = 0$; 2–5 — при учете поглощения на свободных носителях и $D_B = 4 \text{ см}^2/\text{с}$; $V_{SR} = 0$ (1, 2, 4, 5), ∞ (3); $\sqrt{R_1 R_2} = 0,9$ (1–3); 0,95 (4); 0,99 (5)

Пороговая плотность тока j_{th} и энергия фотонов в максимуме коэффициента усиления за проход $\hbar\omega_m$ определяется из соотношений (6), (7) и

$$dG(\hbar\omega_m)/d\hbar\omega = 0, \quad G(\hbar\omega_m) = \ln(1/\sqrt{R_1 R_2}). \quad (8)$$

На основании соотношений (6)–(8) мы исследовали влияние легирования активной области, параметров резонатора и варизонной структуры на пороговые характеристики полупроводниковых лазеров с продольной накачкой электронным пучком.

На рис. 12 представлена зависимость пороговой плотности тока от концентрации доноров для GaAs n -типа при длине резонатора $L = 30$ мкм. Сплошной кривой показана зависимость $j_{th}(N_d)$ в случае отсутствия диффузии и поверхностной рекомбинации. Снижение порогового тока при $N_d > 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ связано, во-первых, с ростом коэффициента оптического усиления (КОУ) при заданной концентрации ННЗ, а во-вторых, с эффектом Бурштейна–Мосса, который приводит к уменьшению поглощения на длине волны генерации. Зависимость $\hbar\omega_m$ от концентрации легирующей примеси показана на том же рисунке.

На рис. 13 представлен профиль усиления на длине волны генерации вдоль оси резонатора для $N_d = 0$ (кривая 1) и $N_d = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (кривая 2). Как поглощение на свободных носителях, так и поверхностная рекомбинация повышают пороговую плотность возбуждения. Суммарное действие этих

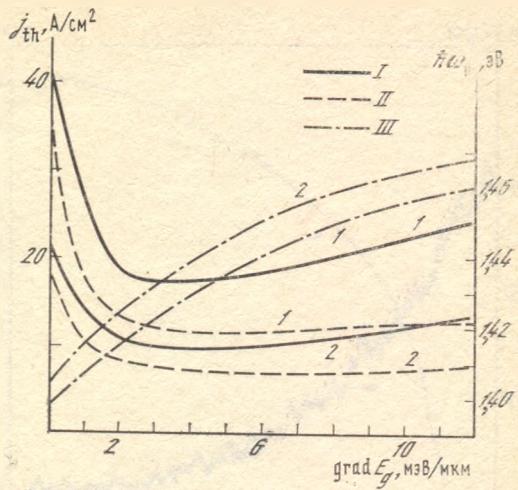
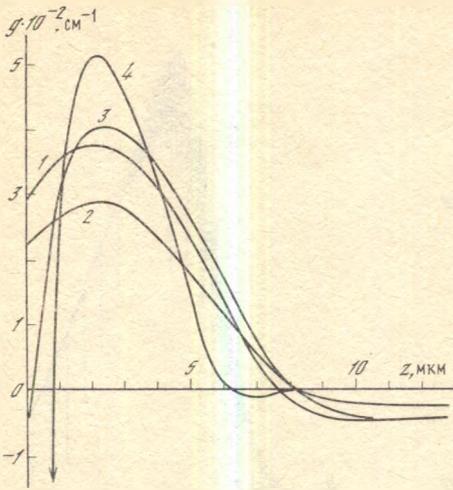


Рис. 13. Профиль КОУ на пороге генерации вдоль оси резонатора на длине волны генерации

$\text{grad } E_g = 0$ (кривые 1—3); 12 мВ/мкм (4); $N_d = 0$ (1, 3, 4); $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (2); $V_{SR} = 0$ (1, 2), ∞ (3, 4)

Рис. 14. Зависимость порога генерации (I, II) и энергии фотонов (III) от $\text{grad } E_g$

$V_{SR} = \infty$ (I); 0 (II); $N_d = 0$ (I); $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (2)

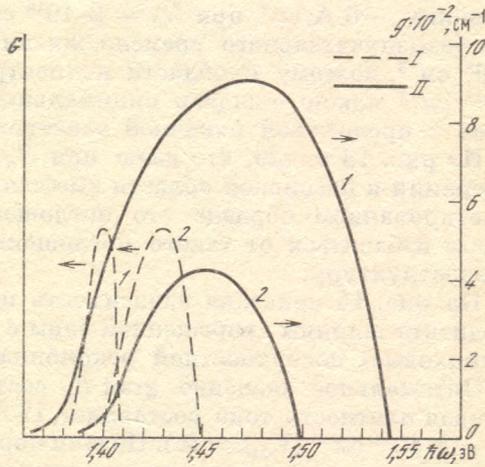
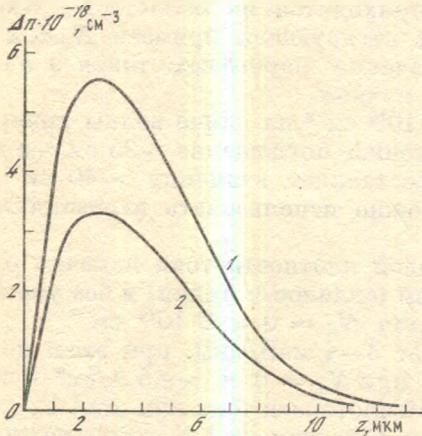


Рис. 15. Профиль концентрации НЭЗ на пороге генерации

$N_d = 0$; $V_{SR} = \infty$; $\text{grad } E_g = 0$ (1); 4 мВ/мкм (2)

Рис. 16. Спектр оптического усиления за проход резонатора (I) и локального КОУ (II) в точке максимальной концентрации НЭЗ ($z = 2,5 \text{ мкм}$, см. рис. 15)

$N_d = 0$; $\text{grad } E_g = 0$ (1); 4 мВ/мкм (2)

двух факторов приводит к возрастанию в $\sim 1,5$ раза порогового тока. Так, при $N_d = 0 \div 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ j_{th} возрастает от 30 до 45 А/см², а при $N_d = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ от 15 до 22 А/см² (ср. кривые 1—3 на рис. 12). Поверхностная рекомбинация приводит к резкому снижению концентрации НЭЗ вблизи возбуждаемой поверхности лазера и появлению поглощения в этой области (ср. кривые 1 и 3 на рис. 13). Уменьшение потерь резонатора ведет к существенному снижению пороговых токов. При переходе к глухим зеркалам ($\sqrt{R_1 R_2} = 0,99$) пороговый ток падает примерно в 2 раза (ср. кривые 2 и 5 на рис. 12) и в случае отсутствия поверхностной рекомбинации составляет

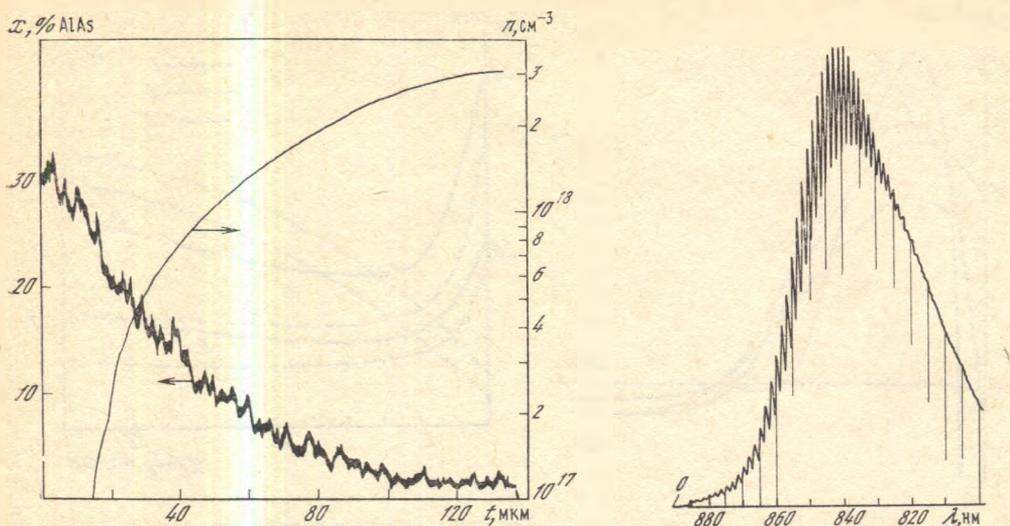


Рис. 17. Распределение состава x твердого раствора $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ и концентрации n равновесных электронов

z — расстояние от границы подложка — эпитаксиальный слой

Рис. 18. Спектр фотолюминесценции гетероструктуры Л106 при $T = 300$ К

величину ~ 6 А/см² при $N_d = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Обсуждаемое в [80] резкое падение безызлучательного времени жизни τ_{nr} приходится на область $N_d > 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³, поэтому в области концентрации легирующей примеси $N_d \approx 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ можно ожидать минимальные значения пороговых токов в лазерах с продольной накачкой электронным пучком.

Из рис. 13 видно, что даже при $N_d = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ на длине волны линии генерации в пассивной области имеется остаточное поглощение ~ 25 см⁻¹, а в нелегированном образце это поглощение составляет величину ~ 40 см⁻¹. Чтобы избавиться от такого поглощения, можно использовать варизонную гетероструктуру.

На рис. 14 показана зависимость пороговой плотности тока накачки от градиента ширины запрещенной зоны с учетом (сплошные линии) и без учета (штриховые) поверхностной рекомбинации для $N_d = 0$ и $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

Оптимальное значение $\text{grad } E_d$ составляет 3–4 мэВ/мкм, при этом пороговая плотность тока составляет 17 А/см² при $N_d = 0$ и $\sim 9,5$ А/см² при $N_d = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ ($V_{SR} = \infty$). Подъем пороговой плотности тока при $\text{grad } E_g > 4$ мэВ/мкм объясняется следующим образом. С ростом $\text{grad } E_g$ длина волны генерации смещается в коротковолновую сторону. При сильной поверхностной рекомбинации излучение лазера будет интенсивно поглощаться вблизи возбужденной границы лазера. При $N_d = 0$ и $\text{grad } E_g = 12$ мэВ/мкм поглощение на поверхности достигает величины $\sim 2 \cdot 10^3$ см⁻¹ (см. рис. 13, кривая 4). На рис. 15 приведены профили концентрации НЗ для однородного материала и лазера с оптимальным градиентом ширины запрещенной зоны ($\text{grad } E_g = 4$ мэВ/мкм) на пороге лазерной генерации.

На рис. 16 приведено для этих лазеров сравнение спектров усиления за проход (штриховые линии) и локального усиления в точке с максимальной концентрацией НЗ ($z = 2,5$ мкм). В однородном лазере (кривые 1) лазерная генерация идет на длинноволновом крыле линии локального усиления, где коэффициент локального усиления в 2 раза меньше максимального. В случае лазера с варизонной структурой спектр усиления за проход $G(\hbar\omega)$ уширяется в 2 раза (от 28 до 52 мэВ), а положение максимума спектра усиления за проход приближается к спектральному положению максимума локального усиления спектра. Уширение спектра за проход связано с тем, что усиление

$G(\hbar\omega)$ определяется интегралом по всей длине резонатора (7) и в этот интеграл вносят вклад участки с разными ширинами запрещенной зоны.

Следует отметить, что дрейф носителей во встроенном поле при рассмотренных градиентах ширины запрещенной зоны лишь незначительно влияет на пороговые характеристики лазеров. Основным фактором, влияющим на работу лазера в продольной геометрии, является поглощение в пассивной области, которое значительно уменьшается при использовании варизонной гетероструктуры в качестве активного элемента.

В экспериментах по исследованию лазера с варизонной структурой резонатора использовались варизонные структуры $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$, выращенные методом жидкофазной эпитаксии. Кроме основных компонентов твердого раствора, расплав содержал Te в качестве легирующей примеси. Структуры имели следующие параметры: диаметр 40—50 мм, толщина эпитаксиального слоя 100—140 мкм, прогиб не превышал 30 мкм. Характерное распределение состава твердого раствора и концентрации равновесных носителей заряда в эпитаксиальном слое в направлении нормали к поверхности показано на рис. 17. Зависимость состава твердого раствора от координаты снималась на микроанализаторе MS-46 Camesa. Отдельные точки уточнялись путем использования энергодисперсного рентгеновского микроанализа на установке LINK SYSTEM JSM-840. Распределение концентрации равновесных носителей заряда было получено $C - V$ -методом.

ЛЭ изготавливались следующим образом: сначала структура приклеивалась ростовой поверхностью к стеклу, при этом прогиб уменьшался до 10—15 мкм. Затем удалялась подложка, выводилась и полировалась плоскость, и обработка этой поверхности кончалась химико-механической полировкой. Часть ЛЭ была изготовлена с «косым шлифом». В этом случае после удаления подложки выводилась плоскость под углом к гетерогранице так, что разность толщин съема в крайних точках структуры составляла 30—50 мкм. Далее на обработанную поверхность напылялось диэлектрическое зеркало, приклеивался сапфир, наконец, сошлифовывалось стекло и обрабатывалась вторая, узкозонная сторона структуры, которая потом покрывалась слоем серебра. После завершения обработки толщина кристалла лежала в пределах 40—70 мкм. Исследования характеристик лазера проводились на установке с диаметром электронного пучка 12—15 мкм. В ЛЭ с «косым шлифом» величины E_g и $\text{grad } E_g$ в плоскости $z = 0$ непостоянны. В меньшей степени это имеет место и в ЛЭ без «косого» шлифа из-за остаточных деформаций и прогиба гетероструктуры. Поэтому все измерения выполнялись для нескольких фиксированных точек ЛЭ. Для этого развертка электронного пучка осуществлялась по одной строке. Частота развертки 50 Гц, скорость 1,4 мм/мкс при $E_0 = 75$ кэВ и 1,7 — при $E_0 = 50$ кэВ. Координата точки X на ЛЭ характеризовалась (и могла быть точно вычислена) временем задержки от начала развертки, а вторая координата Y определялась по величине постоянного тока в катушках отклоняющей системы. Контрольные измерения мощности лазера были выполнены при развертке электронного пучка в стандартный телевизионный растр. Мощность лазера в этих двух режимах развертки отличалась незначительно (на 10—20%). Для измерения длины волны генерации в заданной точке ЛЭ перед ним на пути электронного пучка помещалась щелевая диафрагма (шириной около 2 мм), так, чтобы направление строчной развертки было перпендикулярным к этой щели, а световой сигнал (соответствующий данной точке ЛЭ) имел определенную задержку от начала развертки.

Кроме лазерных характеристик, были выполнены измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур в плоскости $z = 0$ готовых ЛЭ. Для возбуждения ФЛ использовался He-Ne -лазер ($\lambda = 632,8$ нм) ЛГ-52-1 мощностью около 5 мВт. Луч лазера фокусировался на поверхности гетероструктуры, которая располагалась на двухкоординатном столике. Спектр ФЛ регистрировался при комнатной температуре по простейшей схеме с использованием механического прерывателя, монохроматора МДР-3, фотоумно-

Таблица 8
 Параметры ЛЭ на варизонных структурах $Ga_{1-x}Al_xAs$

Номер ЛЭ	Т, К	Лазерные параметры							
		λ_T , нм	R, %	P_{th} , Вт	P_0 , Вт	η_e , %	P_{th} , Вт	P_0 , Вт	η_e , %
				$E_0=75$ кэВ			$E_0=50$ кэВ		
Л100	77	748	83-87	1,8	4,7	12,5	1,15	3,6	13,4
	300	785	81-85	13	15	4,2	7,2	11	4,2
Л104	77	778-789	86-89	1,1	4,0	20,5	1,0	4,0	20,5
	300	838-850	80-84	5,3	11	13,9	4,5	10	8,8
Л106	77	801-804	85-89	1,5	3,7	20,7	1,3	3,7	20,0
Л7.02	77	816	83-87	0,9	2,8	13,6			
	300	873	86-90	7,8	13	6,1			
Л7.03	77	742	31-41	3,3	13	12	3,0	8,3	9,4
	300	771	68-69	10,8	18,2	6,5			
Л7.04	300	826	84-87	8,5	14,2	6,6			

Номер ЛЭ	Т, К	Фотолюминесценция					
		λ , нм	$\Delta\lambda$, мэВ	$E_g(0)$, эВ	$\alpha(0)$, %	$grad E_g$, эВ/см	$n \cdot 10^{-18}$, см ⁻³
Л100	77			1,570	11,7	68	
	300			1,580	12,5	77	
Л104	77	830	66	1,499	6	38	1,4
	300	845	68	1,472	3,8	29	1,5
Л106	77	854	84	1,452	2,3	19	2,6
Л7.02	77	866	63	1,437	1,0	4,6	1,2
	300	866	63	1,437	1,0	4,6	1,2
Л7.03	77	778	66	1,598	14	77	1,4
	300	778	66	1,598	14	77	1,4
Л7.04	300	828	61	1,502	6,2	35	1,1

жителя ФЭУ-62 и селективного нановольтметра UNIPAN-232 с синхронным детектором В9-2 и записью на самописец.

По измеренным в плоскости $z = 0$ ЛЭ величинам длины волны максимума спектра ФЛ и его полуширины вычислялись состав x твердого раствора, E_g , $grad E_g$ (с учетом распределения x , измеренного на микроанализаторе) и концентрация легирующей примеси. Как правило, эти измерения выполнялись в тех же точках плоскости $z = 0$ ЛЭ, в которых измерялись лазерные характеристики.

В качестве примера на рис. 18 показан спектр ФЛ гетероструктуры Л106. Характерной особенностью спектра варизонных структур являются моды резонатора (плоскопараллельная пластина является простейшим примером резонатора Фабри — Перо), представляющие собой периодические чередования максимумов и минимумов, которые вызваны интерференцией спонтанного излучения в резонаторе Фабри — Перо. В однородных полупроводниках, ширина запрещенной зоны которых не зависит от координаты, моды резонатора обычно не наблюдаются из-за большого поглощения в невозбужденной части резонатора, а в варизонных структурах это поглощение мало и они почти всегда наблюдаются. По измеренному расстоянию между модами резонатора можно вычислить толщину кристалла (длину резонатора L).

Были исследованы десять ЛЭ. Лазерные параметры измерялись в 5—10 точках каждого лазерного элемента. Часть экспериментальных результатов приведена в табл. 8.

Для каждого лазерного элемента в таблице приведены следующие сведения: температура T , при которой измерялись лазерные параметры; λ_T —

длина волны генерации; два значения коэффициента отражения R выходного зеркала (для разных толщин клея); пороговая мощность накачки P_{th} и параметры P_0 и η_e при энергии электронов 50 и 75 кэВ; длина волны максимума λ и полуширина $\Delta\lambda$ спектра ФЛ. В таблице также приведены ширина запрещенной зоны E_g и равновесная концентрация электронов n , которые вычислены по λ и $\Delta\lambda$ с использованием экспериментальных данных [70] о зависимости λ и $\Delta\lambda$ от концентрации легирующей примеси (Te) в GaAs. Состав $x(0)$ твердого раствора $Ga_{1-x}Al_xAs$ вычислялся по E_g согласно следующему соотношению (E_g в эВ) [28]: $E_g = 1,424 + 1,47x$. Градиент E_g найден по данным микроанализа $x(z)$ (см. рис. 17) в данной структуре и вычисленному ранее составу $x(0)$.

Из приведенных в табл. 8 результатов нетрудно увидеть, что порог генерации P_{th} и эффективность η_e зависят от $\text{grad } E_g$. Однако если использовать данные для всех ЛЭ (во всех точках ЛЭ), то построить графическую зависимость $\eta_e(\text{grad } E_g)$ и $P_{th}(\text{grad } E_g)$ не удается из-за большого разброса экспериментальных значений η_e и P_{th} . Основной причиной такого разброса является то, что η_e и P_{th} зависят не только от $\text{grad } E_g$, но и от концентрации равновесных носителей заряда N_d , определяемой уровнем легирования в активной части резонатора. Если бы пространственное распределение N_d в эпитаксиальном слое было однородным, то нетрудно было бы получить зависимость параметров лазера от $\text{grad } E_g$ при $N_d = \text{const}$ путем последовательного увеличения схода с узкозонной стороны структуры или в ЛЭ с «косым шлифом». В этом случае для построения зависимостей параметров лазера от $\text{grad } E_g$ и N_d хватило бы десяти гетероструктур, выращенных в десяти технологических режимах. В действительности же при удалении от гетерограницы $\text{grad } E_g$ уменьшается, а N_d увеличивается (см. рис. 17). Однако, используя дополнительные результаты теоретического анализа о зависимости лазерных параметров от $\text{grad } E_g$ и литературные данные [8] о зависимости этих параметров от уровня легирования, можно достаточно надежно указать довольно узкий диапазон оптимальных значений $\text{grad } E_g$ и N_d .

Наилучшие результаты по мощности и эффективности лазера получены при $\text{grad } E_g \simeq 3$ мэВ/мкм и $N_d \simeq 1,5 \cdot 10^{18}$ см⁻³ (Л104). В этом случае при комнатной температуре внешняя дифференциальная эффективность составляет 14%, а мощность лазера достигает 5 Вт при накачке $P_n = 48$ Вт. При 77 К эти величины возрастают до 21% и 9 Вт соответственно. Внутренняя дифференциальная эффективность при 77 К составляет 28% и отличается от теоретического предела в 36% [75] исключительно из-за потерь в глухом зеркале резонатора. Полученное при комнатной температуре значение эффективности лазера с варизонной структурой резонатора $\eta_e = 14\%$ значительно превышает рекордный результат для этой температуры ($\eta_e = 5,3\%$), достигнутый на GaAs, и находится на уровне лучших результатов, полученных при температуре 77 К ($\eta_e = 18\%$ для GaAs, $\eta_e = 7,7\%$ для CdS [82]).

Величина 3 мэВ/мкм совпадает с оптимальным значением $\text{grad } E_g$, которое следует из теоретического анализа (см. рис. 14). Концентрация равновесных носителей заряда N_d близка к оптимальному уровню легирования для GaAs [8]. Так как параметры зонной структуры GaAs и $Ga_{1-x}Al_xAs$ практически не отличаются при $x < 0,1$, то нет оснований предполагать, что оптимальный уровень легирования GaAlAs может существенно отличаться от GaAs. Это в определенной степени и подтверждают полученные в данной работе результаты.

Существенного уменьшения порога генерации в ЛЭ с варизонной структурой резонатора в экспериментах, выполненных в нашей работе, не наблюдалось, хотя из теоретического анализа следует, что оно должно быть значительным — примерно в 5 раз (по сравнению с GaAs, см. рис. 14). Можно предположить, что это обусловлено тем, что экспериментальные значения P_{th} в GaAs-лазере и лазере с варизонной структурой резонатора получены при разных значениях коэффициента отражения R_2 выходного зеркала и длины L резонатора. Но независимо от этих причин результат расчета позволяет

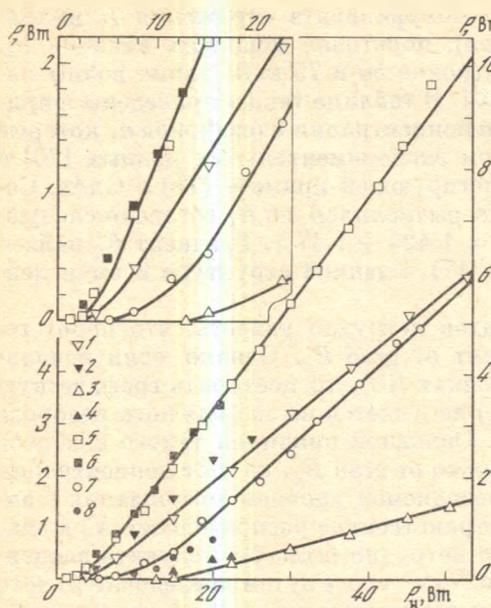


Рис. 19. Зависимость мощности P излучения лазеров Л100 (1—4) и Л104 (5—8) от мощности электронного пучка P_n

1—8: $E_0 = 75$ кэВ (1, 3, 5, 7) и 50 кэВ (2, 4, 6, 8); $T = 77$ К (1, 2, 5, 6) и 300 К (3, 4, 7, 8)

При температуре 77 К в Л104 зависимости $P(P_n)$ при 50 и 75 кэВ практически совпадают. Это означает, что поглощение в пассивной части резонатора мало и не влияет на эффективность лазера. Остается единственная причина отличия эффективности лазера при 77 и 300 К: поглощение на поверхности $z = 0$, обусловленное поверхностной рекомбинацией (см. рис. 13), и на границе между активной и пассивной частями резонатора, которые по какой-то причине полностью не насыщаются. Поэтому устранение поверхностной рекомбинации может привести не только к уменьшению порога генерации, но и к увеличению эффективности при комнатной температуре.

В ЛЭ с большим $\text{grad } E_g$ (6—7 мэВ/мкм и более) как при 77 К, так и при 300 К характеристика эффективности при 50 кэВ идет выше, чем при 75 кэВ. Эта особенность характеристик ЛЭ с варизонной структурой резонатора представляется вполне естественной, если учесть, что с ростом $\text{grad } E_g$, с одной стороны, уменьшаются потери в пассивной части резонатора (положительный эффект), а с другой — уменьшается перекрытие спектров усиления в крайних точках активной части резонатора (отрицательный эффект) (см. рис. 16). Отсюда следует, что оптимальный $\text{grad } E_g$ должен зависеть от температуры и энергии электронов. Из анализа экспериментальных данных и теоретического рассмотрения при энергии электронов 50—75 кэВ можно указать следующий интервал оптимальных значений $\text{grad } E_g$: 2—6 мэВ/мкм.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе выполнены экспериментальные исследования ЛЭ, предназначенных для ЛЭЛТ ИК-диапазона (0,8—5 мкм), и получены следующие основные результаты:

1. Несмотря на благоприятные условия для безызлучательной оже-рекомбинации неравновесных носителей заряда в GaSb, InAs и InSb пороговая плотность тока в ЛЭ из этих полупроводниковых соединений при низких температурах (77 К и ниже) оказывается ниже, чем в GaAs, и лежит в пределах

надеяться, что дальнейшие исследования в этом направлении дадут уменьшение порога генерации. Для комнатной температуры это достаточно актуальная задача, так как из-за больших значений P_{th} трудно реализовать большие превышения порога генерации в промышленных образцах ЛЭЛТ.

В лазерных элементах с однородным резонатором ($\text{grad } E_g = 0$) при $L > 20 \div 25$ мкм характеристика эффективности при $E_0 = 75$ кэВ всегда идет выше, чем при 50 кэВ, что обусловлено поглощением в пассивной части резонатора. Такая же ситуация имеет место в ЛЭ с варизонной структурой при $\text{grad } E_g < 5$ мэВ/мкм и 300 К (рис. 19, Л104). Это свидетельствует о том, что при этой температуре поглощение в пассивной части резонатора устраняется не полностью, хотя оно существенно меньше, так как реализуется большая эффективность лазера даже при большей длине резонатора (50—70 мкм).

0,5—2 А/см² для GaSb; 0,3—1,2 А/см² для InAs и ~0,1 А/см² для InSb при 25 К. Однако эффективность генерации в этих кристаллах существенно ниже, чем в GaAs, и уменьшается в последовательности GaAs → GaSb → InAs. Наиболее вероятной причиной низкой эффективности является поглощение, обусловленное переходами между подзонами валентной зоны.

В ЛЭ из InSb обнаружено чрезвычайно резкое возрастание порога при увеличении температуры в интервале от 60 до 77 К. Эта зависимость оказывается более резкой, чем T^3 , что можно было бы ожидать из-за оже-рекомбинации.

Длина волны в GaSb, InAs и InSb составляет 1,6; 3,05 и 5 мкм соответственно.

2. Внешняя дифференциальная эффективность генерации в ЛЭ из GaAs может составлять 18% при 77 К и 5,3% при 300 К. Эти результаты достигаются благодаря использованию химико-механической полировки при изготовлении ЛЭ, которая практически устраняет влияние нарушенного слоя на безызлучательную рекомбинацию неравновесных носителей заряда, что в свою очередь делает возможным просветление приповерхностных областей резонатора.

3. Дальнейшее увеличение эффективности генерации достигнуто при использовании гетероструктур из твердых растворов GaAlAsSb и GaAlAs. Рекордные значения эффективности (21% при 77 К и 14% при 300 К) были достигнуты в ЛЭ из варизонных структур GaAlAs с градиентом ширины запрещенной зоны $\approx 3 \div 4$ мэВ/мкм.

Из полученных результатов следует, что наилучшие перспективы создания высокоэффективных ЛЭЛТ ИК-диапазона связаны с использованием ЛЭ из гетероструктур. Необходимые предпосылки их практической реализации обеспечивает имеющаяся технология выращивания гетероструктур из твердых растворов полупроводниковых соединений A^{III}B^V.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность В. И. Биберину, А. Г. Брагинской, В. С. Векшиной, Д. В. Галченкову, Л. М. Долгинову, А. А. Егорову, В. В. Каратаеву, В. И. Козловскому, Г. П. Колчиной, Г. Е. Либо, А. Н. Пшеничной, П. В. Резникову, Я. К. Скасырскому, М. П. Чеботареву, О. В. Чернышевой, каждый из которых внес значительный вклад в выполнение той или иной части данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ильяшенко Т. А., Кацап В. Н., Корницкий Е. У. и др. Квантоскоп — лазерный ЭЛП для проекции на большой экран // Электрон. пром-сть. 1977. № 1. С. 44—45.
2. Григорьев В. И., Кацап В. Н., Куклев В. П. и др. О возможности применения квантоскопов — новых электронно-лучевых приборов на основе сканирующих полупроводниковых лазеров с электронным возбуждением для создания цветных проекционных телевизионных устройств с большим экраном // Квантовая электрон. 1980. Т. 7, № 3. С. 489—494.
3. Уласюк В. Н. Квантоскопы. М.: Радио и связь. 1988. 256 с.
4. Басов Н. Г., Богданкевич О. В., Гончаров В. А. и др. Полупроводниковый квантовый генератор на арсениде галлия с плоским резонатором // ДАН СССР. 1966. Т. 168, № 6. С. 1283—1286.
5. Levy U., Logan R. A., Niv Y. Laser cathode ray tube operation at room temperature // Appl. Phys. Lett. 1984. Vol. 45, N 5. P. 497—499.
6. Козловский В. И., Насибов А. С., Попов Ю. М., Резников П. В. Непрерывный GaAs-лазер с электронной накачкой // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, № 8. С. 463—467.
7. Hurwitz C. E., Keyes R. J. Electron-beam-pumped GaAs laser // Appl. Phys. Lett. 1964. Vol. 5, N 7. P. 139—141.
8. Лаврушин В. М. Исследование лазера на арсениде галлия с накачкой электронным пучком // Тр. ФИАН. 1972. Т. 59. С. 124—205.
9. Bogdankevich O. V., Borisov N. A., Krukova J. V., Lavrushin B. M. Temperature dependence of laser threshold current density and emission spectra in electron-beam-pumped gallium arsenide lasers // Phys. status solidi, 1968. Vol. 29, N 2. P. 715—723.
10. Benoit a la Guillaume C., Debever J. M. Effect laser dans l'antimoniure de gallium par bombardement electronique // C. r. Acad. sci. Paris. 1964. Vol. 259, N 4. P. 2200—2202.
11. Крюкова И. В., Петрушенко Ю. В. Спектральные и мощностные характеристики

- лазеров с электронным возбуждением на антимониде галлия // Квантовая электрон. 1976. Т. 3, № 10. С. 2205—2214.
12. *Benoit a la Guillaume C., Debever J. M.* Effect laser dans l'arseniure d'indium par bombardement electronique // Solid State Commun. 1964. Vol. 2, N 5. P. 145—147.
 13. *Крюкова И. В., Лескович В. И., Матвеев Е. В.* О механизме генерации лазерного излучения в эпитаксиальном InAs при электронном возбуждении // Квантовая электрон. 1979. Т. 6, № 7. С. 1401—1408.
 14. *Benoit a la Guillaume C., Debever J. M.* Effect laser dans l'antimoniure de indium par bombardement electronique // Radiative recombination in semiconductors. P.: Duncd, 1965. P. 11—13.
 15. *Долгинов Л. М., Дружинина Л. В., Красавина Е. М.* и др. Спонтанное и стимулированное излучение твердых растворов $Ga_xIn_{1-x}As$, $GaAs_xSb_{1-x}$ и $Ga_xIn_{1-x}As_{1-y}P_y$ // Квантовая электрон. 1976. Т. 3, № 11. С. 2490—2493.
 16. *Бондарь С. А., Борисов Н. А., Галченков Д. В.* и др. Полупроводниковый лазер с накачкой электронным пучком на основе многослойных гетероструктур $Ga_{1-x}In_xAs_{1-y}Sb_y$ // Квантовая электрон. 1976. Т. 3, № 2. С. 94—100.
 17. *Долгинов Л. М., Дружинина Л. В., Крюкова И. В.* и др. Эффективная генерация полупроводникового лазера на основе $Ga_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y}$ в спектральном диапазоне 1,8—2,4 мкм при комнатной температуре // Квантовая электрон. 1978. Т. 5, № 1. С. 126—128.
 18. *Долгинов Л. М., Корчагин Ю. Н., Крюкова И. В.* и др. Эффективный лазер с электронной накачкой в области 3,1—3,7 мкм на основе $InAs_{1-x-y}Sb_xP_y$ // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4, № 23, С. 1431—1438.
 19. *Борисов Н. А., Лаврушин Б. М., Лебедева Л. В., Стрельченко С. С.* Параметры лазера с электронной накачкой на арсениде галлия с двойным легированием // Квантовая электрон. 1974. Т. 1, № 11. С. 2399—2406.
 20. *Курбатов Л. Н., Дирочка А. И., Бритов А. Д.* и др. Стимулированное излучение моноселенида индия при электронном возбуждении // ФТП. 1971. Т. 5, № 3. С. 563—565.
 21. *Берковский Ф. М., Горюнова Н. А., Орлов В. М.* и др. Оптический квантовый генератор на $CdSnP_2$ с возбуждением электронным пучком // ФТП. 1968. Т. 2, № 8. С. 1218—1220.
 22. *Курбатов Л. Н., Дирочка А. И., Огородник А. Д.* и др. Рекомбинационное излучение In_2Se // ФТП. 1970. Т. 4, № 7. С. 1401—1403.
 23. *Курбатов Л. Н., Дирочка А. И., Сипицын Е. В.* и др. Люминесцентные свойства фосфидов кадмия и цинка // Квантовая электрон. 1976. Т. 3, № 2. С. 316—320.
 24. *Benoit a la Guillaume C., Debever J. M.* Emission spontanee et stimulee du tellure par bombardement electronique // Solid State Commun. 1965. Vol. 3, N 1. P. 19—20.
 25. *Курбатов Л. Н., Бритов А. Д., Мащенко В. Е., Мочалкин Н. Н.* Рекомбинационное излучение сульфида свинца // ФТП. 1967. Т. 1, № 7. С. 1108—1111.
 26. *Маделунг О.* Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. М.: Мир, 1967. 477 с.
 27. *Богданкевич О. В., Даранек С. А., Елисеев П. Г.* Полупроводниковые лазеры. М.: Наука, 1976. 415 с.
 28. *Кейси Х., Паниш М.* Лазеры на гетероструктурах. М.: Мир, 1981. Т. 1, 2.
 29. *Стрельченко С. С., Лебедев В. В.* Соединения A^3B^5 . М.: Металлургия, 1984. 144 с.
 30. *Гауриленко В. И., Грезов А. М., Корбутяк Д. В., Литовченко В. Г.* Оптические свойства полупроводников. Киев: Наук. думка, 1987. 607 с.
 31. *Родо М.* Полупроводниковые материалы. М.: Металлургия, 1971. 230 с.
 32. *Casey H. C., Trumbore F. A.* Single crystal electroluminescent materials // Mater. Sci. and Eng. 1970. Vol. 6, N 2. P. 69—109.
 33. *Wright G. B., Lax B.* Magnetoreflexion experiments in intermetallics // J. Appl. Phys. 1961. Vol. 32, N 10. P. 2113—2117.
 34. *Sell D. D., Casey H. C.* Optical absorption and photoluminescence studies of thin GaAs layers in $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$ double heterostructures // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45, N 2. P. 800—807.
 35. *Turner W. J., Reese W. E.* Absorption data of laser-type GaAs at 300 and 77 K // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 35, N 2. P. 350—352.
 36. *Auwerne D., Camassel J., Mathieu H., Joullie A.* Piezorefractive measurement on $Ga_xIn_{1-x}Sb$ alloys // J. Phys. Chem. Sol. 1974. Vol. 35, N 2. P. 133—140.
 37. *Stringfellow G. B.* Calculation of energy band gaps in quaternary 3/5 alloys // J. Electron. Mater. 1981. Vol. 10, N 5. P. 919—937.
 38. *Dixon J. R., Ellis J. M.* Optical properties of *n*-type indium arsenide in the fundamental absorption edge region // Phys. Rev. 1961. Vol. 123, N 5. P. 1560—1566.
 39. *Цидильковский И. М.* Зонная структура полупроводников. М.: Наука, 1978. 328 с.
 40. *Pollack F. H., Higginbotham C. W., Carbone M.* Band structure of GaAs, GaP, InP, AlSb: the $\bar{K} * \bar{p}$ method // J. Phys. Soc. Japan. 1966. Vol. 21. Suppl. P. 126—130. (Proc. Intern. Conf. on Physic of Semiconductors, Kyoto, 1966).
 41. *Rein M., Aggarwal R., Lax B.* Split-off valence band parameters for GaSb from stress-modulated magnetoreflexivity // Solid State Commun. 1970. Vol. 8, N 1. P. 35—39.
 42. *Pidgeon C., Groves S., Feinleib J.* Electrorreflectance study of interband magneto-optical

- transition in InAs and InSb at 1,5 K // *Solid State Commun.* 1967. Vol. 5, N 8. P. 677—680.
43. *Aggarwal R., Pidgeon C.* // Proc. 10th Intern. Conf. on semiconductors physics. Cambridge (Mass.), 1970.
 44. *Vrehan Q. H. F.* Interband magneto-optical absorption in gallium arsenide // *J. Phys. Chem. Sol.* 1968. Vol. 29, N 1. P. 129—141.
 45. *Palik E. D., Wallis R. F.* Infrared cyclotron resonance in *n*-type InAs and InP // *Phys. Rev.* 1961. Vol. 123, N 1. P. 131—134.
 46. *Mathieu H., Auvergne D., Merle P., Rustagi K. C.* Electronic energy levels in $Ga_{1-x}Al_xSb$ alloys // *Phys. Rev. B.* 1975. Vol. 12, N 12. P. 5846—5852.
 47. *Palik E. D., Stevenson J. R.* Infrared cyclotron resonance in *n*-type InAs // *Phys. Rev.* 1963. Vol. 130, N 4. P. 1344—1346.
 48. *Summers C., Dennis R., Wherret B.* et al. Resonant-polaron-coupling investigation by a study of linewidths, strength, and frequencies of cyclotron resonance and magnetic impurity absorption in InSb // *Phys. Rev.* 1968. Vol. 170, N 3. P. 755—762.
 49. *Leotin J., Barbaste R., Askenzy S.* et al. Hole mass measurement in *p*-type InP and GaP by submillimetre cyclotron resonance in pulsed magnetic fields // *Solid State Commun.* 1974. Vol. 15, N 4. P. 693—697.
 50. *Pidgeon C. R., Mitchell D. L., Brown R. N.* Interband magneto-absorption in InAs and InSb // *Phys. Rev.* 1967. Vol. 154, N 3. P. 737—742.
 51. *Pidgeon C. R., Brown R. N.* Interband magneto-absorption and Faraday rotation in InSb // *Phys. Rev.* 1966. Vol. 146, N 2. P. 575—583.
 52. *Кардона М.* Оптическое поглощение в области фундаментальной полосы // Оптические свойства полупроводников / Под ред. Р. Уиллардсона, А. Бира. М.: Мир, 1970. С. 136—165.
 53. *Хесс М.* Решеточное отражение // Оптические свойства полупроводников. М.: Мир, 1970. С. 13—27.
 54. *Maycock P. D.* Thermal conductivity of Si, Ge, 3—5 compounds and 3—5 alloys // *Solid-State Electron.* 1967. Vol. 10. P. 161—168.
 55. *Holland M. G.* Photon scattering in semiconductors from thermal conductivity studies // *Phys. Rev. A.* 1964. Vol. 134, N 2. P. 471—480.
 56. *Holland M. G.* Thermal conductivity // *Semiconductors and semimetals* / Ed. R. K. Willardson. N. Y.; L.: Acad. press, 1966. Vol. 2: Physics of 3—5 compounds. P. 3—31.
 57. *Sturge M. D.* Optical absorption of gallium arsenide between 0,6 and 2,75 eV // *Phys. Rev.* 1962. Vol. 127, N 3. P. 768—780.
 58. *Sell D. D.* Resolved free-exiton transition in the optical absorption spectrum of GaAs // *Phys. Rev. B.* 1972. Vol. 6, N 10. P. 3750—3753.
 59. *Анималу А.* Квантовая теория кристаллических твердых тел. М.: Мир, 1981. 574 с.
 60. *Piesbergen U.* Die durchschnittlichen atomwarme der A^{3B^5} -halbleiter AlSb, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb und die atomwarme des elements germanium zwischen 12 und 273 K // *Ztschr. Naturforsch. A.* 1963. Bd. 18, N 12. S. 141—147.
 61. *Воронкова Е. М., Грекушкинов Б. Н., Дистлер Г. И., Петров И. П.* Оптические материалы для инфракрасной техники. М.: Наука, 1965. 336 с.
 62. *Eliseev P. G.* Injection lasers in the 1,3—1,8 μm wavelength range // *Czeckosl. J. Phys. B.* 1984. Vol. 34. P. 437—468.
 63. *Козловский В. И., Насибов А. С., Печенов А. Н.* и др. Получение генерации в телевизионном режиме работы лазерной электронно-лучевой трубки при комнатной температуре // *Квантовая электрон.* 1977, Т. 4, № 10. С. 2246—2248.
 64. *Hollstein T., Kreibitz U., Leis F.* Optical properties of Cu and Ag in intermediate region between Drude and interband absorption // *Phys. status solidi b.* 1977. Vol. 82, N 2. P. 545—556.
 65. *Друмметер Л. Ф., Хаас Г.* Поглощение солнечного излучения и тепловое излучение напыленных покрытий // *Физика тонких пленок.* М.: Мир, 1967. Т. 2. С. 254—319.
 66. *Irani G. B., Huen T., Wooten F.* Optical constants of silver and gold in the visible and vacuum ultraviolet // *J. Opt. Soc. Amer.* 1971. Vol. 61, N 1. P. 128—129.
 67. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
 68. *Насибов А. С., Пануша В. П., Козловский В. И.* Электронно-лучевая трубка с лазерным экраном // *Квантовая электрон.* 1974. Т. 1, № 3. С. 534—541.
 69. *Насибов А. С., Козловский В. И., Пануша В. П.* Исследование характеристик электронно-лучевой трубки с лазерным экраном // *Радиотехника и электроника.* 1973. Т. 18, № 10. С. 2151—2157.
 70. *Cuzano D. A.* Radioactive recombination from GaAs directly excited by electron beam // *Solid State Commun.* 1964. Vol. 2, N 11. P. 353—357.
 71. *Обрадович К. А., Попов Ю. Н.* Рефлектометрический способ измерения шероховатости полированных металлических поверхностей // *Измерит. техника.* 1984. № 1. С. 16—20.
 72. *Albers H., Droog J. M. M., Bootsma G. A.* Elipsometric study of the effect of argon ion bombardment on the structure and reactivity of Ag (111) // *Surface Sci.* 1977. Vol. 64, N 1. P. 1—22.
 73. *Klein C. A.* Further remarks on electron beam pumping materials // *Appl. Opt.* 1966. Vol. 5, N 12. P. 1922—1924.
 74. *Neubert G., Roaschewski S.* Measurements of the back-scattering and absorption of

- 15—60 keV electron for transparent solid films at various angles of incidence // *J. Phys. D.* 1984. Vol. 17. P. 2439—2454.
75. Попов Ю. М. Методы получения состояний с отрицательной температурой в полупроводниках // *Тр. ФИАН.* 1965. Т. 21. С. 3—73.
76. Губарев А. А., Козловский В. И., Лаврушин Б. М. и др. Высокоэффективный полупроводниковый лазер с продольной накачкой электронным пучком // *Квантовая электрон.* 1987. Т. 14, № 1. С. 170—176.
77. Брагинская А. Г., Козловский В. И., Колчина Г. П. и др. Сканируемые и непрерывные лазеры на основе GaSb с продольной накачкой электронным пучком // *Квантовая электрон.* 1985. Т. 12, № 4. С. 845—848.
78. Фокс А., Ли Т. Резонансные типы колебаний в интерферометре квантового генератора // *Лазеры.* М.: Изд-во иностр. лит., 1963. С. 324—362.
79. Козловский В. И., Насибов А. С., Резников П. В. Характеристики лазерного экрана из CdS при 300 K // *Квантовая электрон.* 1981. Т. 8, № 11. С. 2493—2500.
80. Garbuzov D. Z. Quantum efficiency and radiative lifetimes in GaAs and GaAlAs // *Semiconductor optoelectronics: Proc. of 2nd Intern. school. Cetniewo, 1978. Warsawa, 1980.* P. 305—343.
81. Набиев Р. Ф., Попов Ю. М. Коэффициент оптического усиления в прямозонных полупроводниках // *Наст. изд.*
82. Козловский В. И., Насибов А. С., Решетов В. И. О возможности снижения ускоряющего напряжения в лазерных электронно-лучевых трубках // *Квантовая электрон.* 1978. Т. 5, № 12. С. 2624—2627.

УДК 621.378.35

В. И. КОЗЛОВСКИЙ, А. С. НАСИБОВ, П. В. РЕЗНИКОВ

СКАНИРУЕМЫЕ И НЕПРЕРЫВНЫЕ ЛАЗЕРЫ С ПРОДОЛЬНОЙ НАКАЧКОЙ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ НА ОСНОВЕ InP

В работах [1, 2] мы сообщали о реализации непрерывного лазера с накачкой электронным пучком на основе GaAs. На примере этого материала показано, что основные характеристики непрерывного лазера определяются теплопроводностью κ , внутренним квантовым выходом излучения η , длиной диффузии неосновных носителей L_D и коэффициентом поглощения излучения в пассивной области кристалла. В частности, показано, что максимальная мощность излучения лазера P_{\max} при прочих равных условиях должна значительно увеличиваться с увеличением теплопроводности материала.

В связи с этим фосфид индия, обладающий высокой теплопроводностью — наивысшей среди прямозонных полупроводников A^{III}B^V (ср. $\kappa_{\text{InP}} = 0,68 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$ и $\kappa_{\text{GaAs}} = 0,44 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$ при $T = 300 \text{ К}$ [3]) и высоким значением внутреннего квантового выхода излучения для объемных монокристаллов ($\eta \geq 0,8$ при $T = 300 \text{ К}$ для InP : Sn [4]), представляет значительный интерес как материал для активного элемента непрерывного лазера.

Следует отметить, что фосфид индия ранее не использовался и в импульсных лазерах с накачкой электронным пучком.

В данной работе приводятся характеристики лазеров на основе InP с продольной накачкой сканирующим и непрерывным «в точке» электронным пучком¹. Исследования проводились на установке, подробно описанной в [5]. Параметры электронного пучка были следующими: энергия электронов $E_0 = 30; 50$ и 75 кэВ , ток электронного пучка, измеренный танталовым токосъемником, $I_T = 0 \div 300 \text{ мкА}$, диаметр электронного пучка $d \simeq 15 \text{ мкм}$, скорость сканирования электронного пучка $v_{\text{ск}} = 2 \cdot 10^5 \text{ см/с}$. В работе использовались монокристаллы InP, выращенные методом Чохральского, n -типа с концентрацией $n = 3 \cdot 10^{16}; 7,1 \cdot 10^{16}$ и $3,63 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Активные элементы лазеров (лазерные экраны) приготавливались по методике, описанной в [6]. Коэффициент

Характеристики сканируемых лазеров

Номер ЛЭ	$n \cdot 10^{-16}, \text{ см}^{-3}$	$h, \text{ мкм}$	R_2	$I_{\text{пор. ск}}, \text{ мкА}$		$P_{\max}, \text{ Вт}$		$\lambda_{\text{г. пор}}, \text{ нм}$
				$T=80 \text{ К}$	300 К	80 К	300 К	
1	3	60	0,98	15	160	0,21	<0,1	889,0
2	7,1	40	0,98	12	150	0,49	<0,1	888,8
3	360	80	0,98	4	50	1,75	0,1	880,8
4	360	20	0,94	2,6	18	3,5	1	880,2

¹ Настоящая работа была доложена на Всесоюзной конференции по полупроводниковым лазерам, состоявшейся в Душанбе 1983 г.

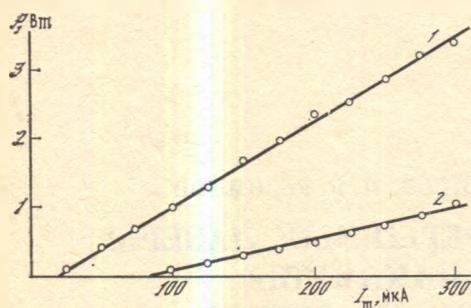


Рис. 1. Ватт-амперные характеристики сканируемого лазера на основе InP
1, 2 — $T = 80$ К (1) и 300 К (2); активный элемент № 4; $E_0 = 75$ кэВ; $d = 15$ мкм

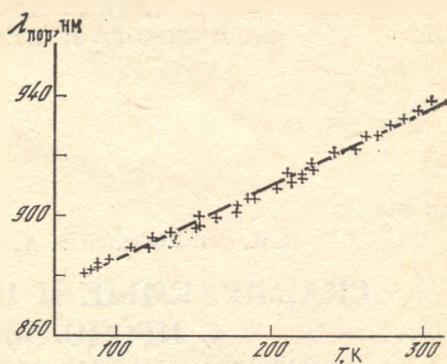


Рис. 2. Зависимость длины волны генерации на пороге $\lambda_{пор}$ от температуры кристалла InP
Образец № 4; $E_0 = 75$ кэВ; $d = 15$ мкм; сканирующий режим

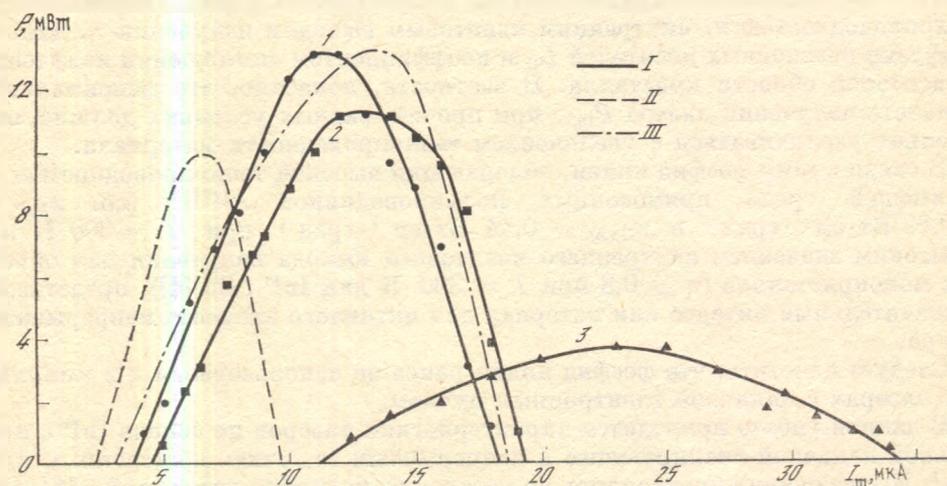


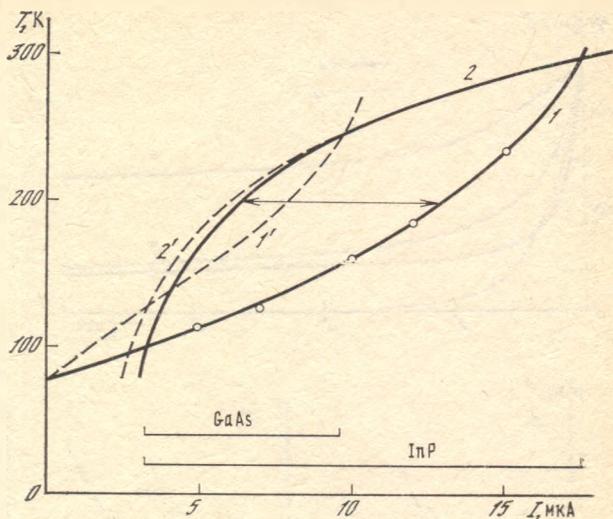
Рис. 3. Зависимость мощности генерации непрерывного лазера на основе InP (I) от тока электронного пучка при различных значениях E_0
1, 1—3: $E_0 = 75$ кэВ (1); 50 (2); 30 (3). II — для лазера на основе GaAs. III — расчетная зависимость для лазера на основе InP при $E_0 = 75$ кэВ

отражения R_1 глухого серебряного зеркала на длине волны генерации InP по данным [7] составлял 0,98. Толщина полупроводниковой пластинки h варьировалась в диапазоне 20—80 мкм, а коэффициент отражения выходного полупрозрачного зеркала исследуемых активных элементов $R_2 = 0,94 \div 0,98$. Мощность генерации измерялась кремниевым фотодиодом ФД-24К с нейтральными фильтрами.

Основные характеристики сканируемых лазеров при $E_0 = 75$ кэВ представлены в таблице. Здесь $I_{пор,ск}$ — усредненное по всему лазерному экрану (ЛЭ) значение тока электронного пучка, соответствующего плотности нитевидных каналов генерации $3 \cdot 10^3$ мм $^{-2}$, P_{max} — мощность генерации, соответствующая $I_T = 300$ мкА, $\lambda_{г.пор}$ — длина волны генерации на пороге генерации. Наиболее низкие пороги генерации получены при использовании InP с $n = 3,63 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, хотя относительные измерения η , выполненные по методике, описанной в [8], показывают, что у образца с $n = 7,1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ η выше, чем у образца с $n = 3,63 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, как при $T = 80$ К, так и при $T = 300$ К. Более высокое значение порогового тока у образца с $n = 7,1 \cdot 10^{16}$ обусловлено влиянием поглощения генерируемого излучения

Рис. 4. Зависимость температуры активной области T_a лазера на основе InP от тока электронного пучка I_T (1) и зависимость порогового тока $I_{пор}$ генерации в сканирующем режиме от температуры криостата T_0 (2)

$1'$, $2'$ — аналогичные зависимости для лазера на основе GaAs. Внизу указан диапазон тока электронного пучка, в котором возможен режим непрерывной генерации для GaAs и InP; $E_0 = 75$ кэВ



в пассивной невозбужденной области кристалла. Коэффициент поглощения на длине волны генерации у легированных образцов значительно ниже из-за сдвига края поглощения в коротковолновую сторону. На рис. 1 представлены ватт-амперные характеристики активного элемента № 4. Достигнутые значения дифференциальной эффективности генерации 12% и 4% соответственно для 80 и 300 К близки к значениям, полученным на активных элементах, изготовленных из лучших образцов CdS и GaAs. Изменение $\lambda_{с. пор}$ с температурой кристалла показано на рис. 2. При повышении температуры от 80 до 300 К длина волны генерации увеличивается линейно от 8802 до 9360 Å.

Режим непрерывной в точке генерации был получен при использовании активного элемента № 3. (У активного элемента № 4 малое h приводит к большому тепловому сопротивлению клеевой прослойки [2].) На рис. 3 приведены ватт-амперные характеристики активного элемента № 3 в непрерывном режиме при трех значениях $E_0 = 75; 50$ и 30 кэВ. Для сравнения на этом рисунке показана ватт-амперная характеристика непрерывного лазера на основе GaAs (штриховая), аналогичного по конструкции ($E_0 = 75$ кэВ). Из сравнения этих кривых видно, что значение тока, при котором происходит срыв генерации $I_{ср}$, у InP-лазера примерно в 2 раза больше, чем у лазера на основе GaAs. Это обусловлено более высоким значением коэффициента теплопроводности InP. На рис. 4 показана зависимость температуры активной области T_a от тока накачки в непрерывном режиме (кривая 1), а также зависимость от температуры криостата T_0 порогового тока в сканирующем режиме $I_{пор. ск}$ (кривая 2). Длина волны генерации в непрерывном режиме при изменении тока накачки изменялась от 8850 до 9250 Å при одновременной генерации не более трех продольных мод ($\Delta\lambda < 1$ нм); T_a определялась по положению линии генерации и зависимости длины волны генерации от температуры кристалла в сканирующем режиме, когда T_0 и T_a отличались всего на несколько градусов. Зависимость порогового тока генерации и длины волны генерации от температуры измерялись на ЛЭ с $h = 20$ мкм, чтобы можно было исключить влияние поглощения в пассивной области на эти величины и создать условия, близкие к условиям в непрерывном режиме, когда поглощение в пассивной области мало из-за перегрева активной области и сдвига длины волны генерации в область малого поглощения. Штриховой на рис. 4 показаны для сравнения аналогичные кривые для GaAs. Генерации в непрерывном режиме соответствует область значений T_a и I_T между пересечениями кривых 1 и 2. В нижней части рисунка показаны диапазоны токов накачки, при которых возможна генерация в непрерывном режиме для GaAs и InP. Из рис. 4 видно, что увеличение тока на-

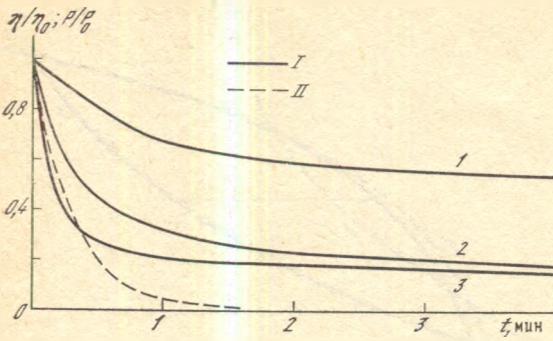


Рис. 5. Зависимость нормированных эффективности люминесценции (I) и мощности генерации (II) от времени при различных значениях тока электронного пучка

$I-3$: $I_T = 5$ мкА (1); 10 (2); 15 (3); $E_0 = 75$ кэВ; $d = 12$ мкм; $h = 80$ мкм

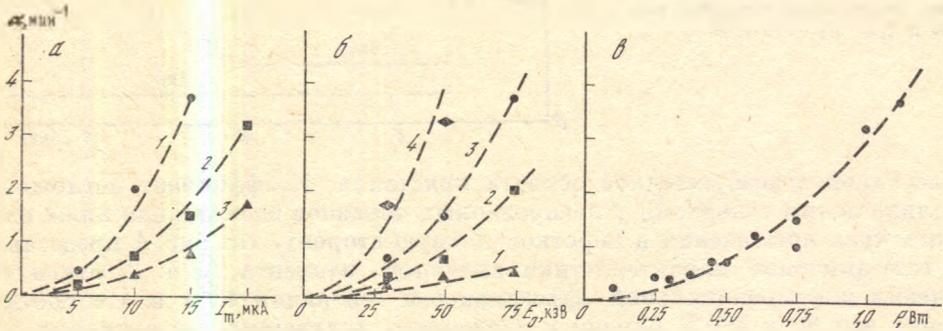


Рис. 6. Зависимость коэффициента α в выражении $e^{-\alpha t}$, которым аппроксимировался начальный участок зависимостей $\eta(t)$

a — от тока электронного пучка при различных значениях E_0 : 75 кэВ (1); 50 (2); 30 (3); b — от энергии электронного пучка при различных значениях I_T : 5 мкА (1); 10 (2); 15 (3); 20 (4); c — от мощности электронного пучка $P = I_T E_0$. Штриховыми показаны зависимости $\alpha = aI_T^2$, $\alpha = bE_0^2$, $\alpha = cP^2$, где a , b , c — постоянные коэффициенты

качки приводит к росту порогового тока, вызванному нагревом активной области. Максимальное превышение над порогом достигается при $I_T = 13 \div 14$ мкА. Точка пересечения горизонтальной прямой с кривой 2 соответствует значению порогового тока для тока накачки $I_T = 13$ мкА, а длина этого отрезка соответствует величине $I_T - I_{пор}$. Как известно, мощность лазера P пропорциональна $I_T - I_{пор}$ при условии постоянства η_g — дифференциальной эффективности генерации. На рис. 3 штрихпунктирной кривой показана ватт-амперная характеристика, рассчитанная по формуле $P = A(I_T - I_{пор})$, где $A = \eta_g E_0$. Соответствующие значения $(I_T - I_{пор})$ брались из рис. 4. Как видно из рисунка, в целом наблюдается хорошее соответствие с экспериментальными результатами. Причина меньших значений η_g для InP по сравнению с GaAs пока не выяснена.

Обнаружено, что мощность генерации в непрерывном режиме у ЛЭ из InP с $h = 80$ мкм падает с течением времени в отличие от ЛЭ из GaAs, где снижения мощности замечено не было. Исследования показали, что быстрая деградация лазерного излучения сопровождается снижением эффективности люминесценции в краевой полосе. На рис. 5 показана зависимость η в непрерывном режиме от времени при токе электронного пучка 5, 10 и 15 мкА. На начальном участке зависимость $\eta(t)$ близка к экспериментальной, далее скорость падения замедляется. Штриховой показано изменение мощности генерации в непрерывном режиме со временем при $I_T = 10$ мкА. Изменение η было примерно одинаковым у образцов InP, отличающихся концентрацией легирующей примеси на 2 порядка, и не зависит от способа обработки поверхности (химическая, химико-механическая или механическая полировка). На рис. 6 показаны зависимости коэффициента α в выражении

$e^{-\alpha t}$, которым аппроксимировался начальный участок изменения η с t , от параметров электронного пучка: от I_T при различных значениях E_0 ; от E_0 при различных значениях I_T ; от мощности электронного пучка $P = I_T E_0$. Штриховыми показаны зависимости $\alpha = aI_T^2$, $\alpha = bE_0^*$, $\alpha = cP^2$, где a , b и c — постоянные коэффициенты.

Окончательно механизм деградации в непрерывном режиме нами не выяснен. Предварительные исследования показывают, что наиболее вероятной причиной деградации может быть образование под действием электронного пучка собственных дефектов в подрешетке фосфора кристалла InP, образующих безызлучательные центры рекомбинации в активной области.

Таким образом, установлено, что фосфид индия может применяться в качестве активной среды полупроводниковых лазеров с накачкой электронным пучком. Применение высокодобротного резонатора, использование кристаллов с уровнем легирования, близким к оптимальному, применение острофокусированного электронного пучка и высокое значение теплопроводности InP позволили впервые на этом материале реализовать непрерывный лазер с накачкой электронным пучком. Для установления механизма деградации непрерывного InP-лазера необходимы дальнейшие исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козловский В. И., Насибов А. С., Попов Ю. М., Резников П. В. Непрерывный GaAs-лазер с электронной накачкой // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, № 8. С. 463—467.
2. Козловский В. И., Насибов А. С., Резников П. В. Исследование непрерывного режима генерации в лазере на основе GaAs с накачкой электронным пучком // Квантовая электрон. 1982. Т. 9, № 11. С. 2211—2216.
3. Баранский П. И., Клочков В. П., Потыкевич И. В. Полупроводниковая электроника: Справочник. Киев: Наук. думка, 1975. 704 с.
4. Гарбузов Д. З., Агеев В. В., Гореленок А. Т. Эффективная излучательная рекомбинация ($\eta_i \geq 80\%$, $T \approx 300$ К) и процессы переизлучения в объемных кристаллах n -InP // ФТП. 1982. Т. 16, № 9. С. 1538—1542.
5. Насибов А. С., Козловский В. И., Папуша В. П. Исследование характеристик электронно-лучевой трубки с лазерным экраном // Радиотехника и электроника. 1973. Т. 18, № 10. С. 2151—2157.
6. Козловский В. И., Насибов А. С., Печенов А. Н. и др. Лазерные экраны из монокристаллических слитков CdS, CdS_xSe_{1-x}, ZnSe // Квантовая электрон. 1977. Т. 4, № 2, С. 351—354.
7. Голанский С. Спектроскопия высокой разрешающей силы. М.: Изд-во иностр. лит., 1955. 402 с.
8. Нолле Э. Л., Маринко Г. И., Фазиллов А. Взаимодействие между экситонами и обусловленное им вынужденное излучение CdTe // Экситоны в полупроводниках. М.: Наука, 1971. 104 с.

УДК 621.378.35

В. И. КОЗЛОВСКИЙ, П. В. РЕЗНИКОВ, Я. К. СКАСЫРСКИЙ

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК НЕПРЕРЫВНЫХ ЛАЗЕРОВ С НАКАЧКОЙ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

1. ВВЕДЕНИЕ

Непрерывный режим генерации (НРГ) лазера с накачкой электронным пучком впервые был реализован в 1980 г. при продольном возбуждении GaAs [1, 2]. Затем НРГ был получен при использовании в качестве активной среды GaSb [3] и InP [4]. Достижение НРГ на этих соединениях обусловлено их высокой теплопроводностью λ и низкими значениями порогового тока $I_{\text{пор}}$. Оставались, однако, невыясненными предельные возможности этих материалов, а также возможность получения НРГ на новых материалах.

В данной работе предложена методика расчета основных характеристик непрерывных лазеров, позволяющая прогнозировать возможность реализации НРГ для различных полупроводниковых материалов в широком диапазоне температур криостата T_0 ($5 \leq T_0 \leq 300$ К). В расчете учитываются пороговые и тепловые характеристики материала в зависимости от T . Для анализа теплового режима рассмотрено два подхода. В первом с использованием некоторых физически оправданных упрощений уравнение теплопроводности решено аналитически. Это решение позволяет определить стационарную температуру активной области в широком диапазоне температур криостата для различных полупроводниковых материалов.

Второй подход, где используется численное решение уравнения теплопроводности, позволяет найти распределение температуры в активной среде, его изменение во времени, учесть влияние таких конструктивных параметров лазерного элемента (ЛЭ) [5], как толщина полупроводниковой пластины h и толщина клеевой прослойки $h_{\text{кл}}$.

2. УСЛОВИЯ РЕАЛИЗАЦИИ НЕПРЕРЫВНОГО РЕЖИМА ГЕНЕРАЦИИ

Особенностью непрерывного режима является значительный перегрев активной области. При токе электронного пучка, измеренном танталовым токосъемником $I_T \approx 6$ мкА, соответствующем максимальной мощности лазера на основе GaAs, разность температуры активной области T_a и температуры криостата T_0 превышает 100 К [2]. Увеличение температуры активной области повышает порог генерации. Для достижения НРГ необходимо, чтобы существовал такой ненулевой диапазон тока электронного пучка, в котором температура активной области была меньше температуры $T_{\text{пор}}$, зависимость которой от $I_{\text{пор}}$ является обратной зависимости порогового тока генерации от температуры, или, другими словами, пороговый ток при данной температуре был меньше тока, который вызывает нагрев активной области до этой температуры.

Определять выполнение этих условий и находить диапазоны тока электронного пучка и температуры активной области, в которых выполняются

Рис. 1. Зависимость температуры активной области T_a от тока электронного пучка I_T (1) и зависимость между температурой криостата T_0 и пороговым током в сканирующем режиме $I_{пор}$ (2)

$\Delta I_{ТНРГ}$ и $\Delta T_{аНРГ}$ — диапазоны тока электронного пучка и температуры активной области, в которых возможен НРГ

условия НРГ, удобно графически, как показано на рис. 1. Кривая 1 показывает зависимость температуры активной области T_a от тока электронного пучка (при $I_T = 0$, $T_a = T_0$), а кривая 2 — зависимость между температурой криостата и пороговым током в сканирующем режиме. Необходимым условием достижения НРГ является пересечение кривых 1 и 2. Причем точки пересечения кривых определяют диапазон токов электронного пучка, в котором возможен НРГ, $\Delta I_{ТНРГ}$ и диапазон температуры активной области $\Delta T_{аНРГ}$.

Размер по горизонтали между кривыми 1 и 2 внутри области пересечения определяет превышение порогового тока $I_T - I_{пор}$ для данного значения тока I_T (см. рис. 1). Предполагая, что коэффициент пропорциональности A в формуле для мощности генерации $P_T = A (I_T - I_{пор})$ слабо зависит от температуры, можно рассчитать форму ватт-амперной характеристики в непрерывном режиме.

Зависимость $I_{пор}(T_0)$ для конкретного полупроводникового материала может быть определена на ЛЭ с $h \leq 20$ мкм в сканирующем режиме, когда реализуются условия, близкие к условиям в непрерывном режиме, — в обоих случаях поглощение в пассивной области мало: в НРГ — из-за перегрева активной области и сдвига длины волны генерации в область малого поглощения, в сканирующем на тонком ЛЭ — из-за отсутствия пассивной области.

Для предварительных оценок эту зависимость можно аппроксимировать выражением [6]

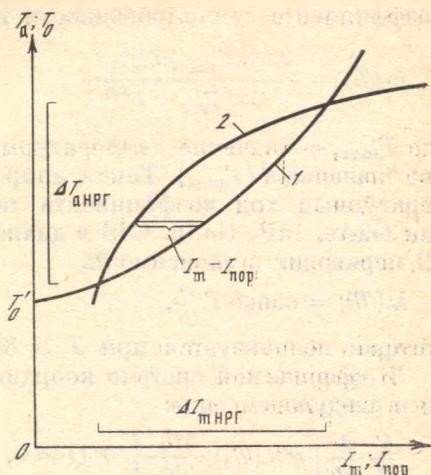
$$I_{пор}(T_0) = I_{пор}(80 \text{ К}) (T_0/80)^{3/2}. \quad (1)$$

Диапазон перестройки длины волны генерации λ_T в непрерывном режиме может быть определен из зависимости $\lambda_T(T_0)$, полученной в тех же условиях, что и зависимость $I_{пор}(T_0)$. Для этого нужно в зависимость $\lambda_T(T_0)$ подставить крайние точки диапазона $\Delta T_{аНРГ}$.

Зависимость температуры активной области от тока электронного пучка (кривая 1) может быть определена двумя способами, которые рассмотрены в разделах 3 и 4.

3. АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Аналитическое решение уравнения теплопроводности целесообразно использовать для оценок температурных приращений, возникающих в центре области возбуждения непрерывного лазера. Перепады температуры в сапфировом хладопроводе и клеевой прослойке для упрощения расчетов в этом случае не рассматриваются. Эти допущения оправданы тем, что теплопроводность сапфира намного превосходит теплопроводность полупроводника, а, выбирая $h > 60$ мкм, можно сделать перепад температуры в клеевой прослойке довольно малым. Для аппроксимации температурной зависимости



коэффициента теплопроводности использовалась формула

$$\lambda(T) = \frac{2,5\lambda(T_{\max})T_{\max}^{1,5}T}{1,5T_{\max}^{2,5} + T^{2,5}}, \quad (2)$$

где T_{\max} — значение температуры, при которой $\lambda(T)$ принимает максимальное значение $\lambda(T_{\max})$. Такая аппроксимация с точностью 10% описывает температурный ход коэффициента теплопроводности таких полупроводников, как GaAs, InP, GaSb, CdS в диапазоне $5 \leq T \leq 300$ К [7]. При $T > 3T_{\max}$ (2) переходит в зависимость

$$\lambda(T) = \text{const } T^{-3/2}, \quad (3)$$

которая используется при $T \geq 80$ К.

В сферической системе координат уравнение теплопроводности запишется в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \lambda(T_1) \frac{\partial T_1}{\partial r} \right] + Q &= 0, \quad r \leq r_0, \\ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \lambda(T_2) \frac{\partial T_2}{\partial r} \right] &= 0, \quad r_0 \leq r \leq R_0, \end{aligned} \quad (4)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \lambda(T_1) \frac{\partial T_1}{\partial r} \Big|_{r=0} &= 0, \quad \lambda(T_1) \frac{\partial T_1}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = \lambda(T_2) \frac{\partial T_2}{\partial r} \Big|_{r=r_0}, \\ T_1 \Big|_{r=r_0} &= T_2 \Big|_{r=r_0}, \quad T_2 \Big|_{r=R_0} = T_0, \end{aligned} \quad (5)$$

где $Q = 3/2 E_0 I_0 k / \beta \pi^2 r_0^3$, E_0 — энергия электронов, k — эффективность вклада энергии электронного пучка в кристалл, для исследуемых в данной работе кристаллов составляет приблизительно 0,75, β — коэффициент вторичной эмиссии (для тантала $\beta = 0,5$), r_0 — радиус электронного пучка, R_0 — расстояние от центра активной области на поверхности полупроводника до холодильника с температурой T_0 (сапфирового хладопровода).

Интегрируя уравнения (4) и используя граничные условия (5), получим

$$\begin{aligned} \int_{T_0}^{T_1} \lambda(T) dT &= \frac{Q}{6} (r_0^2 - r^2) + \frac{Q}{3} r_0^3 \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{R_0} \right), \quad r \leq r_0, \\ \int_{T_0}^{T_2} \lambda(T) dT &= \frac{Q}{3} r_0^3 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R_0} \right), \quad r_0 \leq r \leq R_0. \end{aligned} \quad (6)$$

При $R_0 > 10r_0$ решение уравнения (4) не зависит от R_0 . Это подтверждает возможность выбора сферической системы координат. Для нахождения температуры в центре активной области T_a в уравнении (6) возьмем $r = 0$:

$$\int_{T_0}^{T_a} \lambda(T) dT = \frac{Qr_0^2}{2}. \quad (7)$$

Подставляя в (7) выражение (2) с численными коэффициентами для GaAs, получим

$$\int_{T_0}^{T_a} \frac{T}{1 + T^{5/2}/2683} dT = \frac{Qr_0^2}{2}. \quad (8)$$

Произведя замену переменных $T^{1/2}/4,85$ и раскладывая подынтегральное выражение на сумму рациональных дробей, интеграл в левой части уравнения можно представить в виде аналитической функции $F(T_0, T_a)$:

$$F(T_0, T_a) = Qr_0^2/2. \quad (9)$$

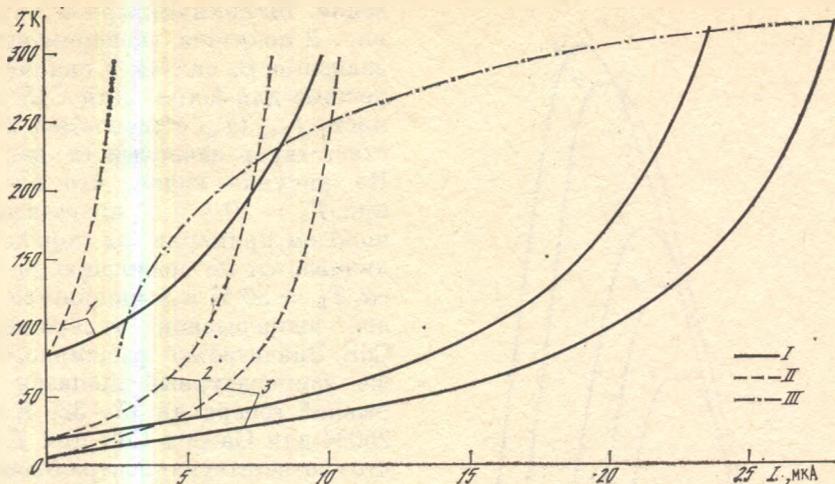


Рис. 2. Зависимость температуры активной области T_a от тока электронного пучка I_T , рассчитанная для GaAs (I) и CdS (II) при различных значениях температуры кристалла T_0 . 1—3: $T_0 = 80$ К (1); 20 (2); 5 (3). III — зависимость порогового тока $I_{пор}$ от температуры кристалла T_0 .

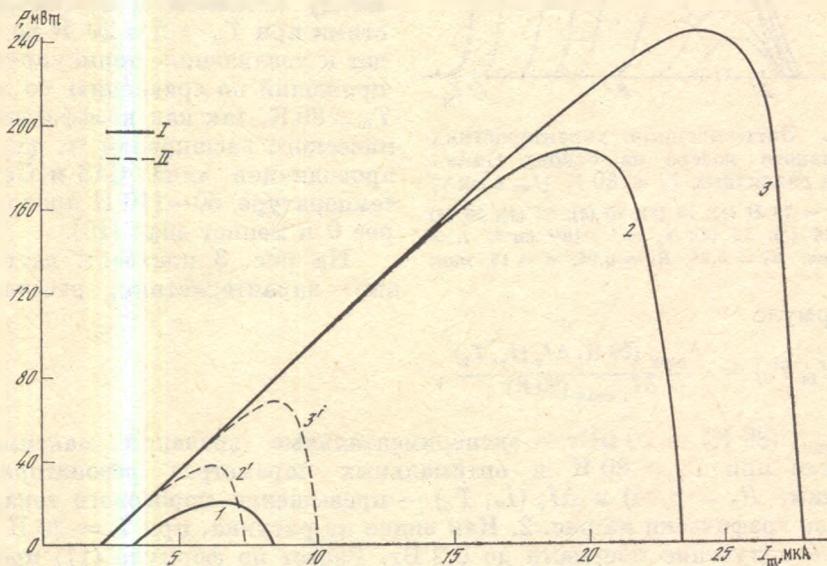


Рис. 3. Ватт-амперные характеристики непрерывного лазера, рассчитанные по формуле (11), для GaAs (I) и CdS (II) при различных значениях температуры кристалла T_0 . 1, 2, 2', 3, 3': $T_0 = 80$ К (1); 20 (2; 2'); 5 (3, 3')

Используя (8) и (9), можно найти зависимость T_a от Q для различных значений T_0 и различных полупроводниковых материалов.

На рис. 2 приведены расчетные зависимости T_a от тока электронного пучка для GaAs и CdS при $T_0 = 5$; 20; 80 К. Рост температуры у кривых, соответствующих $T_0 = 5$ К, сначала более быстрый, потом замедляется и затем снова увеличивается. Такое поведение обусловлено наличием максимума зависимости $\lambda(T)$ и математически описывается формулой

$$\frac{dT_a}{dI_T} = \frac{3}{4} \frac{E_0 k}{r_0 \beta \pi^2 \lambda(T_a)} \sim \frac{1}{\lambda(T_a)}, \quad (10)$$

вытекающей из (7). Наиболее медленный рост соответствует максимумам $\lambda(T)$, которые для GaAs и CdS наблюдаются при $T = 20$ и 15 К соответ-

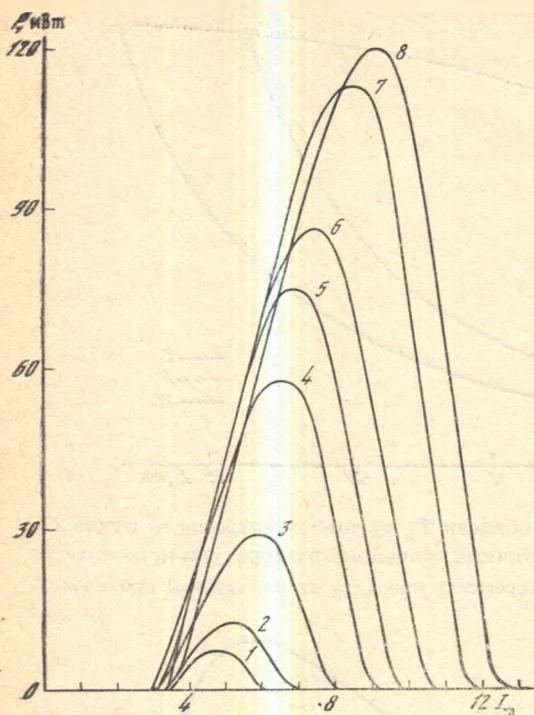


Рис. 4. Ватт-амперные характеристики непрерывного лазера на основе GaAs: T_0 — при различных $T_0 < 80$ К (I_m в мкА) 1—8: $T_0 = 78$ К (1); 75 (2); 70 (3); 62 (4); 59 (5) 53 (6); 46 (7); 43 (8); $N_e = 1,5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$; $h = 60$ мкм; $R_1 = 0,98$; $R_2 = 0,94$; $d = 15$ мкм;

по формуле

$$P(I_T, T_0) = \frac{P_{\max}(80 \text{ К}) \Delta I_T(I_T, T_0)}{\Delta I_{T \max}(80 \text{ К})} \quad (11)$$

где $P_{\max}(80 \text{ К}) = 20$ мВт — экспериментальные значения максимальной мощности при $T_0 = 80$ К и оптимальных параметрах резонатора ($h = 80$ мкм, $R_2 = 0,94$) и $\Delta I_T(I_T, T_0)$ — превышение порогового тока, определяемое графически из рис. 2. Как видно из рисунка, при $T = 20$ К можно ожидать получение мощности до 0,2 Вт. Расчет по формуле (11) предполагает, что $P \sim k_1 \Delta I_T$, коэффициент пропорциональности k_1 не зависит от температуры и одинаков для GaAs и CdS. Это предположение основывается на результатах работы [11], где показано, что независимость от температуры дифференциальной эффективности генерации тонких ЛЭ с $h < 10$ мкм объясняется отсутствием поглощения в пассивной области кристалла. В непрерывном режиме генерации условие низкого поглощения в пассивной области удовлетворяется из-за перегрева активной области и сдвига длины волны генерации в область слабого поглощения.

Экспериментально исследованы ватт-амперные характеристики непрерывного лазера на основе GaAs в диапазоне температур 43—78 К (рис. 4). Для реализации такого диапазона температур использовался крионасос 010 ВК-2000-004 [12], работающий на эффекте Стирлинга. Минимальный диаметр электронного пучка на установке с крионасосом составлял примерно 17 мкм, поэтому мощность исследуемого лазера при температуре жидкого азота составляла всего 3 мВт. С уменьшением T мощность генерации увеличивается почти линейно и достигает значения 120 мВт. Диапазон токов электронного

венно. Штрихпунктирной кривой на рис. 2 показана экспериментальная зависимость, снятая в сканирующем режиме для GaAs. Для CdS зависимость $I_{\text{пор}}(T_0)$ с точностью 20% соответствует зависимости для GaAs. Из рисунка видно, что для GaAs при $T_0 = 20$ и 5 К превышение над порогом примерно на порядок увеличивается по сравнению со случаем $T_0 = 80$ К и выполняется условие непрерывной генерации для CdS. Значительно расширяется также температурный диапазон непрерывной генерации 15—320 К и 20—250 К для GaAs и CdS при $T_0 = 5$ К, что соответствует спектральному диапазону генерации 800—890 нм и 490—515 нм GaAs и CdS соответственно [8, 9]. Нужно отметить, что большое различие температуры между активной и пассивной областями при $T_0 = 5$ и 20 К не приведет к увеличению термоупругих напряжений по сравнению со случаем $T_0 = 80$ К, так как коэффициент термического расширения α_T для полупроводников типа CdS и GaAs при температуре 50—110 К проходит через 0 и меняет знак [10].

На рис. 3 показаны ватт-амперные характеристики, рассчитанные

пучка при этом увеличивается с 2,5 мкА до 9 мкА. Полученные результаты подтверждают возможность достижения при низких рабочих температурах мощности излучения в несколько десятых долей ватта.

4. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Расчеты, выполненные в предыдущем разделе, учитывают теплофизические параметры полупроводника и позволяют оценить пригодность того или иного материала для работы в качестве активной среды непрерывного лазера, оценить диапазон токов электронного пучка для различных материалов и различных температур T_0 .

Более точно проанализировать тепловой режим непрерывного лазера с учетом теплового сопротивления клеевой прослойки позволяет численное решение уравнения теплопроводности. Кроме того, численным решением удастся проследить выход на стационарный режим после включения режима непрерывного возбуждения, что очень важно при использовании НРГ в адресных оптических коммутаторах [13] (точнее, при использовании квазинепрерывного режима при длительностях накачки, превышающих характерные времена выхода на стационарный режим).

В цилиндрических координатах r, z уравнение теплопроводности для полупроводниковой пластины имеет вид

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q(r, z, t) \quad (12)$$

с граничными условиями

$$\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad T|_{z=h} = T_0 + \frac{h_{\text{кл}}}{\lambda_{\text{кл}}} \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=h} \quad (13)$$

и начальным условием

$$T|_{t=0} = T_0; \quad (14)$$

здесь c — удельная теплоемкость материала активной среды, ρ — плотность материала активной среды, R — радиус активного элемента, $h_{\text{кл}}$ — толщина клеевой прослойки между полупроводниковой пластиной и сапфировым хладопроводом, $\lambda_{\text{кл}}$ — теплопроводность клеевой прослойки, T_0 — начальная температура, равная температуре криостата.

Для GaAs произведение $c\rho$ слабо зависит от температуры [7] и в рассматриваемом температурном диапазоне $80 \leq T \leq 400$ К его можно аппроксимировать константой $0,5 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{град}^{-1}$.

Для электронного пучка с диаметром 12 мкм и энергией электронов 75 кэВ функцию источника тепла $Q(r, z, t)$ можно выразить формулой

$$Q(r, z, t) = A \exp \{ -(2r/d)^2 - [(z-a)/b]^2 \}, \quad (15)$$

где $a = 4,7$ мкм, $b = 6,7$ мкм, $d/2 = 6$ мкм, $A = 5,5 \cdot 10^{13} [\text{В} \cdot \text{см}^{-3}] \cdot I_T$.

Теплопроводность в этом температурном диапазоне хорошо описывается степенной зависимостью [7]

$$\lambda(T) = \lambda(T_0) (T_0/T)^\alpha,$$

для GaAs $\alpha = 3/2$, $\lambda(T_0)$ зависит от степени легирования [14]. Для нелегированного GaAs $\lambda(80 \text{ К}) = 4 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$, а для GaAs:Te ($N_e \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), при использовании которого в лазерах с накачкой электронным пучком достигнуты наилучшие результаты, $\lambda(80 \text{ К}) \approx 2 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$ [14].

При написании граничного условия (13) предполагалось, что: 1) температура сапфирового хладопровода постоянна и равна T_0 , так как теплопроводность сапфира при азотной температуре более чем в 500 раз превосходит теплопроводность клеевой прослойки; 2) перепад температуры на клеевой

прослойке равен произведению теплового сопротивления клеевой прослойки $h_{\text{кл}}/\lambda_{\text{кл}}$ на тепловой поток через клеевую прослойку $\lambda(T) \partial T/\partial z|_{z=l}$, что равносильно линейному уравнению теплопроводности для клеевой прослойки.

Решение уравнения находилось методом конечных разностей [15]. Вводилась сеточная функция $J_{i,k}^j$, где j — номер узла временной сетки, i — номер узла пространственной сетки по координате r , k — номер узла пространственной сетки по координате z . Уравнение (12) для этой функции имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{J_{i,k}^{j+1} - J_{i,k}^j}{\tau_0} = & \frac{1}{r_0^2(i-1)} \left\{ \left(i - \frac{1}{2} \right) \kappa_{i+1}^j (J_{i+1} - J_i) - \right. \\ & \left. - \left(i - \frac{3}{2} \right) \kappa_i^j (J_i - J_{i-1}) \right\} + \\ & + \frac{1}{h_0^2} \left\{ \kappa_{k+1}^j (J_{k+1} - J_k) - \kappa_k^j (J_k - J_{k-1}) \right\} + Q_{i,k}^j, \end{aligned} \quad (16)$$

где $\kappa_i = \lambda((J_{i-1} + J_i)/2)$, τ_0 — шаг временной сетки, r_0 и h_0 — шаги пространственной сетки.

Использовалась неявная схема переменных направлений Писмена—Рэкфорда (продольно-поперечная схема). Переход от слоя j к слою $j+1$ в продольно-поперечной схеме осуществляется в два этапа с шагами $0,5\tau_0$. Сначала решается уравнение, неявное по направлению r и явное по направлению z , затем уравнение явное по r и неявное по z . Значение J^{j+1} является промежуточным.

На рис. 5 показаны рассчитанные зависимости температуры активной области в точке ($r=0, z=0$) от времени при различных значениях толщины клеевой прослойки $h_{\text{кл}}$ и толщины полупроводниковой пластинки h . На этой зависимости можно выделить два участка. На первом из них ($t < 2$ мкс) температура быстро растет примерно одинаково для различных значений $h_{\text{кл}}$ и h . На втором участке ($t > 2$ мкс) рост температуры более медленный и существенно зависит от $h_{\text{кл}}$ и h , причем при $h_{\text{кл}} = 0,1$ мкм стационарное значение температуры устанавливается с точностью 5 К за 4 мкс, при $h_{\text{кл}} = 3,3$ и 33 мкм равновесное значение не устанавливается за время 64 мкс, в течение которого исследовался рост температуры активной области.

На рис. 6 представлено пространственное распределение температуры в кристалле для различных $h_{\text{кл}}$ в моменты времени $t = 1$ и 21 мкс, относящиеся к областям быстрого изменения T от t и медленного соответственно, а на рис. 7 зависимость от h стационарного значения температуры T_a в точке ($z=0, r=0$) при различных значениях $h_{\text{кл}}$. Обратим внимание на то, что в случае $t = 1$ мкс температура на клеевой прослойке еще существенно не изменилась. В отличие от этого перепад на прослойке при $t = 21$ мкс уже значителен и увеличивается с увеличением $h_{\text{кл}}$.

Исходя из этих данных временно́е изменение температуры кристалла можно объяснить следующим образом. При малых t ($t \lesssim 30$ нс) точка ($r=0, z=0$) нагревается адиабатически. Этому временному интервалу соответствует линейный рост T_a . Однако уже через $t_0 = d^2\rho c/8\lambda$ (30 нс для GaAs при $T_0 = 80$ К) теплопроводность кристалла замедляет рост T_a : отток тепла из возбужденной области будет увеличиваться по мере роста T_a до тех пор, пока не станет равным притоку от электронного пучка. Этот процесс выравнивания соответствует временному интервалу $t < 4$ мкс, где наблюдается отмеченное выше быстрое установление T_a . При отсутствии клеевой прослойки ($h_{\text{кл}} \lesssim 0,1$ мкм) или при достаточно большой толщине кристалла выход T_a на стационарное значение будет определяться только этим процессом. В других случаях быстрая стадия установления T_a будет ограничиваться временем, за которое тепловой поток от возбуждаемой области достигает клеевой прослойки. После этого дальнейший процесс установления сводится к формированию такого температурного профиля на клеевой прослойке, при котором она способна провести через себя весь тепловой поток. Время

пучка при этом увеличивается с 2,5 мкА до 9 мкА. Полученные результаты подтверждают возможность достижения при низких рабочих температурах мощности излучения в несколько десятых долей ватта.

4. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Расчеты, выполненные в предыдущем разделе, учитывают теплофизические параметры полупроводника и позволяют оценить пригодность того или иного материала для работы в качестве активной среды непрерывного лазера, оценить диапазон токов электронного пучка для различных материалов и различных температур T_0 .

Более точно проанализировать тепловой режим непрерывного лазера с учетом теплового сопротивления клеевой прослойки позволяет численное решение уравнения теплопроводности. Кроме того, численным решением удастся проследить выход на стационарный режим после включения режима непрерывного возбуждения, что очень важно при использовании НРГ в адресных оптических коммутаторах [13] (точнее, при использовании квазинепрерывного режима при длительностях накачки, превышающих характерные времена выхода на стационарный режим).

В цилиндрических координатах r, z уравнение теплопроводности для полупроводниковой пластины имеет вид

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q(r, z, t) \quad (12)$$

с граничными условиями

$$\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0}^{r=R} = 0, \quad \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad T|_{z=h} = T_0 + \frac{h_{\text{кл}}}{\lambda_{\text{кл}}} \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=h} \quad (13)$$

и начальным условием

$$T|_{t=0} = T_0; \quad (14)$$

здесь c — удельная теплоемкость материала активной среды, ρ — плотность материала активной среды, R — радиус активного элемента, $h_{\text{кл}}$ — толщина клеевой прослойки между полупроводниковой пластиной и сапфировым теплопроводом, $\lambda_{\text{кл}}$ — теплопроводность клеевой прослойки, T_0 — начальная температура, равная температуре криостата.

Для GaAs произведение $c\rho$ слабо зависит от температуры [7] и в рассматриваемом температурном диапазоне $80 \leq T \leq 400$ К его можно аппроксимировать константой $0,5 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{град}^{-1}$.

Для электронного пучка с диаметром 12 мкм и энергией электронов 75 кэВ функцию источника тепла $Q(r, z, t)$ можно выразить формулой

$$Q(r, z, t) = A \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[(2r/d)^2 - [(z-a)/b]^2 \right] \right\}, \quad (15)$$

где $a = 4,7$ мкм, $b = 6,7$ мкм, $d/2 = 6$ мкм, $A = 5,5 \cdot 10^{13} [\text{В} \cdot \text{см}^{-3}] \cdot I_T$.

Теплопроводность в этом температурном диапазоне хорошо описывается степенной зависимостью [7]

$$\lambda(T) = \lambda(T_0) (T_0/T)^\alpha,$$

для GaAs $\alpha = 3/2$, $\lambda(T_0)$ зависит от степени легирования [14]. Для нелегированного GaAs $\lambda(80 \text{ К}) = 4 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$, а для GaAs:Te ($N_e \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), при использовании которого в лазерах с накачкой электронным пучком достигнуты наилучшие результаты, $\lambda(80 \text{ К}) \approx 2 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$ [14].

При написании граничных условия (13) предполагалось, что: 1) температура сапфирового теплопровода постоянна и равна T_0 , так как теплопроводность сапфира при азотной температуре более чем в 500 раз превосходит теплопроводность клеевой прослойки; 2) перепад температуры на клеевой

прослойке равен произведению теплового сопротивления клеевой прослойки $h_{\text{кл}}/\lambda_{\text{кл}}$ на тепловой поток через клеевую прослойку $\lambda(T) \partial T/\partial z|_{z=h}$, что равносильно линейному уравнению теплопроводности для клеевой прослойки.

Решение уравнения находилось методом конечных разностей [15]. Вводилась сеточная функция $J_{i,k}^j$, где j — номер узла временной сетки, i — номер узла пространственной сетки по координате r , k — номер узла пространственной сетки по координате z . Уравнение (12) для этой функции имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{J_{i,k}^{j+1} - J_{i,k}^j}{\tau_0} = & \frac{1}{r_0^2(i-1)} \left\{ \left(i - \frac{1}{2} \right) \kappa_{i+1}^j (J_{i+1} - J_i) - \right. \\ & \left. - \left(i - \frac{3}{2} \right) \kappa_i^j (J_i - J_{i-1}) \right\} + \\ & + \frac{1}{h_0^2} \{ \kappa_{k+1}^j (J_{k+1} - J_k) - \kappa_k^j (J_k - J_{k-1}) \} + Q_{i,k}^j, \end{aligned} \quad (16)$$

где $\kappa_i = \lambda((J_{i-1} + J_i)/2)$, τ_0 — шаг временной сетки, r_0 и h_0 — шаги пространственной сетки.

Использовалась неявная схема переменных направлений Писмена—Рэкфорда (продольно-поперечная схема). Переход от слоя j к слою $j+1$ в продольно-поперечной схеме осуществляется в два этапа с шагами $0,5\tau_0$. Сначала решается уравнение, неявное по направлению r и явное по направлению z , затем уравнение явное по r и неявное по z . Значение J^{j+1} является промежуточным.

На рис. 5 показаны рассчитанные зависимости температуры активной области в точке ($r=0, z=0$) от времени при различных значениях толщины клеевой прослойки $h_{\text{кл}}$ и толщины полупроводниковой пластинки h . На этой зависимости можно выделить два участка. На первом из них ($t < 2$ мкс) температура быстро растет примерно одинаково для различных значений $h_{\text{кл}}$ и h . На втором участке ($t > 2$ мкс) рост температуры более медленный и существенно зависит от $h_{\text{кл}}$ и h , причем при $h_{\text{кл}} = 0,1$ мкм стационарное значение температуры устанавливается с точностью 5 К за 4 мкс, при $h_{\text{кл}} = 3,3$ и 33 мкм равновесное значение не устанавливается за время 64 мкс, в течение которого исследовался рост температуры активной области.

На рис. 6 представлено пространственное распределение температуры в кристалле для различных $h_{\text{кл}}$ в моменты времени $t = 1$ и 21 мкс, относящиеся к областям быстрого изменения T от t и медленного соответственно, а на рис. 7 зависимость от h стационарного значения температуры T_a в точке ($z=0, r=0$) при различных значениях $h_{\text{кл}}$. Обратим внимание на то, что в случае $t = 1$ мкс температура на клеевой прослойке еще существенно не изменилась. В отличие от этого перепад на прослойке при $t = 21$ мкс уже значителен и увеличивается с увеличением $h_{\text{кл}}$.

Исходя из этих данных временное изменение температуры кристалла можно объяснить следующим образом. При малых t ($t \leq 30$ нс) точка ($r=0, z=0$) нагревается адиабатически. Этому временному интервалу соответствует линейный рост T_a . Однако уже через $t_0 = d^2\rho c/8\lambda$ (30 нс для GaAs при $T_0 = 80$ К) теплопроводность кристалла замедляет рост T_a : отток тепла из возбужденной области будет увеличиваться по мере роста T_a до тех пор, пока не станет равным притоку от электронного пучка. Этот процесс выравнивания соответствует временному интервалу $t < 4$ мкс, где наблюдается отмеченное выше быстрое установление T_a . При отсутствии клеевой прослойки ($h_{\text{кл}} \leq 0,1$ мкм) или при достаточно большой толщине кристалла выход T_a на стационарное значение будет определяться только этим процессом. В других случаях быстрая стадия установления T_a будет ограничиваться временем, за которое тепловой поток от возбуждаемой области достигает клеевой прослойки. После этого дальнейший процесс установления сводится к формированию такого температурного профиля на клеевой прослойке, при котором она способна провести через себя весь тепловой поток. Время

Рис. 5. Зависимость температуры активной области в точке ($r = 0$, $z = 0$) от времени при различных значениях толщины клеевой прослойки $h_{\text{кл}}$ и толщины полупроводниковой пластины h

GaAs; $T_0 = 80$ К; $I_T = 7,5$ мкА (I); 6 (II); 9 (III); $h = 30$ мкм (1, 2, 4); 60 (3); $h_{\text{кл}} = 33$ мкм (1); 3,3 (2, 3); 0,1 (4)

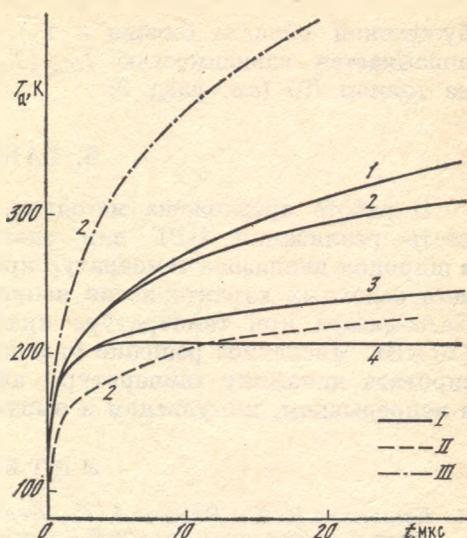


Рис. 6. Распределение температуры в кристалле от z (а) и r (б) для различных $h_{\text{кл}}$ и двух моментов времени t

GaAs; $T_0 = 80$ К; $h = 30$ мкм; $I_T = 7,5$ мкА; $t = 1$ мкс (I), 21 (II); $h_{\text{кл}} = 33$ мкм (1); 0,1 (2)

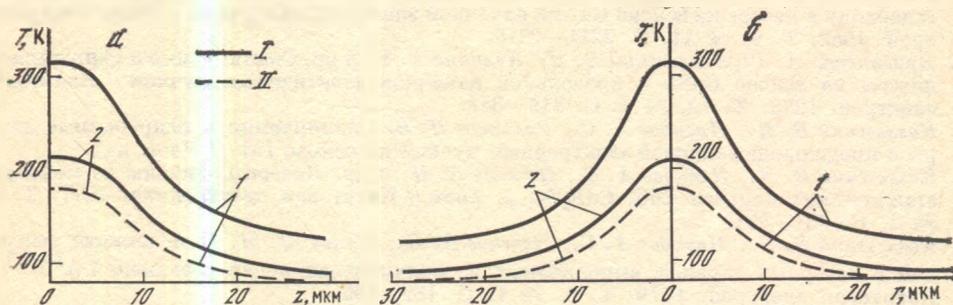
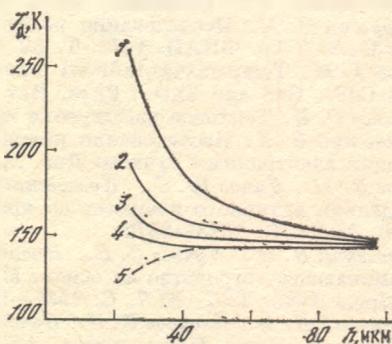


Рис. 7. Зависимость стационарного значения температуры T_a в точке ($r = 0$, $z = 0$) от толщины полупроводниковой пластины h при различных значениях толщины клеевой прослойки $h_{\text{кл}}$

1—5: $h_{\text{кл}} = 10$ мкм (1); 1 (2); 0,4 (3); 0,1 (4); 0 (5); GaAs; $T_0 = 80$ К; $I_T = 5$ мкА; $d = 12$ мкм; $E_0 = 75$ кэВ



установления в этом случае зависит как от $\lambda_{\text{кл}}$ и $h_{\text{кл}}$ — параметров клеевой прослойки, так и от λ и h — параметров кристалла. Оно увеличивается при увеличении $h_{\text{кл}}$ и уменьшении $\lambda_{\text{кл}}$, λ , h , в то время как время быстрого установления увеличивается при уменьшении λ и увеличении h (при достаточно больших h время установления не будет изменяться).

При постоянном токе электронного пучка зависимость $T_a(t)$ определяет изменение мощности генерации $P(t)$ после включения электронного пучка. Мощность $P(t)$ можно выразить через полученную зависимость $T_a(t)$ следующим образом:

$$P(t) = k_1 [I_T - I_{\text{пор}}(T_a(t, I_T))],$$

где k_1 — постоянная, слабо зависящая от превышения I_T над пороговым значением $I_{\text{пор}}$. $I_{\text{пор}}$ в свою очередь зависит от T_a (средняя температура воз-

бужденной области близка к T_a). Зависимость $I_{\text{пор}}(T)$ для НРГ хорошо описывается зависимостью $I_{\text{пор}}(T_0)$, полученной в сканирующем режиме на тонком ЛЭ (см. разд. 2).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена методика, позволяющая прогнозировать возможность реализации НРГ для различных полупроводниковых материалов в широком диапазоне температур криостата (5—300 К). Описаны методы расчета основных характеристик непрерывных лазеров. Проведены испытания GaAs-лазера при температуре криостата 43—80 К. Достигнута мощность 120 мВт. Численное решение уравнения теплопроводности позволяет анализировать динамику температуры активной области и мощности генерации в непрерывном, импульсном и импульсно-периодическом режимах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козловский В. И., Насибов А. С., Попов Ю. М., Резников П. В. Непрерывный GaAs-лазер с электронной накачкой // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, № 8. С. 463—467.
2. Козловский В. И., Насибов А. С., Резников П. В. Исследование непрерывного режима генерации в лазере на основе GaAs с накачкой электронным пучком // Квантовая электрон. 1982. Т. 9, № 11. С. 2211—2216.
3. Брагинская А. Г., Козловский В. И., Колчина Г. П. и др. Сканируемые и непрерывные лазеры на основе GaSb с продольной накачкой электронным пучком // Квантовая электрон. 1985. Т. 12, № 4. С. 845—848.
4. Козловский В. И., Насибов А. С., Резников П. В. Сканируемые и непрерывные лазеры с продольной накачкой электронным пучком на основе InP // Наст. изд.
5. Козловский В. И., Насибов А. С., Печенов А. Н. и др. Лазерные экраны из монокристаллических слитков CdS, CdS_xSe_{1-x}, ZnSe // Квантовая электроника. 1977. Т. 4, № 2. С. 351—354.
6. Козловский В. И., Насибов А. С., Печенов А. Н., Попов Ю. М. О механизме генерации в лазерных экранах, выполненных из полупроводниковых соединений A^{II}B^{VI} // Квантовая электрон. 1979. Т. 6, № 1. С. 189—196.
7. Охотин А. С., Пушкарский А. С., Горбачев В. В. Теплофизические свойства полупроводников. М.: Атомиздат, 1972. 200 с.
8. Лаврушин Б. М. Исследование полупроводниковых квантовых генераторов на основе GaAs // Тр. ФИАН. 1972. Т. 59. С. 124—205.
9. Nivat J. M. Temperature-induced wavelength shift of electron-beam-pumped lasers from CdSe, CdS and ZnO // Phys. Rev. B. 1971. Vol. 4, N 12. P. 4459—4465.
10. Новиков С. И. Тепловое расширение твердых тел. М.: Наука, 1974. 196 с.
11. Козловский В. И. Исследование полупроводниковых лазеров, возбуждаемых сканирующим электронным пучком: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: ФИАН, 1979. 164 с.
12. Зыков В. М., Динов Ю. С., Козловский В. И. и др. Лазерная ЭЛТ с автономным охлаждением активного элемента до криогенных температур // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10, № 22. С. 1373—1376.
13. Козловский В. И., Кучаев С. В., Насибов А. С. и др. Оптоэлектронное оперативное запоминающее устройство на основе МНОП-структуры и лазерной ЭЛТ // Квантовая электрон. 1980. Т. 7, № 7. С. 1585—1588.
14. Баранский П. И., Ключков В. П., Потыкевич И. В. Полупроводниковая электроника: Справочник. Киев: Наук. думка, 1975. 704 с.
15. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983. 552 с.

УДК 548.522

Ю. В. КОРОСТЕЛИН, В. Г. ТИХОНОВ, П. В. ШАПКИН

ВЫРАЩИВАНИЕ ОБЪЕМНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ СУЛЬФИДА КАДМИЯ И ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ СУЛЬФОСЕЛЕНИДА КАДМИЯ ДЛЯ ЛАЗЕРНЫХ ЭЛТ

На основе лазеров с электронным возбуждением открывается возможность создания лазерной электронно-лучевой трубки, идея которой предложена в 1967 г. [1, 2].

Для практической реализации изготовления лазерной электронно-лучевой трубки необходимо было создать активный элемент (лазерный экран) площадью несколько квадратных сантиметров.

Одним из путей решения этой проблемы является возможность использования объемных монокристаллов, так как они позволяют изготовить лазерный экран требуемых размеров. Параметры полупроводниковых лазеров и сам факт возможности реализации режима генерации, как известно, сильно зависят от технологии выращивания полупроводниковых монокристаллов. Поэтому, используя методику выращивания объемных монокристаллов, предложенную Давыдовым А. А. и Марковым Е. В. в работе [3], необходимо было исследовать технологические методы получения монокристаллов, обеспечивающих режим работы лазеров с электронным возбуждением, низкими порогами генерации и высоким КПД.

На основе лазерных ЭЛТ представляется возможность создания цветного проекционного телевизора с большим экраном, составляющим несколько квадратных метров.

Для получения цветного изображения лазерные экраны ЭЛТ должны излучать в красной, зеленой и синей областях спектра. Необходимую триаду цветов можно получить на основе объемных монокристаллов из полупроводниковых соединений типа $A^{IV}B^{VI}$ с соответствующей шириной запрещенной зоны. Так, например, сульфид кадмия и селенид кадмия образуют непрерывный ряд твердых растворов [4] с изменением ширины запрещенной зоны от 2,41 до 1,67 эВ при 300 К. Следовательно, используя твердые растворы этих соединений, можно получить генерацию лазерного излучения в диапазоне длин волн от 528 до 750 нм при 300 К, а при температуре жидкого азота от 496 до 685 нм.

Поэтому для получения требуемых лазерных экранов необходимо было: создать установку для выращивания объемных монокристаллов, позволяющую варьировать технологическими режимами выращивания в широких пределах, такими, как температурой роста монокристалла, скоростью перемещения печи, изменением температурного градиента в зоне роста и т. п.; разработать простую и эффективную доочистку исходного материала; разработать приемы подготовки кварцевых ампул к процессу, провести эксперименты по выращиванию монокристаллов CdS и CdS_xS_{1-x} ; рассчитать и выбрать необходимые режимы выращивания;

определить составы твердых растворов CdS—CdSe , которые обеспечивали бы необходимую длину волны генерации лазерных экранов в красной и зеленой областях спектра излучения;

провести исследования по отжигу кристаллов с целью определения области гомогенности полупроводниковых соединений CdS и $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ и выяснению влияния отклонения от стехиометрического состава кристаллов на их лазерные характеристики.

1. МЕТОДИКА ВЫРАЩИВАНИЯ ОБЪЕМНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ СУЛЬФИДА КАДМИЯ

1.1. Установка для выращивания кристаллов из газовой фазы

Для проведения исследований по выращиванию монокристаллов полупроводниковых соединений $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ была спроектирована и изготовлена установка. Внешний вид установки и ее схема представлены на рис. 1 и 2 соответственно.

Установка состоит из печи сопротивления 1 с максимальной рабочей температурой нагрева 1250°C , блока электропитания печи 2, блока высокоточной регулировки температуры в печи типа ВРТ-2 (3), механизма быстрого (12 см/мин) и медленного (0—12 мм/ч) перемещения печи 4, механизма вращения ампул (2 об/мин) 5, механизма крепления и юстировки ампул в печи 6.

Достоинство установки заключается в том, что она позволяет проводить исследования по выращиванию монокристаллов в различных технологических режимах.

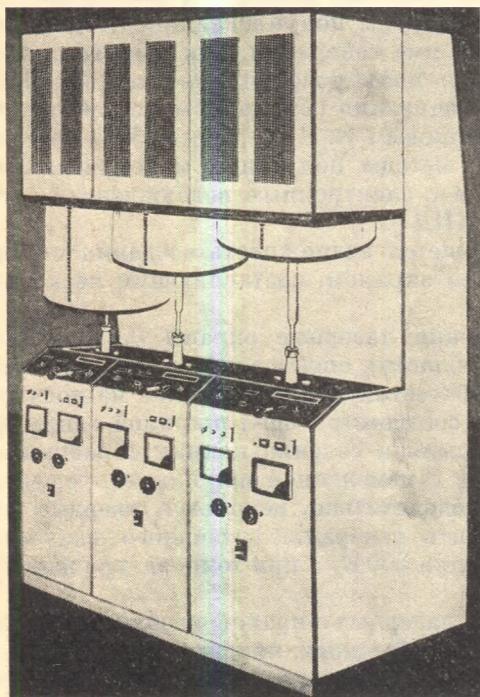


Рис. 1. Внешний вид установки для выращивания объемных монокристаллов полупроводниковых соединений $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$

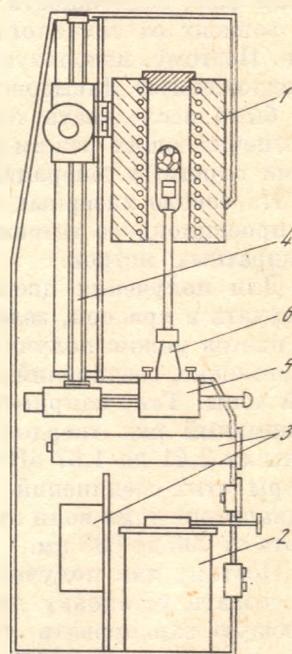


Рис. 2. Схема установки для выращивания объемных монокристаллов $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$

1 — печь; 2 — блок электропитания; 3 — блок регулировки температуры; 4 — механизм перемещения печи; 5 — механизм вращения ампулы; 6 — механизм крепления и юстировки ампулы

1.2. Подготовка исходного материала

Предварительные исследования лазерных и люминесцентных характеристик кристаллов, выращенных из порошка CdS, полученного по техническим условиям БК0028014ТУ, показали, что чистота его недостаточна.

Поэтому необходимо было искать пути, которые позволили бы проводить очистку исходного порошка, позволяющие выращивать кристаллы с минимальным содержанием примеси.

Наиболее эффективным и простым методом очистки порошка сульфида кадмия явился метод пересублимации [5]. При этом получался чистый, однородный и компактный поликристаллический материал. Сущность процесса пересублимации поясняется на рис. 3. Ампула 1 загружалась порошком CdS 3, откачивалась на вакуум до 10^{-5} мм рт. ст. и устанавливалась в печь 2 таким образом, чтобы испаряемый порошок находился при максимальной температуре, а осаждение происходило в зоне градиента температур. Сублимация сульфида кадмия производилась обычно при 1150°C с непрерывной откачкой на вакуум. После проведения процесса ампула разгружалась, при этом из осажденного поликристаллического материала 4 отбиралась средняя фракция, которая являлась наиболее чистой по содержанию примесей. Эта фракция и служила загрузочным материалом для получения объемных монокристаллов.

Результаты химико-спектрального анализа¹ представлены в табл. 1. Как видно из таблицы, содержание примесей в средней фракции ниже чувствительности методов определения. Остаток сублимата обогащен труднолетучими элементами.

1.3. Подготовка кварцевых ампул

В связи с тем, что процесс выращивания монокристалла CdS проводился при температуре 1200°C , особое требование предъявляется к чистоте кварца и подготовке ампул, так как все имеющиеся примеси могут попадать в кристалл. Поэтому перед проведением процессов роста и пересублимации кварцевые ампулы подвергались тщательной обработке. Травились в смеси особочистых кислот HCl и HNO₃ (3 : 1), промывались деионизованной водой и помещались в кварцевый аппарат (рис. 4), в котором проводилась дальнейшая отмывка. Деионизованная вода наливалась в колбу 1 и нагревалась до кипения. Пары ее направлялись в холодильник 2, там конденсировались и стекали в отмываемую ампулу 3. После того как вода наполняла ампулу, она стекала обратно в колбу, таким образом ампула промывалась все новым и новым количеством чистой воды, а микропримеси скапливались в колбе. После промывки ампула сушилась в кварцевом аппарате при температуре $120-200^{\circ}\text{C}$. После просушки она прокаливалась в том же аппарате под вакуумом 10^{-5} мм рт. ст. при температуре $1150-1200^{\circ}\text{C}$.

1.4. Загрузка, отжиг и заполнение ампул аргоном

После подготовки ампул и исходного материала производилась загрузка. Для удаления хемосорбированного кислорода на поверхности ампулы и исходного материала при загрузке поликристаллов CdS добавлялась чистая сера. В ампулу вставлялась подложка из ориентированного по базисной плоскости сапфира с загрузочной монокристаллической шайбой CdS. Затем

¹ Химико-спектральный анализ проводился в Проблемной лаборатории чистых металлов и полупроводников МИСиС В. Г. Яковлевой.

к ампуле приваривался так называемый хвостовик, на который надевалась трубка из вакуумной резины. Ампула присоединялась к вакуумной системе и откачивалась до давления 10^{-5} мм рт. ст., после чего ампула заполнялась аргоном под давлением 0,8 атм и устанавливалась в печь для отжига. При отжиге происходит полное восстановление кислородных соединений за счет паров серы при температурах 900—1000°C. Это подтверждается расчетными величинами изобарных потенциалов ΔZ и констант равновесий K_p соответствующих реакций (табл. 2) [6].

Для обеспечения максимального удаления кислорода необходимо было проводить процесс отжига 5—8 ч, после чего ампула вынималась из печи и сразу же еще горячей откачивалась на вакуум 10^{-5} мм рт. ст. для удаления

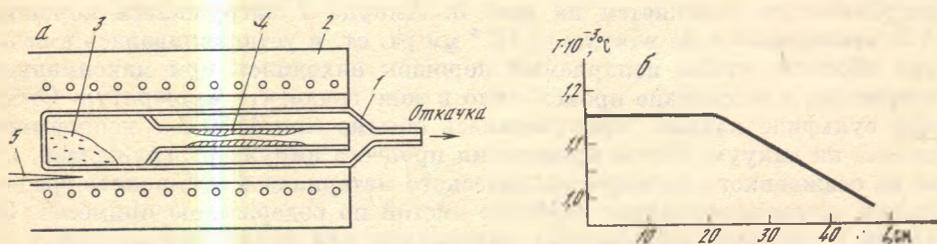


Рис. 3. Схема метода очистки порошка сульфида кадмия пересублимацией в вакууме (а) и распределение температуры вдоль печи (б)

1 — кварцевая ампула; 2 — печь сопротивления; 3 — исходный порошок сульфида кадмия; 4 — сублимат; 5 — контрольная термопара

образовавшихся газов и легколетучих примесей. После этого ампула вновь заполнялась спектрально чистым аргоном, но уже под давлением 0,2 атм (из расчета обеспечения суммарного давления в ампуле во время процесса,

Таблица 1

Результаты химико-спектрального анализа процесса пересублимации *

Фракция	[Cu] · 10 ⁵	[Zn] · 10 ⁵	[Sn] · 10 ⁵	[Al] · 10 ⁴	[Fe] · 10 ⁴
Исходный порошок	<1,0	<5	<3	1,8	12
Высокотемпературная фракция	1,3	<5	<3	4,6	11
Средняя фракция	<0,5	н/о	н/о	3,0	<0,2
Остаток	3,4	40	38	1,0	46

* [In], [Ga] < 2 · 10⁻⁶, [Bi] < 5 · 10⁻⁶, [Sb] < 3 · 10⁻⁵, [As] < 8 · 10⁻⁵.

Таблица 2

Расчетные величины ΔZ , $\lg K_p$

Предполагаемая реакция	$\Delta Z_{298} \cdot 10^3$, Дж/моль	$\Delta Z_{1273} \cdot 10^3$, Дж/моль	$\lg K_p$	
			298 К	1273 К
$O_2 + 1/2 S_2 = SO_2$	-330,9	-271,34	61,1	11,1
$2CdO + 3/2 S_2 = 2CdS + SO_2$	-250,7	-186,12	43,8	7,6
$CdSO_4 + S_2 = CdS + 2SO_2$	-6,81	-215,81	1,2	9,0
$Cd(OH)_2 + 3/2 S_2 = CdS + H_2S + SO_2$	-123,5	-205,65	21,6	8,4
$Cd(OH)_2 = CdO + H_2O$	15,9	-129,22	2,78	5,3

равного 1 атм, для предотвращения деформации стенок ампулы при высокой температуре). Затем ампула отплавлялась.

1.5. Процесс выращивания

Процесс выращивания монокристалла CdS проводился на установке, представленной на рис. 1. В начале процесса печь выводилась на заданный режим, после чего ампула устанавливалась с помощью юстировочного механизма строго по центру трубчатой печи, для того чтобы кристалл рос правильной формы в равномерном радиальном температурном градиенте. После этого печь опускалась на ампулу так, чтобы подложка сульфида кадмия находилась при максимальной температуре для дезактивации. Выдержав определенное время в таком положении, печь поднимали вверх таким образом, чтобы исходный материал находился при максимальной температуре, а затравка оказалась в области температурного градиента. Процесс выращивания длился 50—100 ч в зависимости от градиента, максимальной температуры источника, состава газа в ампуле и желаемого размера кристалла. Кроме этого, в зависимости от требуемых свойств кристалла охлаждение производилось по различным режимам, которые рассмотрены в следующих разделах.

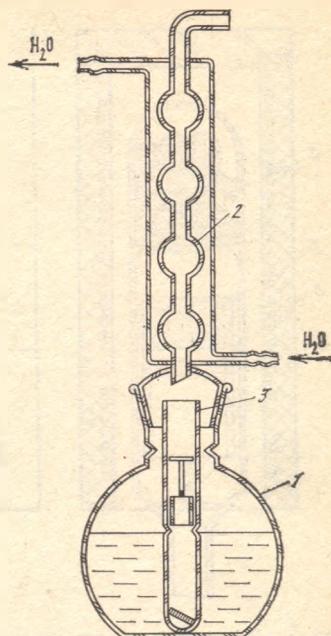


Рис. 4. Кварцевый аппарат для промывки ампул

- 1 — колба;
- 2 — холодильник;
- 3 — кварцевая ампула

2. ВЫБОР РЕЖИМОВ ВЫРАЩИВАНИЯ ОБЪЕМНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ CdS ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ

Метод, предложенный в работах [3, 7], позволяет выращивать объемные ориентированные кристаллы без контакта со стенками ампулы (рис. 5).

В верхней части ампулы 1 находится загрузка поликристаллического материала CdS 2. Кристалл 3 растет на сапфировой подложке 4, ориентированной по плоскости (0001), которая отделена от стенок ампулы узким кольцевым зазором. Для выращивания ориентированных слитков на сапфировой подложке располагается монокристаллическая затравка из CdS. Перенос вещества осуществляется диффузией паров из зоны с более высокой температурой в зону роста. Для обеспечения диффузионного режима в ампулу вводят инертный газ (аргон). В свою очередь с поверхности растущего кристалла материал может испаряться через узкий кольцевой зазор в нижнюю часть ампулы, находящейся при более низкой температуре.

При использовании данного метода выращивания кристаллов было неясно, какие технологические режимы роста обеспечивают получение совершенного кристалла. Какие нужны температуры в зоне испарения загрузки и в зоне роста, какие должны быть расстояния между загрузкой и подложкой.

Поэтому в данной работе проведены исследования по технологии выращивания монокристаллов, осуществлена математическая обработка экспериментов и даны рекомендации по выбору оптимальных условий выращивания кристаллов сульфида кадмия. Количество перенесенной фазы CdS от загрузки к подложке можно вычислить по уравнению [8]

$$n = (D_{\text{CdS}} S \tau / l R T) \Delta p, \quad (1)$$

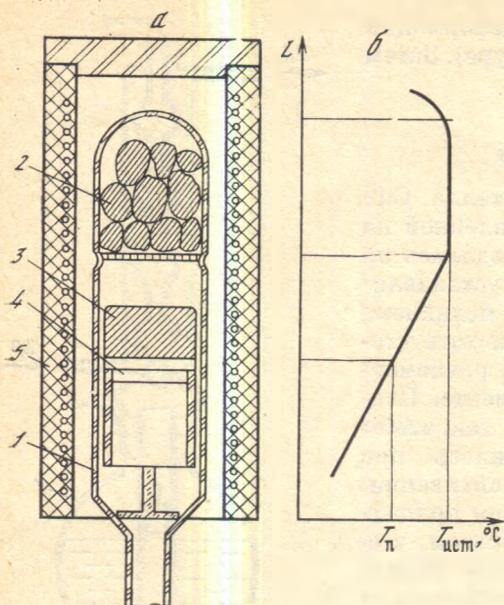


Рис. 5. Схема метода выращивания объемных монокристаллов полупроводниковых соединений $A^{II}B^{VI}$ (а) и распределение температуры вдоль печи (б)

1 — кварцевая ампула; 2 — загрузка исходного материала; 3 — кристалл; 4 — сапфировая подложка; 5 — печь сопротивления

где n — количество перенесенной фазы [моль], D_{CdS} — коэффициент диффузии [cm^2/c], S , l — сечение [cm^2] и длина диффузионного участка [cm], τ — продолжительность опыта [s], T — средняя температура диффузионного участка [K], $R = 82 cm^3 \cdot atm \cdot град^{-1} \cdot моль^{-1}$ — универсальная газовая постоянная, Δp — разница парциальных давлений в зоне источника и подложки [atm].

Для расчетов при данных условиях опыта требуется, таким образом, знать, коэффициент диффузии D_{CdS} , который является функцией температуры, и равновесные парциальные давления в зоне загрузки P_z и в зоне роста кристалла $P_{кр}$. Коэффициент диффузии в зависимости от температуры рассчитывался из опытных данных методом наименьших квадратов. При давлении аргона в ампуле 0,2 атм при комнатной температуре коэффициент диффузии равен

$$D_{CdS} = -0,8169 - 4,3947 \cdot 10^{-3} T + 5 \cdot 10^{-6} T^2 + \dots \quad (2)$$

и представлен на рис. 6. Данные значения коэффициента диффузии сульфида кадмия близки к значениям, полученным теоретическим расчетом в работе [9].

Парциальные давления CdS в нижней части загрузки и у фронта роста кристалла определялись по формуле [10]

$$\lg P = -11209/T + 9,731 \quad (3)$$

(давление P в мм рт. ст.).

Учитывая, что в данном методе, кроме диффузии вещества из горячей зоны к зоне роста, происходит испарение растущего кристалла в зону с более низкой температурой, то перенос вещества в граммах будет

$$N = \left[\frac{D_{CdS}(T_{cp}) S \tau}{l R T_{cp}} \Delta p - \frac{D_{CdS}(T_n) S' \tau}{l' R T_n} \Delta p_n \right] M_{CdS}, \quad (4)$$

где S' — площадь зазора между стенками ампулы и сапфировой подложкой, M_{CdS} — молекулярный вес сульфида кадмия, l' — длина кольцевого зазора

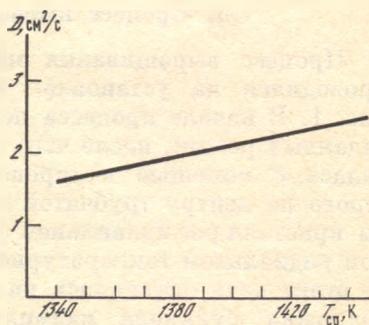


Рис. 6. Зависимость коэффициента диффузии сульфида кадмия от температуры

$P_{Ar} = 0,2$ атм при $300^\circ C$

подставки, $T_{\text{п}}$ — температура подложки, $T_{\text{ср}} = (T_{\text{п}} + T_{\text{ист}})/2$, $T_{\text{ист}}$ — температура источника, $\Delta p_{\text{п}}$ — разница парциальных давлений в зоне подложки и нижней холодной зоне ампулы.

Из формулы [4] видно, что имеется три переменных величины $T_{\text{ист}}$, $T_{\text{п}}$ и l , остальные величины постоянные или могут быть приняты постоянными. В частности, расчет был произведен для ампул с внутренним диаметром 26 мм, диаметром сапфировой подложки 25 мм, $l' \simeq 4$ см, давлении аргона в ампуле при комнатной температуре 0,2 атм. При расчете, проведенном на ЭВМ, температура загрузки $T_{\text{ист}}$ задавалась в пределах 1273—1473 К, $T_{\text{п}} = 1117 \div 1423$ К, а l — от 4 до 10 см.

Результаты представлены в виде графиков скорости переноса вещества в зависимости от температуры подложки на рис. 7.

Из анализа полученных графиков можно сделать следующие выводы.

1. Температура подложки должна быть выше 1273—1323 К в зависимости от температуры источника. При таком выборе температуры подложки процесс роста кристалла саморегулируется; при кристаллизации вещества из пары выделяется тепло, которое повышает температуру растущего кристалла, что приводит к сдвигу процесса по кривой вправо, т. е. скорость роста уменьшается. Уменьшение скорости роста ведет к меньшему выделению теплоты кристаллизации и температура кристалла понижается, и наоборот — случайное понижение температуры кристалла ведет к увеличению скорости роста и разогреву.

2. При температурах ниже 1303 К перенос вещества мало зависит от температуры подложки и кристалл может перегреться до больших температур. При этом его температура может быть выше, чем температура стенки ампулы и осаждение материала будет происходить на ней. В результате этого кристалл прирастает к стенке ампулы и в нем возникают дефекты.

3. Термическое травление подложки может происходить и при температуре, равной температуре источника. Это наглядно видно на рис. 7, а, где при $T_{\text{п}} = T_{\text{ист}}$ скорость переноса вещества сульфида кадмия приобретает отрицательный знак.

4. Что касается температуры загрузки, то она может быть выбрана в интервале от 1453 до 1403 К. Верхний предел определяется устойчивостью кварцевых ампул для продолжительной работы, а нижний — слишком медленной скоростью переноса вещества.

5. При выборе расстояний между нижним концом загрузки (см. рис. 5) и подложкой нужно учитывать реальный градиент температуры в печи и по нему рассчитывать расстояние l так, чтобы при росте кристалла сохранялась постоянная скорость переноса вещества.

Таким образом, используя полученные результаты расчетов, нами были выбраны режимы роста, обеспечивающие получение высококачественных монокристаллов сульфида кадмия.

3. ПОЛУЧЕНИЕ ОДНОФАЗНЫХ КРИСТАЛЛОВ CdS

При охлаждении объемных монокристаллов CdS, выращенных из газовой фазы статическим методом, иногда наблюдается микроосаждение второй фазы, которое существенно влияет на электрофизические свойства полупроводникового материала, а также на качество поверхности при химико-механической полировке. На рис. 8 представлены микрофотографии², где видны выделения второй фазы. Микрофотографии получены с помощью просвечивающей электронной микроскопии на образцах сульфида кадмия.

Причина микроосаждения может быть понята с помощью рис. 9, на котором представлена $T - X$ -проекция вблизи стехиометрического состава:

² Микрофотографии любезно предоставлены В. И. Решетовым.

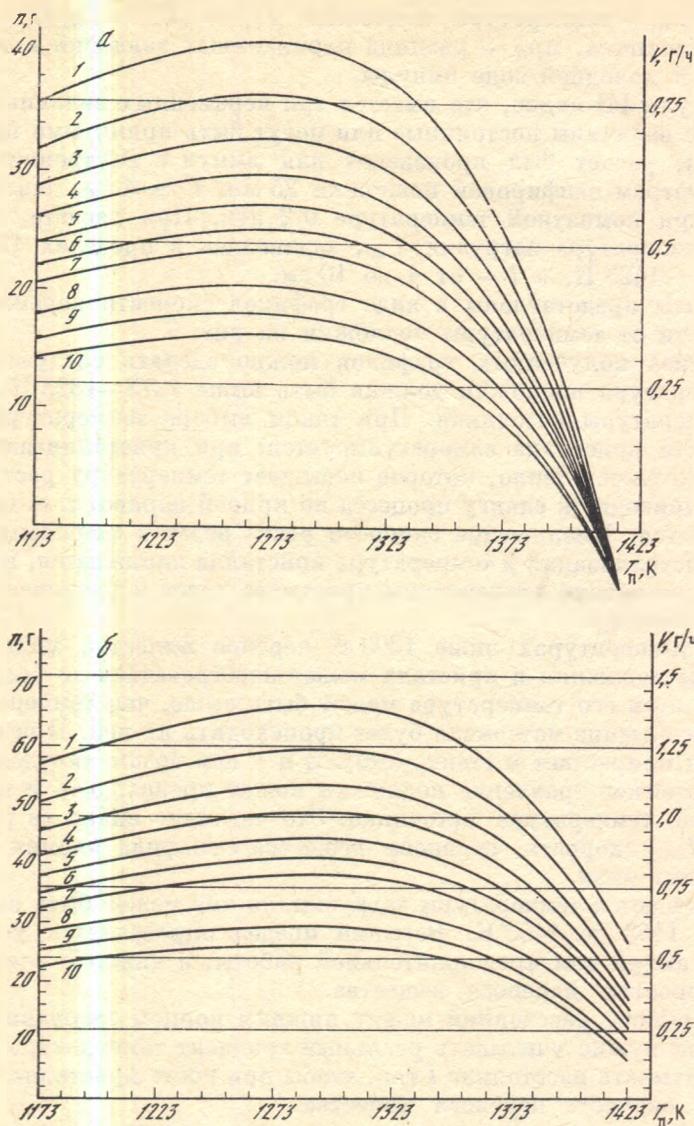


Рис. 7. Скорость переноса сульфида кадмия и количество перенесенной фазы за 48 ч ($n = V \cdot 48$) в зависимости от температуры подложки

—•—: $T_{\text{ист}} = 1423$ К (а); 1453 (б); 1473 (в). 1—10: $l = 4$ см (1); 4,5 (2); 5,0 (3); 5,5 (4) 6,0 (5); 6,5 (6) 7,0 (7); 8,0 (8); 9,0 (9); 10 (10)

для полупроводникового соединения CdS. По условиям роста над кристаллом устанавливается давление P_{min} , а из диаграммы рис. 9 видно, что P_{min} с повышением температуры отклоняется в сторону избытка кадмия, следовательно, кристалл при температуре роста 1150° С насыщен кадмием. Рассмотрим процесс охлаждения кристалла состава, обозначенного точкой А. Если состав А не изменяется во время охлаждения, т. е. кристалл закален, то кривая охлаждения может быть представлена штриховой АВ. Так как эта линия при понижении температуры пересекает границу области гомогенности и при некоторой температуре состав кристалла уже находится за пределами области гомогенности, кристалл состава А будет пересыщен кадмием.

Однако на практике не удастся охладить объемный кристалл с такой скоростью, чтобы состав его не изменялся, а особенно в данном методе выра-

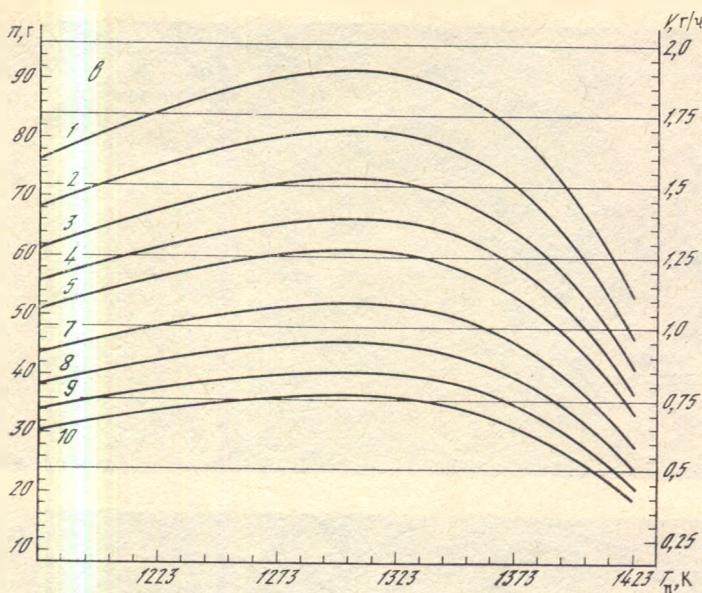


Рис. 7 (окончание)

щивания, где кристалл не касается стенок ампулы. Кроме того, скорость закалки, как показано в работе [11], нельзя увеличить выше определенного предела, зависящего от размеров, теплоемкости и теплопроводности кристалла. Характеристическое время закалки τ_Q кристалла равно

$$\tau_Q = Cd^2/\kappa,$$

где C — удельная теплоемкость, d — наименьший размер кристалла, κ — теплопроводность. Время закалки τ_Q увеличивается линейно с температурой T , так как C приблизительно постоянно, а κ пропорционально T^{-1} , когда T выше температуры Дебая.

Характеристическое время τ_D для установления равновесия соответствующих природных атомных дефектов, наоборот, уменьшается быстро с температурой. Это происходит потому, что установление такого равновесия включает диффузию атомов — процесс со значительной энергией активации. Следовательно, существует критическая температура T_k , выше которой даже максимальная скорость закалки будет неэффективна. Для $T > T_k$ ($\tau_Q > \tau_D$) должно происходить смещение равновесия дефектов во время охлаждения. Если кривая охлаждения будет пересекать линию солидус, то состав кристалла будет изменяться с выделением второй фазы вплоть до температуры, при которой скорость диффузии уменьшится настолько, что дальнейшее микроосаждение происходить не будет. Точка D на кривой солидус характеризует температуру эффективной закалки, ниже этой точки при закалке состав может оставаться постоянным и кривая охлаждения обозначается линией DF .

Следовательно, для получения монокристаллов без второй фазы необходимо либо охлаждать кристалл состава A достаточно медленно, либо проводить изотермические отжиги, чтобы наступило равновесие между твердой фазой и газовой и весь избыток кадмия удалился из решетки. В данной работе были применены изотермические отжиги, так как координаты кривой P_{\min} пока не определены и неизвестно, с какой скоростью нужно охлаждать кристалл и до какой температуры.

Для контроля наличия второй фазы использовались измерения эффекта Холла. Из кристаллов вырезались образцы, которые шлифовались порошком АСМ 5/3 до размеров $8 \times 3 \times 1,5$ мм и травились в полирующем тра-

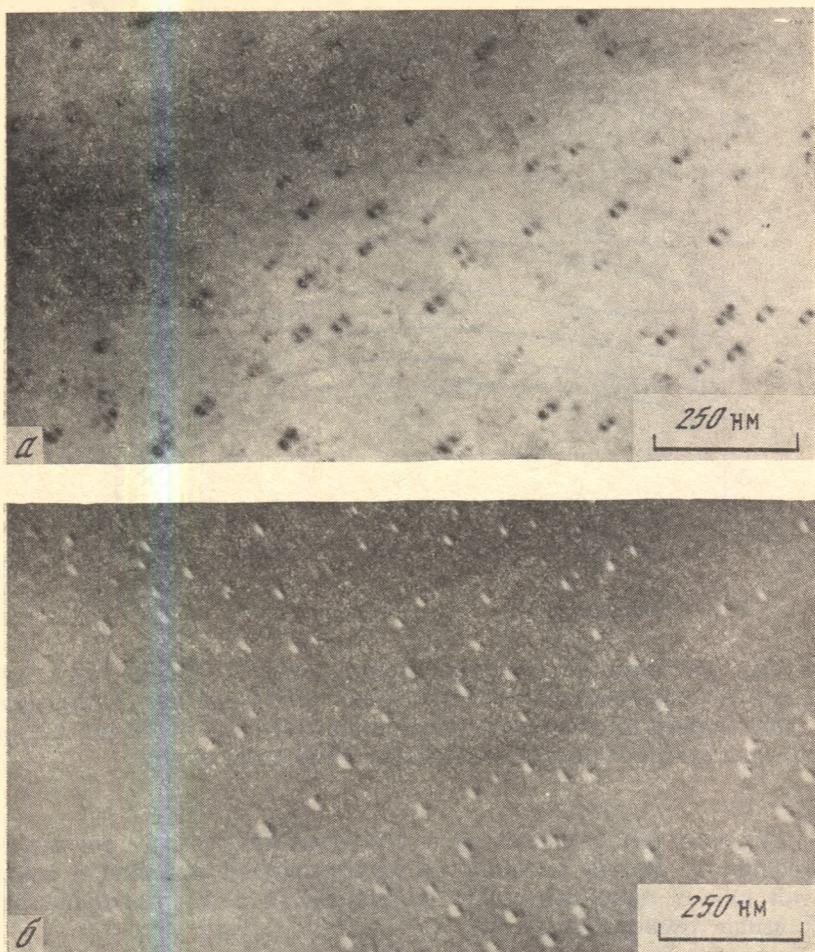


Рис. 8. Микрофотографии структуры монокристаллов сульфида кадмия с выделениями второй фазы, полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии

а — светлое поле; б — темное

вителе для удаления нарушенного слоя. После этого проводилось вжигание индиевых контактов при температуре $250\text{--}300^\circ\text{C}$ в течение $10\text{--}12$ мин в специальной графитовой cassette, которая помещалась в кварцевую ампулу, откачиваемую на вакуум 10^{-5} мм рт. ст.

Для выбора температуры вжигания омических контактов к сульфиду кадмия было проведено исследование. Кристалл сульфида кадмия разрезался на шайбы толщиной $1,5$ мм. Затем из одной шайбы вырезалось несколько холловских образцов, в которые вжигались омические контакты при различных температурах с выдержкой 12 мин. Затем на этих образцах измеряли эффект Холла. Результаты измерений представлены на рис. 10. Из графиков видно, что температура вжигания до 450°C в вакууме в течение 12 мин не влияет на электрофизические параметры материала. Также проведены измерения зависимости изменения интенсивности светового излучения с температурой прогрева кристаллов. Опыты ставились следующим образом. Из шайбы сульфида кадмия вырезались семь образцов. Один образец прошел последовательно шесть циклов термообработки при температурах 200 , 300 , 400 , 450 , 500 и 600°C . Нагрев осуществлялся в вакууме $1 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. Температура поднималась до заданной в течение $1,5$ ч. Выдержка при данной температуре во всех опытах составляла 5 ч (рис. 11, кривая 1). Точ-

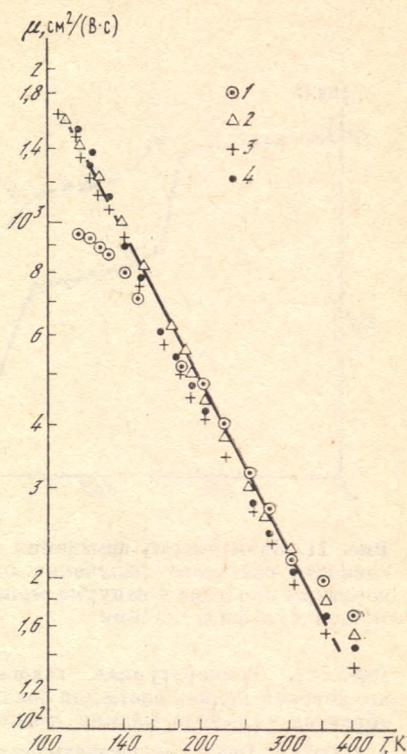
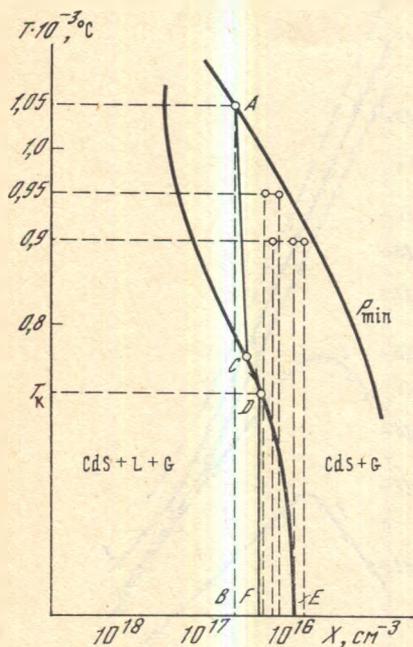


Рис. 9. $T-X$ -проекция диаграммы состояния вблизи стехиометрического состава полупроводникового соединения сульфида кадмия

Избыток кадмия выражен в концентрации носителей

Рис. 10. Температурная зависимость холловской подвижности на образцах сульфида кадмия с различной температурой вжигания омических контактов

1—4: $T = 220^\circ\text{C}$ (1); 250°C (2); 350°C (3); 450°C (4)

ки на кривой 2 соответствуют шести разным образцам кристалла сульфида кадмия, прошедших один цикл термообработки. Световые параметры регистрировались ФЭК-14 и осциллографом ОК-31. Временное разрешение 1 нс. Из этих зависимостей видно, что образцы можно нагревать до 300°C без изменения их характеристик. Таким образом нами была выбрана температура вжигания омических контактов к образцам сульфида кадмия 300°C .

На рис. 12 приведены типичные зависимости холловской подвижности носителей от температуры для различных образцов. Кривые 1, 2 принадлежат неотожженным образцам, а кривые 3, 4 отожженным; штриховая кривая — теоретическая, рассчитанная в работе [12] в предположении, что подвижность носителей определяется рассеянием на поляризованных оптических колебаниях и пьезоэлектрическим рассеянием. Отличие экспериментальной кривой от теоретической можно объяснить тем, что при расчетах принимался холл-фактор, равный единице, в то время как при рассеянии на продольных оптических фононах он равен 1,18, а для пьезоэлектрического рассеяния — 1,1. Кривая для неотожженного образца проходит значительно ниже, имеет другой наклон и достигает максимума при значительно более высокой температуре, чем кривая для отожженного образца. К такому эффекту может привести добавочное рассеяние носителей на ионизированной примеси, для которой зависимость подвижности от температуры как $T^{1/2}$, или рассеяние на включениях второй фазы.

В табл. 3 приведены данные по измерению эффекта Холла на отожженных и неотожженных образцах сульфида кадмия, α — показатель степени в формуле $\mu \sim T^{-\alpha}$. Из таблицы видно, что отжиги значительно увеличива-

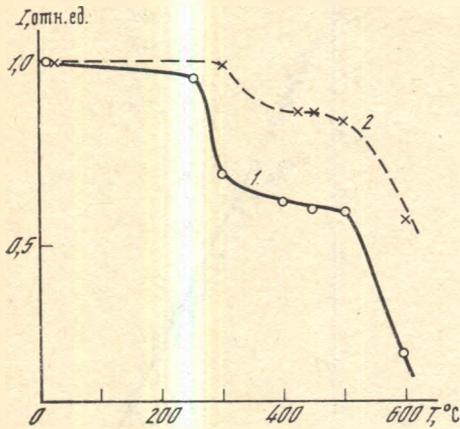
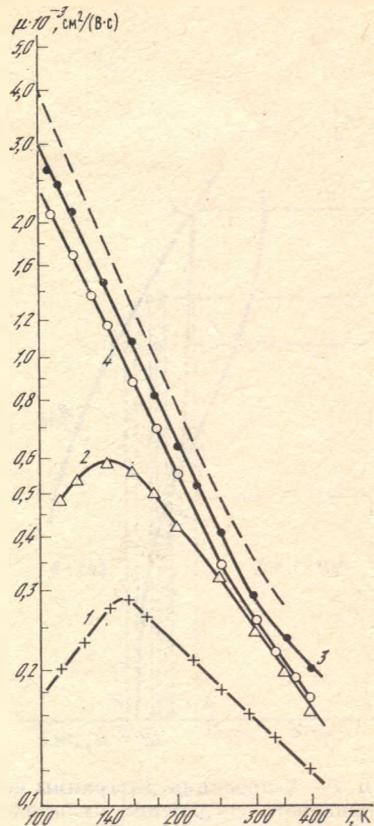


Рис. 11. Зависимость изменения интенсивности светового излучения от температуры прогрева в вакууме монокристаллов сульфида кадмия

Рис. 12. Температурная зависимость холловской подвижности для различных образцов сульфида кадмия n -типа

1, 2: Оп2 (1); Оп8 (2) — кристаллы без отжига; 3, 4: Оп108(3); Оп235 (4) — кристаллы, прошедшие изотермический отжиг. Штриховая кривая — теоретическая



ют подвижность носителей, что говорит о том, что рассеяние носителей на включениях второй фазы уменьшается. Заметное увеличение подвижности носителей достигается при концентрации $(1 \div 2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Концентрация носителей при температуре 400 К определяется разностью концентраций доноров и компенсирующих акцепторов $N_D - N_A$. Если предположить, что доноры связаны с избыточным кадмием, то положение границы области существования сульфида кадмия и кривой P_{\min} должна определяться величиной N_D , которая нам неизвестна. Поэтому границу области гомогенности и положение кривой P_{\min} можно оценить только по величине концентрации носителей. Граница области гомогенности, по-видимому, лежит в пределах $(1 \div 2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре.

Из табл. 3 также видно, что отжижки при температурах ниже 800° С приводят к высокоомным образцам. Эти образцы весьма фоточувствительны, с очень большими временами спада фотопроводимости. Измерить концентрацию и подвижность носителей в этих образцах не удалось из-за сильных флуктуаций напряжения и тока. Это позволяет сделать вывод, что образцы микронеоднородны.

Таким образом, исследования границы области гомогенности послужили основой для выбора режимов охлаждения и получения однофазных монокристаллов сульфида кадмия, пригодных для изготовления лазеров с электронным возбуждением.

Таблица 3

Результаты холловских измерений на образцах сульфида кадмия

Номер опыта	T _{отж.} , °C	τ _{отж.} , ч	μ · 10 ⁻¹⁶ , см ⁻³	μ · 10 ⁻² , см ² /В · с	η · 10 ⁻¹⁶ , см ⁻³	μ · 10 ⁻² , см ² /В · с	α
			T=100 К		T=400 К		
2	—	—	1,2	2,5	5	1,2	0,95
3	—	—	1,2	3	5	1,2	1,31
5	—	—	0,5	10	1	2,2	1,54
6	—	—	1,8	8	6	1,4	1,25
7	—	—	1,3	4,5	5	1,0	1,69
8	—	—	0,1	4,5	0,5	1,6	1,52
55	800	6	2,0	20	6	1,9	2,40
64	800	8	1,8	18	8	2,3	2,30
79	950	7	0,6	35	1,6	1,6	2,50
91	900	5	1,2	16	3,8	1,2	2,50
95	950	6	1,5	20	5,0	1,6	2,15
108	900	24,5	0,4	27	1	2,0	2,36
124	750	25,5	Высокоомный		—	—	—
127	700	23	То же		—	—	—
128	750	28,4	»		—	—	—
163	750	97	»		—	—	—
235	900	7,5	0,37	25	1,0	1,7	2,20
240	1000+	5+	0,45	47	1,2	1,8	3,00
№ 1	900	3					
240	1000+	5+	0,7	25	2,0	2,0	2,50
№ 3	900	3					

4. ЛАЗЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ИЗ ОБЪЕМНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ СУЛЬФИДА КАДМИЯ

Для оптимизации технологических режимов выращивания монокристаллов сульфида кадмия и последующих их режимов охлаждения исследовались основные лазерные характеристики материала. Экспериментальные лазерные образцы представляли собой пластинки толщиной 30—40 мкм, на поверхность которых с одной стороны наносилось зеркало с коэффициентом отражения, равным 95—97%, а с другой стороны — глухое металлическое покрытие из серебра. Затем изготовленные образцы лазерных элементов приклеивались к хладопроводу.

Изучение лазерных характеристик проводилось на установке, которая обеспечивала возбуждение полупроводниковых образцов остросфокусированным сканирующим электронным пучком. Установка состояла: из стандартного источника питания от электронного микроскопа типа УЭМВ-100, из аппаратуры, обеспечивающей регистрацию излучения, и разборной электронно-лучевой трубки. Электронно-лучевая трубка обеспечивала плотность тока электронного пучка на исследуемом образце в несколько сот А/см² при диаметре возбуждаемого пятна порядка 10 мкм. При этом ускоряющее напряжение на электродах трубки можно было изменять в пределах 30—100 кВ.

Для сканирования электронного пучка по образцу использовалась стандартная телевизионная отклоняющая система ОС-70. Исследуемый полупроводниковый лазерный элемент крепился в криостате, температуру которого можно было плавно менять в диапазоне 77—340 К.

На экспериментальных образцах определялись ватт-амперные характеристики, пороговые плотности тока генерации и эффективность преобразования энергии электронного пучка в когерентное излучение. Изучено более сотни кристаллов, выращенных при различных технологических режимах. Основные результаты измерений дифференциальной эффективности лазеров в зависимости от режимов охлаждения выращенных кристаллов CdS приве-

Таблица 4

Дифференциальная эффективность лазера в зависимости от режима охлаждения выращенных кристаллов CdS

Номер опыта	Режим охлаждения		Дифференциальная эффективность лазера η_d , % ($E=75$ кэВ)
	T , °C	t , ч	
7	Без отжига		1,7
127	700	23	2
124	750	25,5	3
163	750	97	3,5
55	800	6	6
91	900	5	5
232	900	7,5	8,9-9,9
235	900	7,5	8,85-10,5
311	900	23	4,8
292	900	47	5,9
234	Закалка с 900 на воздухе		6,36
239	950	25	3,3
48	Охлаждение со скоростью 100 град/ч		6,1
225	Охлаждение со скоростью 50 град/ч		6,75

дены в табл. 4. Как видно из таблицы, наилучшими лазерными характеристиками обладали кристаллы, которые подвергались изотермическому отжигу при температуре 900°C с длительностью 7,5 ч. Эффективность преобразования электронного пучка в когерентное излучение достигала более 10% (Оп235). На рис. 13 представлены ватт-амперные характеристики лазерного экрана, изготовленного из монокристалла сульфида кадмия (Оп232), прошедшего такой же отжиг, как и кристалл Оп235. Дифференциальная эффективность лазера при $E_0 = 75$ кэВ составляла 9,9%.

Улучшение лазерных характеристик связано с тем, что кристаллы, подвергнутые изотермической обработке при данных режимах, не имели выделений второй фазы металлического кадмия, а концентрация носителей была

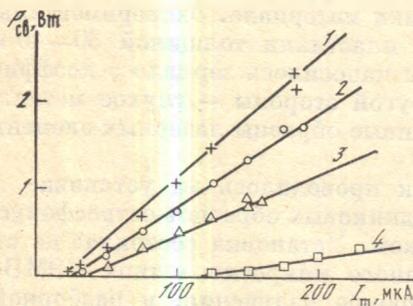


Рис. 13. Ватт-амперные характеристики лазерного экрана, изготовленного из монокристалла сульфида кадмия

1 — $E_0 = 100$ кэВ; $\eta_d = 9,3\%$;

2 — 75; 9,9;

3 — 50; 10,3;

4 — 30; 6,8;

Оп232; $L = 20$ мкм;

$R_1 R_2 = 0,9$

равна $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре, что соответствует границе области гомогенности сульфида кадмия, как и определено в разделе 3. Увеличение длительности отжига при температуре 900°C (Оп239, Оп292, Оп311) снижает эффективность лазерного излучения примерно в 2 раза. Уменьшение эффективности связано с увеличением вакансий кадмия, которые являются центрами безызлучательной рекомбинации.

Таким образом, для изготовления лазерных мишеней необходимо использовать монокристаллы сульфида кадмия с концентрацией носителей не более $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и холловской подвижностью не менее $2500 \text{ см}^2/\text{с}$ при $T = 100 \text{ K}$.

5. МЕТОДИКА ВЫРАЩИВАНИЯ ОБЪЕМНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ CdS_xSe_{1-x}

Выращивание объемных монокристаллов твердых растворов на основе $CdS-CdSe$ проводилось на установке, описанной в разделе 1. Подготовка кварцевых ампул, их загрузка, заполнение инертным газом (аргоном) и отпайка проводились по отработанной методике для CdS .

Как показали предварительные эксперименты по выращиванию твердых растворов CdS_xSe_{1-x} , исходные материалы необходимо было также пересублимировать не только для очистки и получения компактного поликристаллического материала, но и для увеличения однородности получаемых кристаллов. Исходная смесь сульфида и селенида кадмия, подвергаемая пересублимации, рассчитывалась по формуле

$$m_{CdSe} = \frac{m_{CdS} \cdot \% CdSe \cdot M_{CdSe}}{\% CdS \cdot M_{CdS}}, \quad (5)$$

где m_{CdSe} , m_{CdS} — навески селенида и сульфида кадмия соответственно; $M_{CdSe} = 191,36$ г, $M_{CdS} = 144,46$ г — молекулярные веса селенида и сульфида кадмия; $\% CdSe$, $\% CdS$ — содержание компонентов в твердом растворе в $\%$ мол.

После загрузки в ампулу пересублимации исходная смесь полупроводниковых материалов тщательно перемешивалась. Процесс пересублимации проводился так же, как и для чистого сульфида кадмия (см. рис. 3). После процесса из осажденного поликристаллического материала отбиралась средняя фракция, которая является наиболее чистой и использовалась в дальнейшем для загрузки в ампулу.

Для выращивания объемного ориентированного монокристалла полупроводникового соединения $A^{IV}B^{VI}$ из газовой фазы необходимо использовать монокристаллическую ориентированную затравочную подложку. Однако такой затравочной подложкой твердых растворов CdS_xSe_{1-x} в начале исследований мы не располагали. Поэтому для этих целей нами использовалась затравочная шайба сульфида кадмия, так как его структура одинакова со структурой твердого раствора CdS_xSe_{1-x} , а параметры решетки близки. Затравочная шайба подвергалась предварительному отжигу при температуре $950-1000^\circ C$ в течение 8—9 ч совместно с загружаемым материалом CdS_xSe_{1-x} в ампуле для роста. Отжиг проводился с целью получения диффузионного переходного слоя, на поверхности которого образуется твердый раствор CdS_xSe_{1-x} по составу, близкий к исходному загружаемому материалу.

При проведении процессов выращивания было замечено, что достаточно совершенные кристаллы растут на ориентированной подложке CdS с диффузионным слоем, если состав наращиваемого твердого раствора содержит не более 20% $CdSe$. Если твердые растворы содержат большую концентрацию $CdSe$, то растут менее совершенные кристаллы с повышением количества малоугловых границ и дислокаций, а иногда образуются отдельные блоки. Это можно объяснить рассогласованием кристаллических решеток, подложки и наращиваемого полупроводникового соединения твердого раствора. Рассогласование кристаллических решеток создает напряжение в переходных слоях и образование дислокаций несоответствия. Все это приводит к ухудшению электрофизических свойств переходных слоев и выращиваемых на них кристаллов.

В наших опытах по выращиванию монокристаллов твердых растворов CdS_xSe_{1-x} установлено, что рассогласование кристаллических решеток вплоть до 0,7% не препятствует росту совершенных монокристаллов.

Дальнейшие детальные исследования позволили установить, что и при наращивании кристалла твердого раствора на подложку из твердого раствора при разнице в составе по $CdSe$ более 20% возникает рост несовершенного

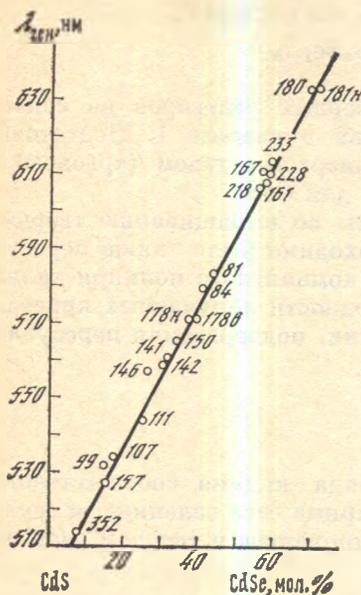


Рис. 14. Зависимость длины волны генерации от состава твердого раствора сульфида кадмия при $T = 80$ К
Цифры означают номер опыта

кристалла. Поэтому монокристаллы твердых растворов $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ с большим содержанием CdSe необходимо было растить на подложках твердого раствора с таким учетом, чтобы разница в составах подложка—кристалл была не более 20%. Таким образом, выбирая подходящую затравочную пластину, нам удалось вырастить монокристаллы твердых растворов с содержанием CdSe , равным 70%. Затем с использованием ориентированных монокристаллических подложек твердых растворов в качестве затравок выращивались кристаллы твердых растворов одинакового с затравкой состава, что позволило снизить количество дислокаций в кристаллах на 2—3 порядка. Процесс роста твердых растворов проводился при тех же температурных режимах, как и для чистого сульфида кадмия. Длительность выращивания составляла 50—80 ч. Кроме этого, в зависимости от требуемых свойств кристалла охлаждение его также производилось по различным режимам.

Разработанная технология выращивания объемных монокристаллов твердых растворов $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ позволила получить достаточно совершенные монокристаллические слитки с воспроизводимыми свойствами.

6. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СОСТАВА ТВЕРДОГО РАСТВОРА $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ НА ДЛИНУ ВОЛНЫ ГЕНЕРАЦИИ ЛЭ

Для выращивания монокристаллов твердых растворов, излучающих свет в зеленой и красной областях спектра, используемых для цветного проекционного лазерного телевидения, необходимо знать зависимость длины волны генерации ЛЭ от состава твердого раствора $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$. Чтобы установить такую зависимость, нами были проведены исследования, методика которых сводилась к следующему. Рассчитывалась по формуле (1) (см. разд. 5) исходная смесь твердого раствора CdS — CdSe и проводилась его пересублимация. Отбиралась средняя функция из сублимата для роста кристалла. Проводился процесс выращивания объемного монокристалла, после чего кристалл разрезался на шайбы толщиной 1,5 мм и из них изготавливались лазерные образцы по технологии, аналогичной для CdS (см. разд. 4). От шайб отбирались пробы на химический анализ³.

Эксперименты по определению длины волны излучения лазерных образцов проводились путем возбуждения генерации остросфокусированным электронным пучком на установке, описанной в работах [13, 14].

Световые характеристики лазерных образцов измерялись в режиме импульсного сканирования электронного пучка вдоль строки. Спектр излучения регистрировался с помощью спектрографа СТЭ-1 или спектрометра ДФС-12, приемником оптического излучения на выходе спектрометра служил фотоумножитель ФЭУ-17а. Спектр записывался на электронном потенциометре ПС1-02 или ЭПИ-09 с помощью синхронного детектора.

³ Химический анализ проведен В. Г. Яковлевой.

Таблица 5

Длина волны генерации лазера при $T = 80$ К в зависимости от состава твердого раствора CdS—CdSe

Номер опыта	Содержание CdSe в исходной смеси CdS—CdSe, % мол	Химический анализ CdS—CdSe		Длина волны генерации * λ , Å
		Содержание Se, % вес	Содержание CdSe, % мол	
352	10	5,56	5,55	5140
157	15	7,95	15,17	5270
99	20	7,75	14,84	5340—5350
107	20	7,95	15,17	5350—5370
111	20	12,50	24,68	5430
141	30	15,26	30,6	5610—5630
142	30	14,96	30,0	5595—5630
146	30	13,00	25,7	5581
150	30	16,62	33,7	5660
152	35	17,96	36,79	—
178 **	35	18,8	38,6	5715
178 ***	35	18,3	37,5	—
81	40	20,48	42,6	5845—5870
84	40	19,56	40,42	5790—5845
161	55	25,99	56,16	6090—6125
167	55	25,95	56,07	6120—6150
218	55	25,55	55,06	6055—6067
228	55	26,2	56,73	6090—6145
233	60	26,58	57,7	6160
269	60	—	—	6150
180	70	30,85	69,06	6340
181 **	70	30,85	69,06	6340
181 ***	70	32,25	72,93	—

* Указано изменение длины волны вследствие неоднородности состава твердого раствора.

** Верх. *** Низ.

Результаты исследований представлены на рис. 14 и сведены в табл. 5. Из рис. 14 видно, что зависимость длины волны генерации от состава твердого раствора $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ линейная. Это подтверждает, что CdS и CdSe образуют непрерывный ряд твердых растворов. Из рассмотренных данных табл. 5 можно заключить, что состав выращенных кристаллов близок к расчетному составу исходной смеси порошков сульфоселенида кадмия.

7. ГРАНИЦЫ ОБЛАСТИ ГОМОГЕННОСТИ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ И ЗАВИСИМОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОТ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ СТЕХИОМЕТРИЧЕСКОГО СОСТАВА

В связи с тем, что полупроводниковые соединения типа $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ имеют малую область гомогенности, представлял практический интерес определить границы области гомогенности для твердых растворов CdS—CdSe различных составов. Знание этой границы позволило бы получать кристаллы без второй фазы и контролировать электрофизические свойства выращиваемых монокристаллов.

Используя методику определения границы области гомогенности полупроводниковых соединений, которая была применена для сульфида кадмия [15], монокристаллы твердых растворов подвергались изотермическому отжигу, после чего кристаллы разрезались на шайбы толщиной 1,5 мм и из них изготавливались лазерные элементы, образцы для измерения эффекта Холла и образцы для исследования микроструктуры. Снимались излучательные характеристики лазерных элементов, зависимость подвижности

Таблица 6

Влияние режимов отжига на холловские параметры материала и дифференциальную эффективность лазера CdS_xSe_{1-x}

Номер опыта	$T_{отж}, ^\circ C$	$t_{отж}, ч$	$n \cdot 10^{-16},$ см $^{-3}$	$\mu \cdot 10^{-2},$ см $^2/V \cdot c$	$n \cdot 10^{-16},$ см $^{-3}$	$\mu \cdot 10^{-2},$ см $^2/V \cdot c$	α	$\eta_d, \%$
			100 К		400 К			
157	900	23,7	0,7	17	2	1,5	2,0	8
99	900	7	2	15	6	2,7	1,45	15
107	900	8	2	16	5	2,0	1,51	4,5
111	850	7	0,35	27	0,7	2,0	2,2	8,5
141	750	23,2	Высокоомный		—	—	—	5,5—12
142	800	24	Высокоомный		—	—	—	5—9
146	900	26	0,9	23	2,5	2,2	1,85	14
152	900	48	1	19	2	2,4	1,82	—
178	900	7	2	15	5	2,4	1,33	8—12
161	900	10	0,4	9,5	0,8	1,4	1,56	12,5
167	900	7,5	0,6	20	1	2,3	1,73	16,6
218	950	7,7	1,1	18	2,5	2,5	1,53	5,6
228	900	7,5	—	—	—	—	—	15
181	800	22	4	18	8	4,3	1,27	12
190	900	21,3	5	14	9	4,0	1,0	11
189	900	24	8	8,5	14	2,7	0,89	8

носителей от температуры на холловских образцах и проводилось исследование образцов под микроскопом с целью определения выделений второй фазы. Критерием гомогенности полупроводникового кристалла служили исследования микроструктуры и зависимость холловской подвижности от температуры. В табл. 6 для серии образцов полупроводниковых соединений CdS_xSe_{1-x} приведены режимы отжига, холловские параметры материала и дифференциальная эффективность работы лазера. Приведены значения концентрации носителей, когда на температурной зависимости подвижности вплоть до температуры 100 К не наблюдалось ее уменьшения и в объеме материала не было выделений второй фазы. По этим значениям можно оценить область гомогенности в концентрации носителей при комнатной температуре для разных составов твердых растворов. Это представлено на рис. 15. Так, для твердых растворов CdS_xSe_{1-x} с длиной волны генерации $\lambda = 5300 \text{ \AA}$ (рис. 15, а) граница области гомогенности лежит при $n = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, твердые растворы, излучающие свет с длиной волны $\lambda = 5600 \text{ \AA}$ (рис. 15, б), имеют границу при $n = 2,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а для твердых растворов с $\lambda = 6100 \text{ \AA}$ (рис. 15, в) $n = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В то же время твердые растворы, излучающие свет с $\lambda = 6300 \text{ \AA}$ (рис. 15, г), имеют границу области гомогенности при $n = 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, найдено, что с увеличением содержания селенида кадмия в твердом растворе CdS_xSe_{1-x} область гомогенности сначала увеличивается по сравнению с чистым сульфидом кадмия, а затем уменьшается, достигая своего минимума при составе 52—55% мол CdSe. При составе 70% мол CdSe в твердом растворе эта область снова увеличивается. Как видно из табл. 6, максимальная эффективность преобразования энергии электронного пучка в когерентном излучении удается получить на образцах, изготовленных из монокристаллов, состав которых отвечает границе области гомогенности. Чтобы обеспечить эти требования, монокристаллы твердого раствора определенного состава должны охлаждаться каждый по своему. Так, для состава 52—55% мол селенида кадмия (Оп167) оптимальным является изотермический отжиг при температуре 900°C с выдержкой 7,5 ч и дальнейшим охлаждением в печи со скоростью 100 град/ч. Этот режим отжига обеспечивает КПД лазеров более 16%, что в настоящее время является рекордным для объемных кристаллов твердого раствора сульфида кадмия и селенида кадмия.

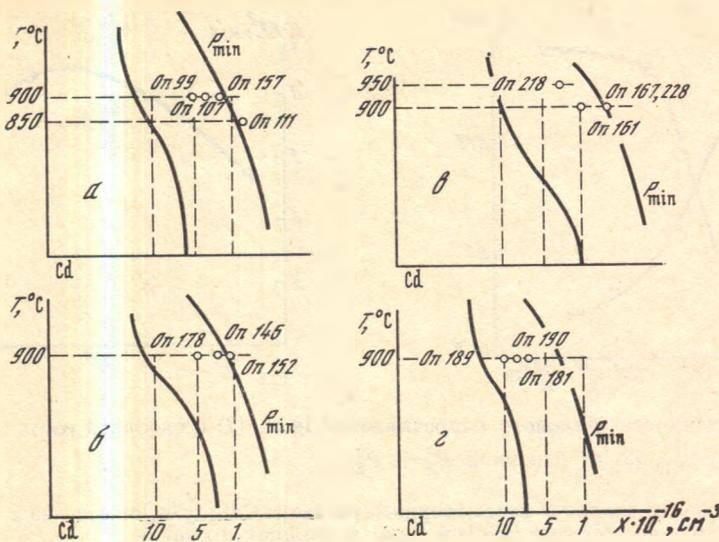


Рис. 15. $T-X$ -проекция границы области гомогенности твердых растворов сульфоселенида кадмия разных составов $a-z$: 15—20% мол (а); 30—35% мол (б); 52—55% мол (в); 17% мол (г)

Кристаллы твердого раствора, которые подвергались изотермическому отжигу при температурах ниже 800°C , обладали высоким сопротивлением и имели более низкую лазерную эффективность излучения.

8. ВЫРАЩИВАНИЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ ПРИ КОНТРОЛИРУЕМОМ ДАВЛЕНИИ S, Se

Выращивание твердых растворов при контролируемом давлении халькогенов позволяет управлять стехиометрическим составом твердых растворов, а значит, и структурой собственных дефектов в этом материале и электрофизическими свойствами, зависящими от этих дефектов. Кроме того, за счет правильного подбора давления паров металла и халькогенов имеется возможность оптимизировать скорость роста твердого раствора в запаянных ампулах.

Для этого по описанной методике осуществлялось выращивание твердых растворов $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ при контролируемом давлении S и Se в холодном конце. При высоких температурах ($T \approx 1180^{\circ}\text{C}$) в запаянных кварцевых ампулах эта методика позволяла получать монокристаллы $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ диаметром до 50 мм со скоростью роста $V_p \approx 0,15$ мм/ч в широком диапазоне составов: $0,05 \leq x \leq 0,65$.

Для получения монокристаллов $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ с различным отклонением от стехиометрии в сторону избытка халькогенов изменялось суммарное давление P_{S_2} и P_{Se_2} , за счет контролируемого давления в холодном конце $P_{\text{S}_2}^0$ и $P_{\text{Se}_2}^0$. При этом состав исходной поликристаллической загрузки для роста и отношение $P_{\text{S}_2}^0/P_{\text{Se}_2}^0$ поддерживались постоянными для выращивания кристаллов $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ одного и того же состава.

Исследовались также условия роста, при которых один и тот же контролируемый состав газовой фазы использовался при выращивании кристаллов различного состава. Для исследований из выращенных кристаллов вырезались образцы в базисной плоскости (0001), в которые вжигались омические контакты.

Как показали измерения, темновое сопротивление образцов $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ резко возрастает при повышении суммарного давления халькогенов. Так,

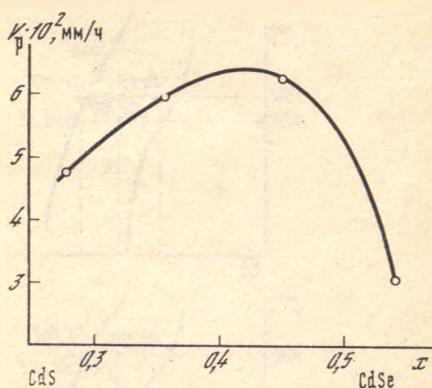
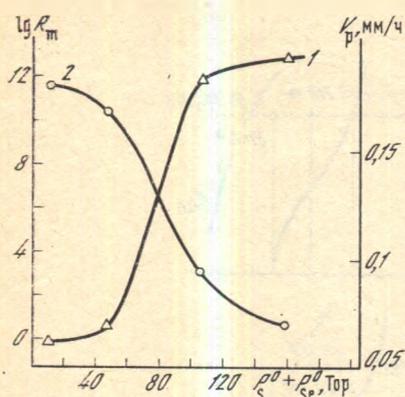


Рис. 16. Зависимость темнового сопротивления $\lg R_T$ (1) и скорости роста твердого раствора $\text{CdS}_{0,88}\text{Se}_{0,12}$ (2) от давления $P_S^0 + P_{\text{Se}}^0$

Рис. 17. Изменение скорости роста твердого раствора $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ от состава x при постоянном контролируемом составе газовой фазы в «холодном конце»

для твердого раствора $\text{CdS}_{0,88}\text{Se}_{0,12}$ удельное сопротивление резко возрастало при достижении $P_S^0 + P_{\text{Se}}^0 \approx 60$ Торр и уже при 100 Торр достигало 10^{12} Ом·см, что связано с самокомпенсацией примесной проводимости за счет электрически активных собственных дефектов, таких, как вакансии Cd [16].

Дальнейший рост давления халькогенов не приводил к существенному изменению темнового сопротивления (рис. 16)⁴. Скорость роста твердого раствора также быстро уменьшалась с ростом суммарного давления халькогенов вплоть до полного прекращения процесса роста. Аналогичные зависимости наблюдались и для других кристаллов $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ в исследованном диапазоне составов.

Скорость роста твердого раствора, как оказалось, зависит не только от суммарного давления $P_S^0 + P_{\text{Se}}^0$, но и от состава выращиваемого кристалла при тех же давлениях P_S^0 и P_{Se}^0 . Причем эта зависимость имеет максимум, что позволяет говорить о существовании оптимального соотношения P_S^0 и P_{Se}^0 для роста твердого раствора определенного состава с максимальной скоростью (рис. 17).

Для объяснения существования оптимального соотношения P_S^0 и P_{Se}^0 необходимо проанализировать процесс массопереноса при выращивании твердых растворов в ампулах с «холодным концом».

Если считать, что $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ является идеальным твердым раствором, то можно записать [17]

$$P_{\text{Cd}}^2 P_{\text{Se}} = K_{\text{CdSe}} x, \quad P_{\text{Cd}}^2 P_{\text{S}_2} = K_{\text{CdS}} (1 - x), \quad (6)$$

где K_{CdSe} , K_{CdS} — константы равновесия для CdSe и CdS при температуре твердого раствора. При условии, что паровая фаза находится в равновесии с раствором и подчиняется соотношению

$$P_{\Sigma} = P_{\text{Cd}} + P_{\text{S}_2} + P_{\text{Se}_2} = \min,$$

можно получить

$$P_{\text{Cd}} = (2K_{\text{эф}})^{1/2},$$

где $K_{\text{эф}} = K_{\text{CdSe}} x + K_{\text{CdS}} (1 - x)$.

Для твердых растворов $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ состав паровой фазы, выражаемый

⁴ Измерения удельных сопротивлений образцов проведены В. С. Петуховым.

в молярных долях y как

$$y = K_{\text{CdSe}}x/K_{\text{эф}},$$

всегда будет более обогащен CdSe, чем сам твердый раствор.

В процессе выращивания кристаллов из газовой фазы по описываемой методике происходит последовательное испарение, перенос через газовую фазу и рост самого кристалла. В этом случае даже при несовпадении составов паровой и твердой фазы можно считать, что выполняется условие стехиометричности для потока через газовую фазу, идущего целиком на рост кристалла.

$$I_{\text{Cd}}/2 = I_{\text{Se}_2}/x = I_{\text{S}_2}/(1-x), \quad (7)$$

где x — состав растущего кристалла.

Поток с испаряющейся загрузки тоже будет отвечать стехиометрическому соотношению, но для состава загрузки x_1 , не совпадающего в общем случае с составом кристалла. Баланс этих потоков поддерживается за счет потока паровой фазы в «холодный конец» ампулы.

Детальный анализ массопереноса через газовую фазу представляет значительные трудности даже в простейшем процессе массопереноса из области с температурой T_1 в область с температурой T_2 . Так как целью данного анализа является выяснение влияния массопереноса в «холодный конец» на сам процесс роста, поэтому для простоты не будет учитываться влияние стефановской конвекции, термодиффузии и инертного газа. Для выращивания в ампуле с «холодным концом» простейшая диффузионная модель дает уравнение вида

$$P_1 - P_2(1 + \alpha) = R_{12}I - \alpha P^0, \quad (8)$$

$$R_{12} = RT_{12}L_{12}/D_{12}S_{12}, \quad \alpha = R_{12}/R_{20},$$

где R_{12} — диффузионное «сопротивление» между зоной испарения и роста, R_{20} — диффузионное «сопротивление» между зоной роста и «холодным концом», I — поток паровой фазы, идущий целиком на рост кристалла, P^0 — давление паровой фазы в «холодном конце» ампулы, T_{12} — средняя температура зоны испарения и зоны роста.

Если записать эти потоки для всех компонентов паровой фазы P_{Cd} , P_{S_2} и P_{Se_2} , считая, что $\alpha_{\text{Se}_2} = \alpha_{\text{S}_2} = \alpha_{\text{Cd}}$, и учитывая уравнение стехиометричности (7) и уравнения (6) для идеального твердого раствора, то получим

$$\frac{K_{1\text{CdSe}}}{P_{1\text{Cd}}^2} x_1 - \frac{K_{2\text{CdSe}}}{P_{2\text{Cd}}^2} x(1 + \alpha) = \frac{R_{\text{Se}_2}}{2} xI_{\text{Cd}} - \alpha P_{\text{Se}_2}^0,$$

$$\frac{K_{1\text{CdS}}}{P_{1\text{Cd}}^2} (1 - x_1) - \frac{K_{2\text{CdS}}}{P_{2\text{Cd}}^2} (1 - x)(1 + \alpha) = \frac{R_{\text{S}_2}}{2} (1 - x)I_{\text{Cd}} - \alpha P_{\text{S}_2}^0,$$

$$P_{1\text{Cd}} - P_{2\text{Cd}}(1 + \alpha) = R_{\text{Cd}}I_{\text{Cd}},$$

где $K_{1\text{CdSe}}$, $K_{1\text{CdS}}$, $P_{1\text{Cd}}$ и x_1 относятся к зоне испарения, а $K_{2\text{CdS}}$, $K_{2\text{CdSe}}$, $P_{2\text{Cd}}$ и x относятся к зоне роста.

Эти уравнения нетрудно преобразовать в более простую форму:

$$\frac{A_1}{P_1^2} - \frac{1}{P_2^2} = B_1I - C_1, \quad \frac{A_2}{P_1^2} - \frac{1}{P_2^2} = B_2I - C_2, \quad P_1 - P = R_{\text{Cd}}I, \quad (9)$$

где $P_1 = P_{1\text{Cd}}$, $P = P_{2\text{Cd}}(1 + \alpha)$, $I = I_{\text{Cd}}$,

$$A_1 = \frac{K_{1\text{CdSe}}x_1}{K_{2\text{CdSe}}x(1 + \alpha)^3}, \quad A_2 = \frac{K_{1\text{CdS}}(1 - x_1)}{K_{2\text{CdS}}(1 - x)(1 + \alpha)^3},$$

$$B_1 = \frac{R_{\text{Se}_2}}{2K_{2\text{CdSe}}(1 + \alpha)^3}, \quad B_2 = \frac{R_{\text{S}_2}}{2K_{2\text{CdS}}(1 + \alpha)^3},$$

$$C_1 = \frac{\alpha P_{\text{Se}_2}^0}{xK_{2\text{CdSe}}(1 + \alpha)^3}, \quad C_2 = \frac{\alpha P_{\text{S}_2}^0}{(1 - x)K_{2\text{CdS}}(1 + \alpha)^3}.$$

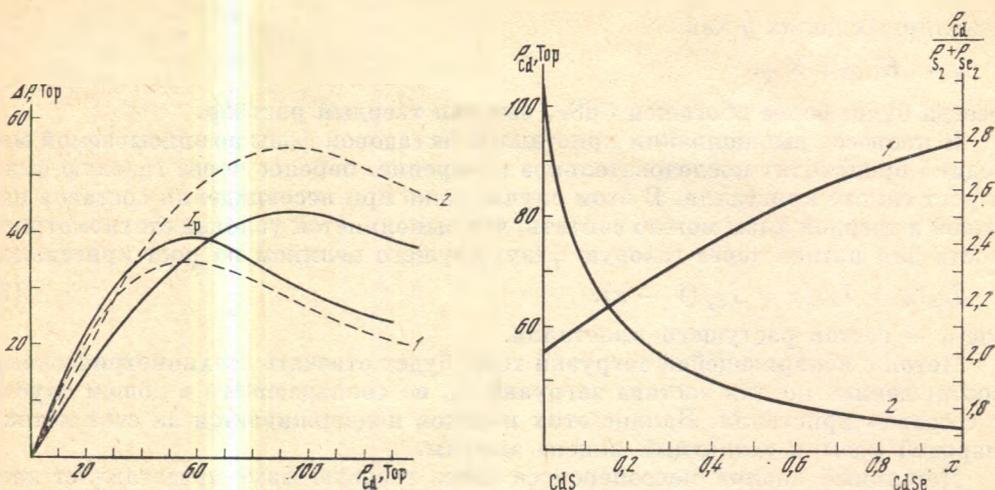


Рис. 18. Зависимость скорости массопереноса $\Delta P = I_{Cd} R_{Cd}$ от давления кадмия в зоне роста

1 — для переноса CdS; 2 — для переноса CdSe; $\Delta x = 0$ (штриховые); $\Delta x < 0$ сплошные; I_p — скорость совместного переноса твердого раствора $CdS_{1-x}Se_x$

Рис. 19. Зависимость равновесного состава паровой фазы в зоне роста от состава твердого раствора $CdS_{1-x}Se_x$

1 — давление P_{Cd} ; 2 — отношение $P_{Cd}/(P_{S_2} + P_{Se_2})$

В том случае, когда $P_{Se_2}^0 = P_{S_2}^0 = 0$ и $x_1 - x = 0$, т. е. нет смещения состава кристалла по отношению к загрузке, был выполнен расчет по этим уравнениям для переноса CdS и CdSe при условии, что $T_1 = 1180^\circ C$, $T_2 = 1140^\circ C$, $\alpha = 0,01$, $R_{Se_2}/R_{Cd} = 1,3$, $R_{S_2}/R_{Cd} = 0,8$ (рис. 18).

Расчет был сделан для разности $P_1 - P$, которая прямо пропорциональна потоку I_{Cd} . Нетрудно показать, что максимальной скорости переноса будет соответствовать давление P_{Cd} :

$$\text{для переноса CdSe: } P_{\max} = [2(R_{Cd}/R_{Se_2})K_{2CdSe}]^{1/3},$$

$$\text{для переноса CdS: } P_{\max} = [2(R_{Cd}/R_{S_2})K_{2CdS}]^{1/3}.$$

При этом скорость переноса в максимуме будет равна

$$I_{\max CdSe} = \frac{A_1^{1/3} - 1}{R_{Cd}} P_{\max CdSe}, \quad I_{\max CdS} = -\frac{A_2^{1/3} - 1}{R_{Cd}} P_{\max CdS}. \quad (10)$$

Как видно из рис. 18, реальная скорость массопереноса, удовлетворяющая совместному переносу CdS и CdSe, будет меньше каждого из максимумов

$$I_p < I_{\max CdS}, \quad I_p < I_{\max CdSe}.$$

При появлении сдвига составов $\Delta x = x_1 - x \neq 0$ положение максимумов не изменится, но будет изменяться само значение скорости переноса в каждом максимуме в соответствии с членами уравнений A_1 и A_2 , зависящими от Δx . При этом при $\Delta x < 0$ максимум для переноса CdS будет расти, а для переноса CdSe уменьшаться. Если имеется сдвиг составов загрузки и кристалла, то необходимо выполнение условия стехиометрического баланса потоков, нарушение которого будет приводить к нестационарному процессу роста. Как показали проведенные процессы выраживания, состав твердых растворов слабо изменяется по высоте кристалла, а общий сдвиг состава кристалла по отношению к загрузке не превышает нескольких процентов.

Для роста кристаллов $CdS_{1-x}Se_x$ с максимально возможной скоростью необходимо, чтобы сдвиг состава был $\Delta x < 0$. Величина этого сдвига зависит

от состава x : при $x \approx 0,5$ требуемая величина сдвига Δx максимальна, а при составах, близких к $x = 0$ и $x = 1$, необходимое для максимальной скорости переноса смещение составов уменьшается до $|\Delta x| = 0$.

Поток паровой фазы в «холодный конец» I_0 тоже влияет на смещение составов. В общем виде уравнения баланса потоков можно записать

$$\begin{aligned} I_{Cd}^1 &= I_{Cd} + I_{Cd}^0, \\ x_1 I_{Cd}^1 &= x I_{Cd} + 2I_{Se_2}^0, \\ (1 - x_1) I_{Cd}^1 &= (1 - x) I_{Cd} + 2I_{S_2}^0. \end{aligned} \quad (11)$$

Из этих уравнений следует, что поток I^0 должен быть стехиометричным: $I_{Cd}^0 = 2(I_{S_2}^0 + I_{Se_2}^0)$. Выполнение этого жесткого требования накладывает ограничения на состав паровой фазы в зоне роста кристалла, который и определяет состав потока I^0 в «холодный конец» (x_0).

Если считать, что давление компонентов в «холодном конце» равно 0, то из стехиометричности потока I^0 следует (рис. 19):

$$P_{Cd}^3 = P_{\max}^{CdSe} x + P_{\max}^{CdS} (1 - x). \quad (12)$$

Несложно показать, что это приводит к сдвигу составов $x_1 - x > 0$.

Таким образом, наличие «холодного конца» определяет состав паровой фазы в зоне роста и приводит к сдвигу состава кристалла по отношению к нагрузке в сторону избытка CdS. Величина сдвига пропорциональна потоку паровой фазы в «холодный конец» и в наших условиях составляет $\Delta x/x \approx \approx 1\%$. Этот сдвиг противоположен по знаку сдвигу состава, необходимому для получения максимальной скорости роста. Если в «холодном конце» имеется контролируемое давление $P_{S_2}^0$ и $P_{Se_2}^0$, то состав паровой фазы x_0 , уносимый потоком I_0 в «холодный конец», будет определяться потоками

$$\begin{aligned} I_{Se}^0 &= \frac{x^0}{2} I_{Cd}^0 = \frac{\alpha}{R_{Se}} \left(\frac{K_{CdSe} x}{P_{Cd}^2} - P_{Se_2}^0 \right), \\ I_{S}^0 &= \frac{1-x^0}{2} I_{Cd}^0 = \frac{\alpha}{R_S} \left(\frac{K_{CdS} (1-x)}{P_{Cd}^2} - P_{S_2}^0 \right), \\ I_{Cd}^0 &= \frac{\alpha}{R_{Cd}} P_{Cd}. \end{aligned} \quad (13)$$

В этом случае состав парвой фазы x_0 , а значит, величина и даже знак сдвига составов Δx будут зависеть от $P_{Se_2}^0$ и $P_{S_2}^0$. В соответствии с уравнением (9) это должно изменять скорость переноса паровой фазы в зоне роста. Таким образом, выращивание при контролируемом давлении халькогенов в холодном конце позволяет оптимизировать скорость роста кристаллов твердых растворов $CdS_{1-x}Se_x$. Кроме того, контролируемое давление халькогенов может изменять состав паровой фазы x , улетающей в «холодный конец» и этим самым управляемо сдвигать состав выращиваемого кристалла по отношению к составу загрузки.

В заключение авторы благодарят Ю. М. Попова и А. С. Насибова за постановку задачи и обсуждение результатов исследований, а также признательны В. И. Козловскому за измерения лазерных характеристик полупроводниковых материалов и В. Г. Яковлевой за проведение химического анализа образцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Богданкевич О. В., Насилов А. С. Лазерная ЭЛТ. А. с. СССР № 270100 // Бюл. изобрет. 1974. № 16. С. 57.
2. Богданкевич О. В., Насилов А. С., Новиков А. А. и др. О некоторых возможностях применения полупроводникового квантового генератора с электронным возбуждением в устройствах вычислительной техники // Радиотехника и электроника. 1971. Т. 16, № 5. С. 824—829.

3. Марков Е. В., Давыдов А. А. Сублимация кристаллов CdS // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1971. Т. 7, № 4. С. 575—579.
4. Витриховский Н. И., Мизецкая И. Б. Получение смешанных монокристаллов CdS—CdSe из паровой фазы и их некоторые характеристики // ФТТ. 1959. Т. 1, № 3. С. 397—402.
5. Шапкин П. В. Технология выращивания монокристаллов полупроводниковых соединений типа $A^{II}B^{VI}$ для лазеров с электронным возбуждением: Дис. ... канд. техн. наук. М.: ФИАН, 1982. 181 с.
6. Погорелова Н. Н., Марков Е. В., Гарба Н. И. и др. Удаление хемосорбированного кислорода с поверхности сульфида кадмия // Сб. науч. тр. по проблемам микроэлектроники. Хим.-технолог. сер. М., 1975. Вып. 21. С. 104—109.
7. Марков Е. В., Давыдов А. А. Выращивание ориентированных монокристаллов сульфида кадмия из паровой фазы // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1975. Т. 11, № 10. С. 1755—1758.
8. Шефер Г. Химические транспортные реакции. М.: Мир, 1964. 189 с.
9. Погорелова Н. Н., Давыдов А. А., Гарба Н. И. и др. Кинетика переноса паров сульфида кадмия в ампуле // Сб. науч. тр. по проблемам микроэлектроники. Хим.-технолог. сер. М., 1975. Вып. 21. С. 110—118.
10. Исакова Р. А. Давление пара и диссоциация сульфидов металлов. Алма-Ата: Наука, 1968. 230 с.
11. Albers W., Haas C., Vink H. J. Quenching effects and the determination of the existence region of semiconducting compounds // Phillips Res. Repts. 1963. Vol. 18. P. 372—376.
12. Devlin S. S. Appendix to: Shiozawa L. R., Jost J. M. Research on 2—6 compound semiconductors // Final Techn. Rept contract. 1965. N AF 331(657)—7399 U. S.
13. Насибов А. С., Козловский В. И., Папуша В. П. Исследование характеристик электронно-лучевой трубки с лазерным экраном // Радиотехника и электроника. 1973. Т. 18, № 10. С. 2151—2157.
14. Насибов А. С., Папуша В. П., Козловский В. И. Электронно-лучевая трубка с лазерным экраном // Квантовая электроника. 1974. Т. 1, № 3. С. 534—541.
15. Шапкин П. В., Мариненко С. М., Сафин М. А. и др. Получение однофазных кристаллов CdS // Получение и свойства полупроводниковых соединений типа $A^{II}B^{VI}$ и $A^{IV}B^{VI}$ и твердых растворов на их основе: Тез. докл. I Всесоюз. науч.-техн. конф. М.: МИСиС, 1977. Ч. 2. С. 238.
16. Mochizuki K., Onodera H., Igaki K. Photoconductivity of CdS_xSe_{1-x} with controlled deviation from stoichiometry // Phys. status solidi a. 1985. Vol. 89. P. 673—678.
17. Шапаронов М. И. Введение в молекулярную теорию растворов. М.: Гостехтеориздат, 1956. 490 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Набиев Р. Ф., Попов Ю. М. Коэффициент оптического усиления в прямозонных полупроводниках	7
Набиев Р. Ф., Попов Ю. М. Самофокусировочные явления и диаграмма направленности излучения в полупроводниковых лазерах с продольной накачкой электронным пучком	26
Козловский В. И., Резников П. В. Диаграмма направленности излучения лазерных ЭЛТ	34
Печенов А. Н., Скорбун С. Д. Лазерный волоконно-оптический экран	50
Насибов А. С., Печенов А. Н., Решетов В. И. Исследование деградации лазерных элементов, излучающих в видимой области	68
Коростелин Ю. В., Марков Л. С., Суслина Л. Г., Федоров Д. Л., Шапкин П. В. Исследование влияния упругих напряжений на спектральные характеристики лазерных элементов ЛЭЛТ, изготовленных из $Zn_xCd_{1-x}Se$ ($0,8 < x < 1,0$)	89
Каменский М. А., Козловский В. И., Марков Е. В., Насибов А. С., Скасырский Я. К. Лазерный элемент ЛЭЛТ на основе ZnO , выращенного методом химического транспорта на затравку	102
Арешкин А. Г., Власов Ю. А., Насибов А. С., Скасырский Я. К., Суслина Л. Г., Федоров Д. Л. О некоторых возможностях продвижения в УФ-область спектра	122
Ахеян А. М., Козловский В. И., Коростелин Ю. В., Резников П. В., Тихонов В. Г., Шапкин П. В. Твердые растворы $A^{II}B^{VI}$ в качестве активной среды ЛЭЛТ	128
Коростелин Ю. В., Марков Л. С., Суслина Л. Г., Федоров Д. Л., Шапкин П. В. Фотолюминесценция лазерных элементов, изготовленных из твердых растворов $Zn_xCd_{1-x}Se$ ($0,8 < x < 1,0$)	144
Кручных В. Ю., Меснянкин И. В., Намм А. В., Новиков В. Б., Обыден С. К., Резников П. В., Сапарин Г. В. Гетероструктуры CdS_xSe_{1-x}/CdS для лазеров с продольной накачкой электронным пучком	152
Губарев А. А., Лаврушин Б. М., Набиев Р. Ф., Насибов А. С., Сыпченко М. Н., Попов Ю. М. Инфракрасные лазерные элементы	158
Козловский В. И., Насибов А. С., Резников П. В. Сканируемые и непрерывные лазеры с продольной накачкой электронным пучком на основе InP	187
Козловский В. И., Резников П. В., Скасырский Я. К. Расчет характеристик непрерывных лазеров с накачкой электронным пучком	192
Коростелин Ю. В., Тихонов В. Г., Шапкин П. В. Выращивание объемных монокристаллов сульфида кадмия и твердых растворов сульфоселенида кадмия для лазерных ЭЛТ	201

CONTENTS

Introduction	3
Nabiev R. F., Popov Yu. M. Optical gain in direct-gap semiconductors	7
Nabiev R. F., Popov Yu. M. Selffocusing effects and far-field distribution in longitudinally electron-beam-pumped semiconductor lasers	26
Kozlovsky V. I., Reznikov P. V. Far-field distribution in laser cathode-ray tube	34
Pechenov A. N., Skorbun S. D. Laser optical fiber screen	50
Nasibov A. S., Pechenov A. N., Reshetov V. I. The investigation of the degradation of visible region laser elements	68
Korostelin Yu. V., Markov L. S., Suslina L. G., Fedorov D. L., Shapkin P. V. Investigation of influence of elastic strains on spectral characteristics of the laser elements made of $Zn_xCd_{1-x}Se$ ($0.8 < x < 1.0$)	89
Kamensky M. A., Kozlovsky V. I., Markov E. V., Nasibov A. S., Skasyrsky Ya. K. Laser element of laser cathode-ray tube utilizing ZnO crystal grown on seed substrate CVT method	102
Areshkin A. G., Vlasov Yu. A., Nasibov A. S., Skasyrsky Ya. K., Suslina L. G., Fedorov D. L. On some possibilities to move to the UV spectral region	122
Akhekyan A. M., Kozlovsky V. I., Korostelin Yu. V., Reznikov P. V., Tikhonov V. G., Shapkin P. V. Solid solutions $A^{II}B^{VI}$ as active elements of laser cathode-ray tube	128
Korostelin Yu. V., Markov L. S., Suslina L. G., Fedorov D. L., Shapkin P. V. Photoluminescence of the laser elements utilizing solid solutions $Zn_xCd_{1-x}Se$ ($0.8 < x < 1.0$)	144
Kruchnov V. Yu., Mesnyankin I. V., Namm A. V., Novikov V. B., Obyden S. K., Reznikov P. V., Saparin G. V. Heterostructures CdS_xSe_{1-x}/CdS for longitudinally electron-beam-pumped lasers	152
Gubarev A. A., Lavrushin B. M., Nabiev R. F., Nasibov A. S., Sypchenko M. N., Popov Yu. M. Infrared laser elements	158
Kozlovsky V. I., Nasibov A. S., Reznikov P. V. Scanning and continuous operation InP longitudinally electron-beam-pumped lasers	187
Kozlovsky V. I., Reznikov P. V., Skasyrsky Ya. K. Calculation of e-beam-pumped CW lasers characteristics	192
Korostelin Yu. V., Tikhonov V. G., Shapkin P. V. The growth of CdS_xSe_{1-x} mixed single crystals boules for laser CRT	201