

На правах рукописи

Для служебного пользования

Экз. № \_\_\_\_\_

Воеводин Валерий Георгиевич

**ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ  
НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЙ  $A^2B^4C_2^5$ :  
ПОЛУЧЕНИЕ, СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЕ**

Специальности  
01.04.05 – оптика  
01.04.10 – физика полупроводников

**АВТОРЕФЕРАТ**  
**диссертации на соискание учёной степени**  
**доктора физико-математических наук**

Томск – 2003

Работа выполнена в Сибирском физико-техническом институте  
и Томском государственном университете

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор  
Шандаров Станислав Михайлович

доктор физико-математических наук, профессор  
Мешковский Игорь Касьянович

доктор физико-математических наук, профессор  
Лаврентьева Людмила Германовна

Ведущая организация: Институт общей физики РАН, г. Москва.

Защита диссертации состоится *20 ноября 2003 г.* в *14 ч. 30 мин*  
на заседании диссертационного совета Д 212.267.04 в Томском государственном  
университете: 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Томского государст-  
венного университета.

Автореферат разослан *18 октября 2003 г.*

Ученый секретарь диссертационного совета

Пойзнер Б.Н.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Прогресс в области оптической электроники - включая такие разделы, как нелинейная и интегральная оптика - во многом определяется успехами материаловедения полупроводников сложного состава. В частности, существенный интерес для нелинейной оптики представляют соединения  $A^2B^4C_2^5$  - анизотропные нецентросимметричные кристаллы, которые характеризуются высокими значениями нелинейной поляризуемости и двулучепреломления, что позволяет эффективно использовать их для параметрического преобразования частоты лазерного излучения среднего ИК-диапазона. Источники когерентного ИК-излучения, обеспечивающие возможность варьировать в широких пределах спектральные и энергетические параметры выходного излучения, требуются для решения таких прикладных задач, как оптико-электронное подавление ИК-систем наведения, атмосферный газоанализ, разделение изотопов, медицинская диагностика и лечение, дистанционная идентификация биологических материалов, а также отравляющих и взрывчатых веществ.

Анализ современного состояния лазерной техники позволяет сделать вывод, что наиболее эффективным путем освоения спектрального диапазона 2,5-25 мкм является разработка параметрических преобразователей частоты (ППЧ) лазерного излучения с использованием нелинейных оптических кристаллов. В связи с этим становятся весьма актуальными вопросы оптимизации элементной базы ППЧ и схем преобразования частоты лазерного излучения, при этом параметры проектируемых устройств определяются как техническими характеристиками имеющихся лазеров, так и достигнутым уровнем технологии нелинейно-оптических материалов.

Среди соединений  $A^2B^4C_2^5$  наиболее перспективными для ППЧ среднего ИК-диапазона являются кристаллы дифосфида цинка-германия  $ZnGeP_2$  и диарсенида кадмия-германия  $CdGeAs_2$ , обеспечивающие возможность фазового согласования для трехчастотного взаимодействия в спектральном диапазоне 0,8-17 мкм. Реализация потенциальных возможностей применения этих кристаллов в нелинейно-оптических устройствах связана с решением большого комплекса физических, физико-химических и технологических задач, направленных на выяснение условий получения крупных оптически однородных монокристаллов с малыми оптическими потерями. К числу основных материаловедческих задач относится, прежде всего, получение информации о фазовых диаграммах соответствующих тройных систем, т.е. о характере плавления соединений, конфигурации областей гомогенности и парциальных давлениях компонентов в газовой фазе. Другим важным классом материаловедческих задач является выяснение механизмов образования и взаимодействия собственных и примесных дефектов в процессе выращивания и послеростовых воздействий на кристаллы. Для решения этих задач необходимо использовать комплексные методики исследования физических свойств кристаллов совместно с теоретическими расчетами электронного спектра дефектов и термодинамическим анализом процессов дефектообразования.

С другой стороны, одним из перспективных путей развития элементной базы нелинейной оптики является реализация нелинейных элементов в виде планарных или канальных волноводов. Основным достоинством волноводов является воз-

возможность получения высокой эффективности нелинейных процессов при малых мощностях накачки, однако разработка прикладных нелинейных интегрально-оптических устройств находится, практически, на начальном этапе. Это связано с необходимостью решения сложных технологических задач при создании элементной базы и отсутствием, в ряде случаев, простых физических моделей и прикладных формул для расчета оптимальных конструктивных решений. Особый интерес представляет выяснение возможностей реализации в планарном исполнении тех нелинейно-оптических устройств, которые в силу ряда причин не были созданы в «объемном» варианте. Например, имелись основания полагать, что анализ процессов параметрической генерации обратной волны в волноводных структурах позволит предложить приемлемые варианты реализации соответствующих структур. Наряду с поиском новых возможностей применения оптических волноводов и использования для их изготовления новых материалов необходимо также развивать новые методы характеристики параметров разрабатываемых структур.

К началу 1990-х годов в планарном исполнении были реализованы практически все аналоги «объемной» оптики, однако эти устройства интегральной оптики использовались для обработки только одномерных пространственно-модулированных сигналов, в то время как обработка двумерных оптических сигналов (изображений) методами интегральной оптики могла бы открыть качественно новые возможности в решении ряда проблем нелинейной и адаптивной оптики.

Так, одним из основных элементов адаптивных оптических систем является датчик волнового фронта (ДВФ). В основу работы ДВФ и измерителей расходимости лазерного излучения могут быть положены эффекты, связанные с особенностями распространения двумерных оптических сигналов и процессами межмодовой интерференции в планарных и канальных волноводах. В связи с этим становится необходимой разработка фундаментальных основ создания интегрально-оптических устройств для ДВФ, включая математические модели, материаловедческие аспекты и технические решения для компонентов ДВФ и адаптивной оптической системы в целом. Например, важным классом задач фазового управления в адаптивной оптике является формирование лазерных пучков с заданным пространственным распределением интенсивности в области фокусировки. Математическая модель такого типа задач обязательно содержит решение фазовой проблемы, т.е. восстановление фазовой функции на входе по изменениям интенсивности излучения на выходе оптической системы. Прогресс в решении этой проблемы определяется, в частности, успехами в аналитическом рассмотрении уравнения квазиоптики. Кажется вполне обоснованным применение для решения этого уравнения операторных методов, наиболее развитых в квантовой теории твердого тела, так как уравнение Шредингера и уравнение квазиоптики относятся к классу задач Коши. Следует отметить, что исследование процессов распространения пространственно-модулированных оптических сигналов в планарных оптических волноводах представляет также интерес в связи с разработкой интегрально-оптических устройств обработки изображений и малогабаритных систем ИК-видения.

Таким образом, для модернизации элементной базы современной оптической электроники путем использования новых материалов - в частности, анизотропных нецентросимметричных кристаллов и планарных волноводных структур - необходимо проведение комплексных системных исследований, включающих разработку

технологий получения указанных кристаллов и структур, изучение новых физических эффектов в этих структурах, математическое и компьютерное моделирование, а также создание новых прикладных устройств на основе изученных эффектов.

Все вышеизложенное определило цель и задачи диссертационной работы.

**Цель диссертационной работы** заключалась в разработке фундаментальных физических и материаловедческих основ создания функциональных элементов оптической электроники на основе кристаллов  $A^2B^4C_2^5$  и в выяснении возможностей их использования в нелинейной, интегральной и адаптивной оптике.

Для достижения указанной цели решались следующие задачи:

1. Выяснение физико-химических закономерностей процессов синтеза и кристаллизации соединений  $ZnGeP_2$  и  $CdGeAs_2$ , включая термодинамический анализ этих процессов, разработку высокопроизводительных технологий синтеза соединений и технологий выращивания крупных монокристаллов.

2. Расчет областей гомогенности соединений  $ZnGeP_2$  и  $CdGeAs_2$  и экспериментальное изучение особенностей формирования ансамбля макро- и микродефектов в кристаллах  $ZnGeP_2$ , выращенных методом Бриджмена из нестехиометрических расплавов. Разработка методик характеристики указанных дефектов. Теоретический анализ энергетического спектра точечных структурных дефектов в  $ZnGeP_2$ .

3. Выяснение возможностей управления оптическими свойствами дифосфида цинка-германия путем термообработки, легирования примесью меди, облучения высокоэнергетическими электронами, лазерного и ультразвукового отжига; анализ причин остаточного оптического поглощения в  $ZnGeP_2$  в диапазоне 0,7-2,5 мкм.

4. Изучение физико-химических закономерностей формирования планарных волноводов методом твердофазных реакций изовалентного замещения на подложках из полупроводниковых соединений с летучими компонентами (на примере дифосфида цинка-германия). Анализ оптических потерь в неоднородных волноводных структурах.

5. Теоретическое и экспериментальное исследование процессов передачи двумерных изображений в одно- и многомодовых планарных волноводах. Исследование закономерностей процессов интерференции волноводных мод в связи с условиями пространственно-угловой фильтрации лазерных пучков в волноводных структурах.

6. Оптимизация параметров нелинейных элементов из  $ZnGeP_2$  и  $CdGeAs_2$  и апробация этих кристаллов в устройствах параметрического преобразования частоты лазерного излучения – включая генерацию гармоник, генерацию комбинационных частот и параметрическую осцилляцию. Анализ процессов ап-конверсии и генерации обратной волны в планарных волноводных структурах.

7. Разработка и апробация принципиально новых устройств, основанных на использовании эффектов пространственно-угловой фильтрации излучения и межмодовой интерференции в волноводных структурах, для измерения расходимости лазерных пучков. Теоретический анализ адаптивных оптических систем с субапертурными датчиками волнового фронта на основе волноводных структур.

**Научная новизна** работы состоит в следующем:

1. Выявлены лимитирующие стадии процесса синтеза соединения  $ZnGeP_2$  из элементарных компонентов при использовании двухтемпературной закрытой системы. Впервые показана принципиальная возможность выращивания кристаллов

ZnGeP<sub>2</sub> методом Чохральского с жидкостной герметизацией расплава.

2. Получены новые данные о влиянии условий получения кристаллов дифосфида цинка-германия методом Бриджмена на их оптические, люминесцентные и электрофизические свойства и структурные характеристики.

3. Впервые проведен анализ механизмов рассеяния носителей заряда в дифосфиде цинка-германия и получены данные о величине акустического деформационного потенциала и константе электрон-фононного взаимодействия.

4. Выяснены новые закономерности изменения физических свойств дифосфида цинка-германия при термообработке, диффузионном легировании примесью меди, облучении 2 МэВ-электронами, ультразвуковом и лазерном отжиге.

5. Впервые выполнены расчеты энергетического спектра точечных структурных дефектов в ZnGeP<sub>2</sub>, а также кластеров на их основе. Предложена новая модель «аномального» оптического поглощения в дифосфиде цинка-германия.

6. Впервые обеспечена наиболее полная апробация нелинейных элементов из ZnGeP<sub>2</sub> и CdGeAs<sub>2</sub> в различных схемах параметрического преобразования частоты твердотельных и газовых лазеров среднего ИК-диапазона.

7. Впервые изучены особенности формирования нелинейных оптических волноводов на подложках ZnGeP<sub>2</sub> методом твёрдофазных реакций изовалентного замещения цинка кадмием.

8. Впервые обнаружен и исследован эффект «поперечной» интерференции волноводных мод в планарных волноводах и получены новые данные о фазовой чувствительности «продольной» межмодовой интерференции в волноводных структурах.

9. Для трехмерных градиентных волноводов построена теория второго лучевого инварианта, необходимого для существования регулярных направляемых мод. Впервые выполнен анализ оптических потерь в планарных волноводах в рамках формализма оптики мутных сред.

10. Впервые экспериментально показана возможность передачи двумерного оптического изображения в планарных одномодовых и многомодовых волноводах с призмными устройствами ввода-вывода излучения.

11. Впервые выполнен анализ процессов ап-конверсии и генерации обратной волны в планарных структурах на основе сложных полупроводников и предложены наиболее перспективные варианты таких структур.

12. Впервые для решения уравнения Гельмгольца в параболическом приближении использован формализм алгебр Ли, что позволило продвинуться в аналитическом решении фазовой проблемы в адаптивной оптике.

### **Практическая ценность работы** определяется следующим:

1. Предложенный в работе динамический вариант двухтемпературного способа синтеза дифосфида цинка-германия практически исключает лимитирующую стадию синтеза, связанную с диссоциацией бинарных фосфидов, что принципиально меняет ход технологического процесса и существенно увеличивает его производительность.

2. Найдены условия выращивания ZnGeP<sub>2</sub> методом Бриджмена, обеспечивающие получение крупных монокристаллов с оптическим качеством, удовлетворяющим требованиям их практического использования в нелинейной оптике.

3. Выяснены условия послеростовых воздействий (термообработки, облуче-

ния 2 Мэв-электронами, лазерного и ультразвукового отжига), позволяющие целенаправленно и, при необходимости, локально изменять оптические и электрофизические свойства кристаллов дифосфида цинка-германия.

4. Апробированные с использованием кристаллов  $\text{ZnGeP}_2$  и  $\text{CdGeAs}_2$  параметрические преобразователи частоты разных полос излучения  $\text{CO}_2$ -лазеров могут составить основу для создания источника когерентного излучения, перестраиваемого в диапазоне 2–17 мкм с шагом по частоте  $10^{-2}$ – $10^{-3}$   $\text{см}^{-1}$ .

5. На основе проведенных расчетных и экспериментальных работ оптимизирован технологический процесс получения волноводных слоев путем диффузии кадмия в соединения  $\text{ZnSe}$  и  $\text{ZnGeP}_2$ .

6. Предложена методика оптимизации нелинейно-оптических волноводов по значениям интегралов перекрытия взаимодействующих мод с использованием разложения профилей показателя преломления в степенной ряд, что позволяет унифицировать процедуру нахождения оптимальных параметров для волноводов с различными профилями показателя преломления.

7. Предложена методика расчета оптических потерь в волноводах с использованием формализма оптики мутных сред, что позволяет повысить точность учета вклада объемных и поверхностных потерь в затухание волноводных мод.

8. Разработаны и испытаны макеты устройств для передачи двумерного изображения в одномодовых и многомодовых планарных волноводах. Выявлены особенности распределения разрешающей способности по полю переданного изображения.

9. Разработаны принципиально новые устройства для измерения расходимости мощных лазерных пучков с использованием эффекта пространственно-угловой фильтрации излучения в планарных волноводах. Разработаны и испытаны макеты измерителей расходимости лазерного излучения, работающих в режиме межмодовой интерференции и в режиме регистрации  $m$ -линий.

10. Разработаны математические модели для оптимизации компонентов адаптивных оптических систем и на их основе предложены системные технические решения для адаптивного зеркала и гартмановского датчика волнового фронта.

**Личный вклад автора.** Результаты, изложенные в диссертации, получены автором и группой руководимых им сотрудников в СФТИ, а также в кооперации с сотрудниками ведущих лазерных центров страны (ИОФ и ИПФ РАН, ИОА, ИОМ и ИЛФ СО РАН, ФИАЭ, МИФИ и др.). Необходимость коллективной работы возникла, прежде всего, при решении вопросов прикладного использования кристаллов. Например, апробация полученных в СФТИ нелинейных элементов проводилась на уникальных лабораторных стендах в указанных выше центрах при участии и методическом руководстве разработчиков этих стендов. В целом же личный вклад автора включает выбор темы исследования, постановку цели и задач диссертационной работы, формирование комплекса методик исследований, обеспечивающего решение поставленных задач, разработку и усовершенствование установок и методик для выращивания монокристаллов и исследования их свойств, проведение части измерений, разработку физических моделей, проведение части теоретических расчетов, анализ полученных расчетных и экспериментальных данных, а также обобщение представленных в работе результатов.

### Научные положения, выносимые на защиту:

1. Планарные нелинейно-оптические волноводы – в том числе на основе соединений  $A^2B^4C_2^5$  – могут быть использованы как новая элементная база для создания источников когерентного излучения, основанных на эффекте параметрической генерации обратной волны, при этом максимальное количество фазосогласованных сочетаний волноводных мод обеспечивается при нулевых порядках сигнальной и холостой мод, т.е. для взаимодействия  $TM_n(\omega_p) \rightarrow TE_0(\omega_s) + TM_0(\omega_i)$ .

2. В планарных оптических волноводах с призменными устройствами ввода-вывода излучения можно осуществить передачу и ап-конверсию двумерного изображения. В одномодовых волноводах указанные процессы реализуются за счет спектрально-пространственной фильтрации углового спектра полихромного оптического сигнала, а в многомодовых волноводах – за счет использования волноводных структур с определенным модовым составом.

3. Измерения расходимости лазерного излучения в реальном масштабе времени могут проводиться путем регистрации  $m$ -линий или периода межмодовой интерференции в многомодовых планарных волноводах, при этом продольную интерференционную картину в волноводном треке можно использовать также для регистрации фазовых флуктуаций вводимого в волновод излучения.

4. Многомодовые планарные волноводы могут использоваться как субапертуры гартмановского датчика волнового фронта в адаптивных оптических системах. Аналитическое решение фазовой проблемы для таких систем достигается путем применения операторных методов, наиболее развитых в квантовой теории твердого тела, к решению уравнения квазиоптики.

5. Для существования второго лучевого инварианта в трехмерных градиентных волноводах и, следовательно, для выполнения условий распространения регулярных направляемых мод в этих структурах необходимо, чтобы кривые равного значения показателя преломления в поперечном сечении волновода отличались друг от друга только изотропным масштабным преобразованием.

6. Для получения градиентных оптических волноводов  $Cd_xZn_{1-x}GeP_2 / ZnGeP_2$  методом твердофазных реакций изовалентного замещения необходимо предварительно сформировать на подложках  $ZnGeP_2$  приповерхностный слой с повышенной концентрацией вакансий цинка – например, путем термообработки кристаллов.

7. Концентрация точечных структурных дефектов в кристаллах  $ZnGeP_2$ , выращенных методом Бриджмена, составляет не менее  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , при этом степень компенсации электроактивных дефектов превышает 0,98, а часть их энергетических уровней делокализована за счет кулоновского взаимодействия дефектов.

8. В кристаллах  $ZnGeP_2$ , выращенных из расплава, основными дефектами, ответственными за остаточное оптическое поглощение в диапазоне 0,8–2,5 мкм, являются вакансии цинка и нанокластеры GeP со структурой сфалерита. Снижение соответствующих оптических потерь достигается путем уменьшения размеров кластеров при послеростовой обработке кристаллов  $ZnGeP_2$ .

9. Процесс синтеза нелинейно-оптического материала  $ZnGeP_2$  из элементарных компонентов в двухтемпературной закрытой системе включает образование бинарных фосфидов на промежуточных этапах синтеза, а последующая диссоциация этих фосфидов определяет производительность процесса синтеза тройного соединения  $ZnGeP_2$ .

**Апробация работы.** Основные результаты работы были доложены и обсуждены на следующих конференциях, совещаниях, семинарах, симпозиумах: Third Intern. Symposium on Lasers and Nonlinear Optical Materials (Keystone, Colorado, USA, July 20–24, 2003), 1<sup>th</sup> Intern. Symposium on Point defect and Nonstoichiometry (Sendai, Japan, March 20–22, 2003), Intern. Conf. on Ternary and Multinary Compounds. (13<sup>th</sup>, Paris, France, October 14–18, 2002; 12<sup>th</sup>, Taiwan, March 13-17, 2000; 11<sup>th</sup>, Salford, UK, September 8-12, 1997; 10<sup>th</sup>, Stuttgart, Germany, September 19-22, 1995; 9<sup>th</sup>, Yokohama, Japan, August 8–12, 1993; 8<sup>th</sup>, Kishinev, USSR, September 11–14, 1990), Intern. Workshop on MICS (St-Petersburg, 2001), Materials Research Society Spring Meeting (San Francisco, USA, 2001), MRS Fall Meeting (Boston, USA, 2001), 5<sup>th</sup> Russian-Chinese Symposium on Laser Physics and Laser Technology (Tomsk, RF, October 23–28, 2000), Russian-Korean Intern. Symposium on Science and Technology (4<sup>th</sup>, KORUS'2000, Novosibirsk, June, 2000; 3<sup>rd</sup>, KORUS' 99, Novosibirsk, June 22–25, 1999). II Международн. симпозиуме «Контроль и реабилитация окружающей среды» (Томск, 19–21 июля, 2000), Intern. Workshop on Nonlinear Optical Materials (Malvern, UK, September 18–20, 1999), IV Российск. конф. по физике полупроводников: Полупроводники '99 (Новосибирск, 25-29 октября, 1999), VI Международн. симпозиуме «Оптика атмосферы и океана» (Томск, 23–26 июля, 1999), Intern. Conf. on Material Science and Material Properties for Infrared Optoelectronics. (IV, Kiev, Ukraine, 29 Sept.- 2 Oct., 1998; III, Uzhgorod, Ukraine, 30 Sept. – 2 Oct., 1996). Международн. конф. «Прикладная оптика-98» (Санкт-Петербург, 16-18 декабря, 1998), Всесоюзн. конф. по интегральной оптике (Ужгород, 1991), XIV Международн. конф. по когерентной и нелинейной оптике (Ленинград, 1991, Ереван, 1982), Всесоюзн. конф. «Оптика лазеров» (Ленинград, 1982, 1987, 1990), Всесоюзн. конф. «Термодинамика и материаловедение полупроводников» (Москва, 1986, 1989), Всесоюзн. школах «Применение математических методов для описания и изучения физико-химических равновесий» (Новосибирск, 1980, 1985, 1989), Всесоюзн. школах по физико-химическим основам получения материалов электронной техники (Иркутск, 1988, Красноярск, 1984, Улан-Удэ, 1981), Всесоюзн. конф. по росту кристаллов (Москва, 1988, Ереван, 1985, Тбилиси, 1977), Всесоюзн. симпозиумах по лазерному и акустическому зондированию атмосферы (Томск, 1987, 1985), Topical meeting on laser and optical remote sensing: Instrumentation and Techniques (North Falmouth. Massachusetts. 1987), Всесоюзн. конф. «Тройные полупроводники и их применение» (Кишинёв, 1987, 1979, 1976), VIII Всесоюзн. симпозиуме по распространению лазерного излучения в атмосфере (Томск, 1986), Всесоюзн. конф. по процессам роста и синтеза кристаллов и плёнок (Новосибирск, 9–13 июня, 1986; Новосибирск, 21–25 июня, 1982), Thirteenth Intern. Laser Radar Conference (USA, 1986), Всесоюзн. конф. по физико-химическим основам легирования полупроводниковых материалов (Москва, 1982, 1979, 1975).

Работа поддерживалась грантом INTAS-94-396 «Mid infrared laser nonlinear spectroscopy» (1994–1996 г.), грантом Минобразования РФ «Разработка физико-химических основ и оптимизация технологии получения монокристаллов сложного состава и нелинейно-оптических элементов на их основе для лазерных систем среднего ИК-диапазона» (1996–1998 г), грантами МНТЦ № 1604р (1999–2000 г.) и № 2462р (2002–2003 г.).

**Публикации.** Основные результаты диссертации изложены в 194 публикациях, включающих 2 монографии, 87 статей, опубликованных после внешнего рецензирования (в том числе 42 в журналах, входящих в Перечень журналов и изданий, предусмотренный п.11 Положения о порядке присуждения ученых степеней), 93 публикации в сборниках трудов и тезисов докладов конференций, 12 авторских свидетельств.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и приложения. Объем работы составляет 395 страниц, включая 130 иллюстраций, 43 таблицы и список литературы из 567 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

**Во введении** кратко изложено состояние изучаемой проблемы, обоснованы выбор объектов исследования и актуальность темы диссертационной работы, определена цель работы, приведена программа исследований. Отмечены практическая значимость и научная новизна полученных результатов, сформулированы основные положения, выносимые на защиту.

**В первой главе «ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВЫ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ  $A^2B^4C_2^5$  И ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР НА ИХ ОСНОВЕ»** представлены результаты термодинамического анализа и экспериментальных исследований процессов синтеза и кристаллизации нелинейно-оптических кристаллов  $ZnGeP_2$  и  $CdGeAs_2$ , а также закономерностей формирования планарных волноводов на основе сложных соединений диффузионным методом изовалентного замещения, позволившие определить основные физико-химические закономерности этих процессов и разработать технологии выращивания крупных монокристаллов  $A^2B^4C_2^5$  и получения волноводных слоев на их основе. Рассмотрены также некоторые принципиальные вопросы характеристики соединений  $A^2B^4C_2^5$  и планарных волноводных структур.

Предварительная теоретическая проработка технологических экспериментов с использованием термодинамических расчетов была выполнена с целью получения фундаментальной физико-химической и технологической информации. Прежде всего, в п. 1.1 проведен анализ температурных зависимостей потенциала Гиббса реакций образования сложных соединений в тройных системах ( $A^2-B^4-C^5$ ). На основании этих данных были сделаны выводы, что в системе  $Cd-Ge-As$  процесс синтеза  $CdGeAs_2$  осуществляется путем непосредственного сплавления исходных элементарных компонентов, а в системе  $Zn-Ge-P$  при температурах  $\sim 400-1000$  °C интенсивно образуются бинарные фосфиды  $Zn_3P_2$  и  $ZnP_2$ . Энергетически наиболее выгодной при этом является реакция образования  $Zn_3P_2$ , поэтому при высоких температурах ( $>1000$ °C) синтез соединения  $ZnGeP_2$  осуществляется, преимущественно, по реакции ( $1/3 Zn_3P_2 + Ge + 4/3 P = ZnGeP_2$ ). Таким образом, процесс синтеза тройного фосфида  $ZnGeP_2$  из элементарных компонентов в двухтемпературной закрытой системе включает образование бинарных фосфидов (преимущественно,  $Zn_3P_2$ ) на промежуточных этапах синтеза, а последующая диссоциация этих фосфидов определяет производительность процесса синтеза соединения  $ZnGeP_2$ .

Выяснение физико-химических закономерностей этого процесса позволило предложить т.н. «динамический» вариант двухтемпературного метода синтеза

$\text{ZnGeP}_2$ , при котором стадия диссоциации бинарных фосфидов заменяется их механическим перемещением в зону синтеза тройного соединения, что на порядок увеличивает производительность технологического процесса синтеза  $\text{ZnGeP}_2$ .

В п.п. 1.2–1.3 представлены результаты термодинамических расчетов, выполненных с целью получения технологической информации по выращиванию кристаллов. Эти расчеты включали: а) определение энтальпии и энтропии образования точечных структурных дефектов – вакансий, межузельных атомов и дефектов разупорядочения; б) оценку ряда фундаментальных термодинамических параметров химических соединений в тройных системах  $\text{A}^2\text{B}^4\text{C}_2^5$ ; в) определение парциальных давлений летучих компонентов на границах областей гомогенности соединений  $\text{A}^2\text{B}^4\text{C}_2^5$ . Результаты заключительных этапов указанных термодинамических расчетов представлены на рис. 1 и 2.

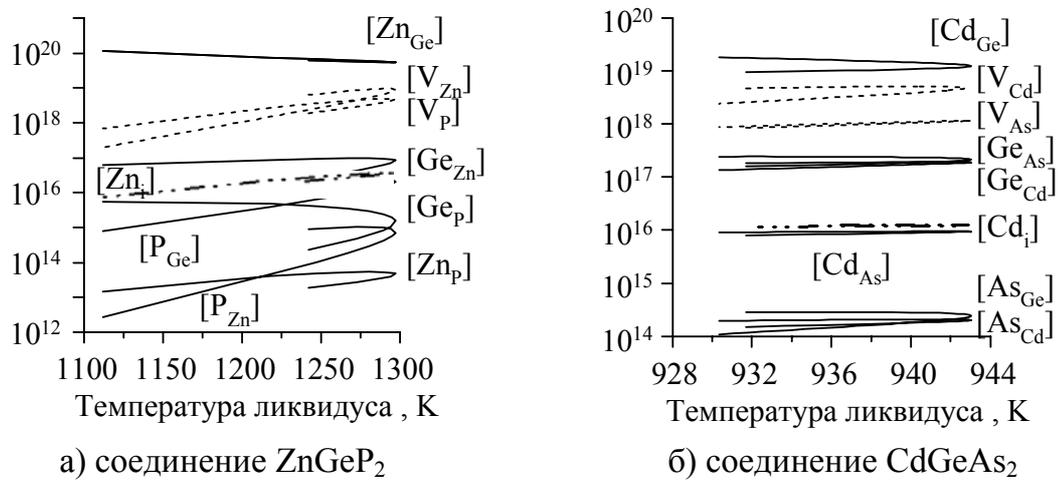


Рис. 1. Концентрации структурных точечных дефектов в кристаллах  $\text{A}^2\text{B}^4\text{C}_2^5$  в зависимости от температуры ликвидуса

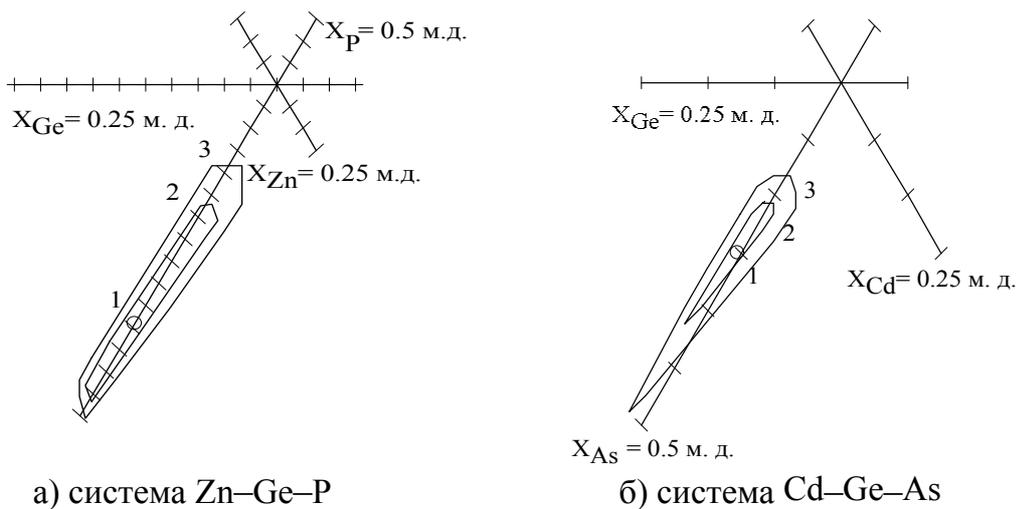


Рис. 2. Области гомогенности соединений  $\text{A}^2\text{B}^4\text{C}_2^5$ , рассчитанные с учетом нейтральных вакансий, межузельных атомов и дефектов разупорядочения: а)  $\text{Zn-Ge-P}$ : 1 - 1297 К; 2 - 1270 К; 3 - 1250 К. б)  $\text{Cd-Ge-As}$ : 1 - 945 К; 2 - 930 К; 3 - 920 К. (Цена деления 0.0001 мол. доли)

Из данных рис. 1–2 следует, что получение как конгруэнтных расплавов, так и кристаллов гомогенного состава является очень сложной технологической задачей. Полученные данные использованы как исходные параметры при постановке экспериментов по оптимизации технологии получения высококачественных нелинейно-оптических кристаллов и волноводных структур на их основе.

**В п. 1.4** рассмотрены технологические особенности получения объемных кристаллов  $A^2B^4C_2^5$ . Основой разрабатываемых технологий выращивания монокристаллов являлись наклонный и вертикальный варианты метода Бриджмена. В результате выполненных исследований были определены оптимальные параметры технологических режимов выращивания нелинейно-оптических кристаллов  $A^2B^4C_2^5$  и получены монокристаллические слитки  $ZnGeP_2$  диаметром до 35 мм и длиной до 150 мм и монокристаллы  $CdGeAs_2$  диаметром до 15 мм и длиной до 60 мм.

Были изучены также возможности получения монокристаллов дифосфида цинка-германия методом Чохральского с жидкостной герметизацией расплава. Эксперименты проводились на промышленной установке для выращивания монокристаллов  $A^3B^5$ , позволяющей обеспечивать давление инертного газа над расплавом до 100 атм. Прежде всего, были успешно решены вопросы, связанные с выбором герметизирующего флюса и определением технологических режимов, предотвращающих диссоциацию расплава и растущего слитка, а также обеспечивающих получение плоского фронта кристаллизации. В результате проведенных экспериментов было получено несколько крупноблочных слитков  $ZnGeP_2$  диаметром от 10 до 30 мм и длиной от 8 до 60 мм. Кристаллы имели структуру халькопирита, их состав в пределах точности рентгеновского микроанализа соответствовал составу загрузки. Полученные результаты свидетельствуют о несомненной перспективности использования метода Чохральского для получения кристаллов  $ZnGeP_2$ .

**В п. 1.5** рассмотрен ряд общих вопросов характеризации соединений  $A^2B^4C_2^5$ . Характеризация выращенных монокристаллов осуществлялась путем измерения их оптических, люминесцентных, электрофизических и фотоэлектрических характеристик, при этом экспериментальные данные сопоставлялись с соответствующими расчетными.

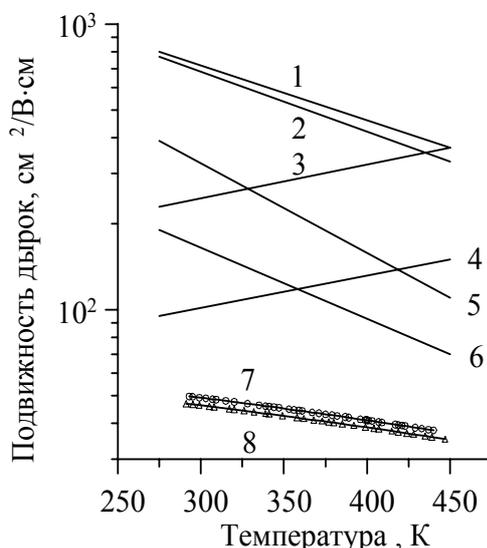


Рис. 3. Расчетные и экспериментальные температурные зависимости подвижности дырок в  $ZnGeP_2$ : (1–6) — парциальные подвижности дырок при рассеянии: 1 — на акустических колебаниях решётки  $\mu_{AK}$  (акустический деформационный потенциал  $E_{AK} = 6,5$  эВ); 2 — на полярных оптических фононах  $\mu_{ПО}$ ; 3, 4 — на ионизированных точечных дефектах  $\mu_i$  ( $N_1 = 4,7 \cdot 10^{18} cm^{-3}$  и  $N_2 = 1,6 \cdot 10^{19} cm^{-3}$ ); 5 — на неполярных оптических фононах  $\mu_{НПО}$  (константа электрон-фононного взаимодействия  $D_1 = 19$  эВ); 6 — при суммарном фоновом рассеянии; 7, 8 — при оптимальных (полученных методом наименьших квадратов) значениях параметров для экспериментально измеренных образцов

Например, на рис. 3 представлены результаты расчета температурной зависимости подвижности носителей заряда в  $\text{ZnGeP}_2$ , выполненные в рамках приближения времени релаксации и правила суммирования обратных парциальных подвижностей. Как и термодинамический расчет (рис. 1), анализ экспериментальных температурных зависимостей подвижности носителей заряда свидетельствует о высокой концентрации точечных структурных дефектов ( $\sim 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) и высокой степени их компенсации (не менее 0,98).

Впервые для соединений  $\text{A}^2\text{B}^4\text{C}_2^5$  был исследован фотоэлектромагнитный (ФЭМ) эффект в кристаллах  $\text{CdGeAs}_2$ , что позволило определить температурные зависимости времени жизни  $\tau_n$  неосновных носителей заряда (рис. 4) в интервале 77–220 К. На основании данных о температурной зависимости сечения захвата  $S_n$  электронов на глубокие рекомбинационные уровни сделаны выводы о каскадном

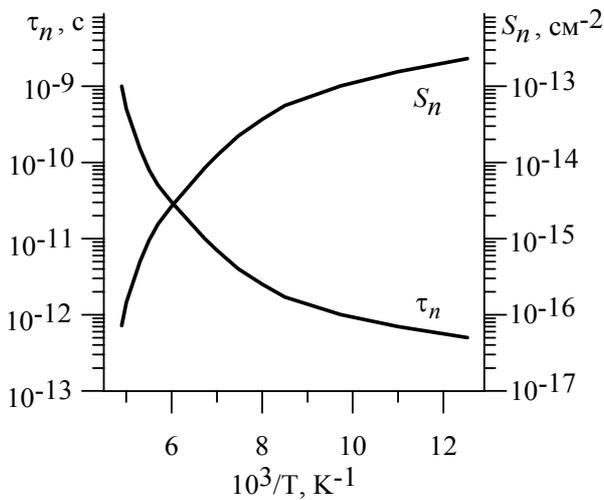


Рис. 4. Типичные температурные зависимости времени жизни неосновных носителей заряда  $\tau_n$  и сечения захвата  $S_n$  электронов на глубокие уровни ( $E_v + 0,2 \text{ эВ}$ ) в высокоомных кристаллах  $p\text{-CdGeAs}_2$

механизме рекомбинации электронов в высокоомных кристаллах  $p\text{-CdGeAs}_2$ .

Для объяснения характерной особенности соединений  $\text{A}^2\text{B}^4\text{C}_2^5$  — уменьшения энергии ионизации глубоких доноров и акцепторов с ростом концентрации носителей заряда — было изучено влияние кулоновского взаимодействия глубоких дефектов (с образованием примесных зон) на электрофизические свойства соединений  $\text{A}^2\text{B}^4\text{C}_2^5$ .

При этом было установлено, что соотношение  $N^{1/3} a^* \sim 1$  (где  $a^*$  — эффективный боровский радиус), являющееся критерием образования примесной зоны для мелких уровней с концентрацией  $N$ , в случае произвольного положения примесного уровня переходит в  $N^{1/3} k^{-1}(E) \sim 1$ , где величина  $k(E)$ , как функция энергии при-

месного уровня, может быть найдена из изотропной двухзонной модели  $k(E)$

$$= \sqrt{\mu \frac{\Delta^2 - E^2}{\Delta}}, \text{ где } \Delta - \text{полуширина запрещенной зоны в точке } \Gamma, \mu^{-1} = m_v^{-1} + m_c^{-1} \text{ и}$$

энергия  $E$  отсчитывается от центра запрещенной зоны (в единицах  $Ry$ ). Выраже-

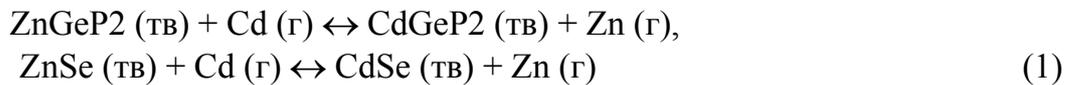
$$\text{нием: } \Delta E = \frac{8\pi}{3} \frac{Z e^2}{\epsilon} k(E_0) (1 + k(E_0) N^{1/3}) e^{-k(E_0) N^{1/3}} \text{ определяется ширина примес-$$

ной зоны, соответствующая концентрации центров  $N$  и положению локального уровня  $E_0$ . Здесь  $Z$  — зарядовое состояние центров. На основе решения уравнения электронейтральности при использовании гауссовой аппроксимации для функции распределения примесных уровней по энергиям

$$p - N_0 \int_{E_v}^{E_c} \frac{\exp[-A^2(E - E_a)^2] dE}{1 + \exp(E/kT) \cdot p/N_v} + K N_d \int_{E_v}^{E_c} \exp[-A^2(E - E_a)^2] dE = 0, \text{ где } K - \text{степень}$$

компенсации акцепторных уровней,  $N_0$  и  $1/A$  – параметры гауссовой функции, определяющие её максимум и полуширину, было найдено, что диффузное размытие дефектного уровня тем сильнее влияет на концентрацию свободных носителей заряда в кристалле, чем больше глубина залегания и величина размытия дефектного уровня, ниже степень его компенсации, а также чем ниже температура измерений. Полученные при этом расчетные данные хорошо согласуются с отмеченными выше особенностями экспериментальных зависимостей  $p(T)$  в кристаллах  $A^2B^4C_5^5$ .

В п. 1.6 представлены результаты фундаментальных физико-химических исследований процессов получения волноводных слоев путем диффузии изовалентных элементов в полупроводниковые соединения с летучими компонентами. При этом в качестве диффузанта выбирается элемент с большим атомным номером, чем замещаемый элемент, что позволяет достигнуть увеличения показателя преломления в диффузионном слое. Были исследованы фазовые равновесия «кристалл – пар изовалентного элемента» для определения термодинамических условий, обеспечивающих реализацию процессов изовалентного замещения атомов в системах  $(ZnGeP_2+Cd)$  и  $(ZnSe+Cd)$ , т.е. анализировались реакции:



Положение равновесия этих реакций определялось по знаку и величине соответствующих изобарно-изотермических потенциалов  $\Delta Z$ . Для реакций (1) получены положительные значения  $\Delta Z$ , что свидетельствует о невыгодности с термодинамической точки зрения замещения атомов цинка более тяжелыми атомами кадмия. В то же время расчеты величины  $\Delta Z$  с участием  $Zn_{(1-x)}V_{Zn(x)}GeP_2$  и  $Zn_{(1-x)}V_{Zn(x)}Se$  в качестве реагентов свидетельствуют о возможности получения волноводных слоев при определенных температурах диффузии после модификации приповерхностных областей кристаллов путем введения неравновесных концентраций вакансий цинка.

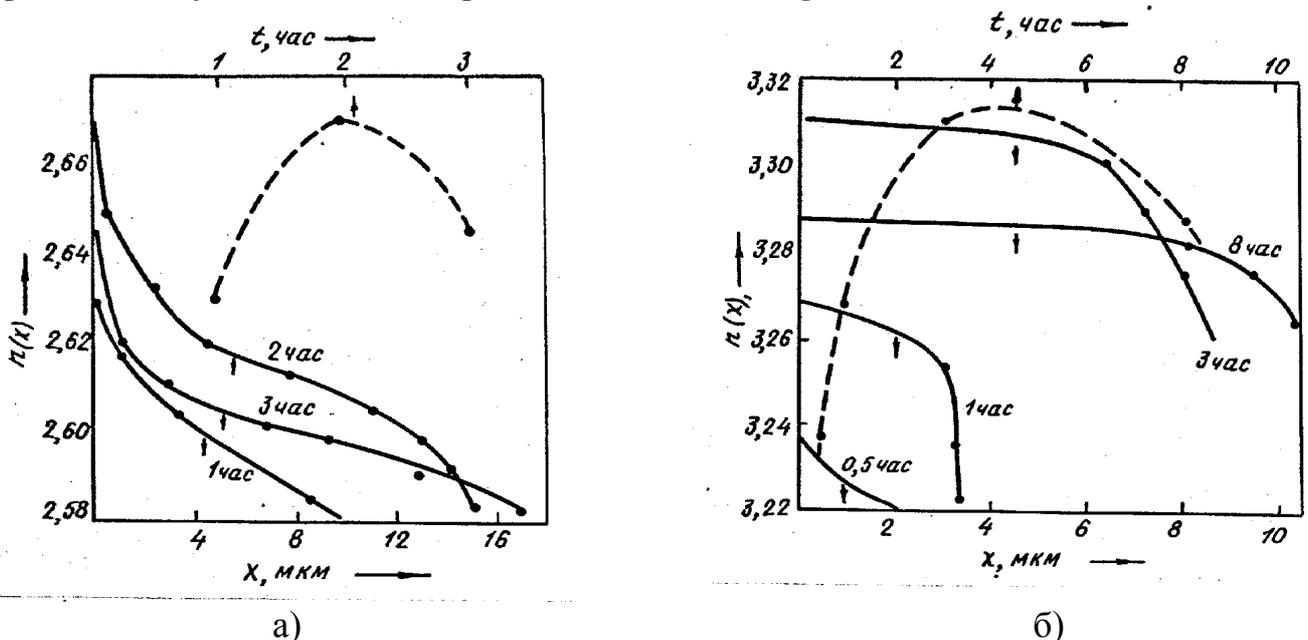


Рис. 5. Зависимость приращения показателя преломления в приповерхностных слоях  $Cd_xZn_{1-x}Se$  (а) и  $Cd_xZn_{1-x}GeP_2$  (б) от времени диффузии (пунктир) и профили показателей преломления в волноводах  $Cd_xZn_{1-x}Se$  и  $Cd_xZn_{1-x}GeP_2$  при различных временах диффузии (сплошная линия)

Для формирования «вакансионных» слоев осуществлялась специальная механическая и термическая обработка подложек, а диффузионный отжиг проводился при  $700\text{ }^{\circ}\text{C}$  в вакуумированных до  $10^{-3}$  Па кварцевых ампулах. Согласно данным металлографического анализа, образующаяся в результате диффузии гетерограница была резкой и повторяла рельеф поверхности исходного образца. Данные рентгеновского микроанализа свидетельствуют об уменьшении концентрации кадмия при большом времени термообработки. Это связано с конкурирующим и более выгодным энергетически процессом диффузии атомов цинка из подложки и вытеснением кадмия цинком, что влияет на формирование профилей распределения показателей преломления получаемых волноводов, как это показано на рис. 5.

Таким образом, технологический процесс получения волноводных слоев путем диффузии «тяжелых» изовалентных элементов в полупроводниковые кристаллы включает следующие стадии, существенно отличающиеся физико-химическим содержанием:

- 1) предварительную обработку подложек, во время которой модифицируются свойства поверхностного слоя и определяются параметры будущего волновода;
- 2) диффузию «тяжелого» изовалентного элемента, при которой формируется слой с термодинамически неравновесной концентрацией диффузанта;
- 3) аутодиффузию, при которой концентрация «тяжелого» элемента в слое уменьшается до значения, определяемого константой равновесия реакций (1).

Хотя процесс аутодиффузии обычно усложняется за счет взаимодействия структурных и примесных дефектов в слое, постдиффузионная обработка сформированного волновода может использоваться для контролируемого управления ансамблем структурных дефектов, влияющих на оптические потери в волноводном слое.

В п. 1.7 рассмотрен новый метод априорной оценки оптических потерь в волноводах на основании экспериментальных данных о микрорельефе их поверхностей, который в общем случае можно представить как слой частиц различной формы, размера и химического состава. Для учета реальной структуры границ волновода были использованы понятия о коэффициентах ослабления света в приповерхностных нарушенных слоях. Считалось, что толщина этих слоев меньше эффективной толщины волновода и сравнима с характерными размерами неоднородностей, при наличии которых необходимо учитывать перекачку энергии из направленных волноводных мод в фазосогласованные моды потерь.

Использование формализма связанных мод и теоретических представлений оптики мутных сред (теории Ми) позволило решить задачу получения достаточно простых аналитических выражений, позволяющих провести оценку влияния реальной поверхности на оптическое качество волноводного слоя. Отметим, что предложенная методика учета влияния нерегулярности границ волноводов на оптические потери взаимодействующих мод является достаточно общей и позволяет сопоставить реальным структурам адекватную физическую модель.

**Во второй главе «ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ УПРАВЛЕНИЯ СВОЙСТВАМИ КРИСТАЛЛОВ  $\text{ZnGeP}_2$  и  $\text{CdGeAs}_2$ »** приведены результаты изучения возможностей контролируемого управления физическими свойствами кристаллов путем варьирования условий их выращивания, а также возможностей улучшения оптического качества выращенных кристаллов путем таких послеростовых воздействий, как отжиг в парах летучих компонентов ( $\text{A}^2$  и  $\text{C}^5$ ), диффузи-

онное легирование примесью меди, облучение высокоэнергетическими электронами, ультразвуковой и лазерный отжиг.

В пп. 2.1.1–2.1.2 представлены подробные результаты исследования зависимости электрофизических и оптических свойств кристаллов  $\text{ZnGeP}_2$ , выращенных методом Бриджмена, от состава расплава, а также от кинетических и температурных параметров технологического процесса. Минимальное оптическое поглощение наблюдалось в образцах из слитков, выращенных из расплава конгруэнтного состава (в соответствии с данными рис. 2 а). Обнаружено, что коэффициент оптического поглощения и подвижность носителей заряда в кристаллах, выращенных с отклонениями состава от конгруэнтного, не являются коррелированными величинами. Линейный регрессионный анализ дал значения коэффициента корреляции, близкие к нулю ( $\sim 10^{-3}$ ). Это свидетельствует о том, что значения указанных физических параметров определяются разными структурными дефектами. Показано, что доминирующий вклад в рассеяние носителей заряда и их подвижность дают точечные дефекты, а коэффициент поглощения «нестехиометрических» кристаллов  $\text{ZnGeP}_2$  определяется, в большинстве случаев, микровключениями и преципитатами второй фазы.

В п. 2.1.3 представлены результаты исследования макро- и микронеоднородностей в выращенных кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$  методами рентгеновской топографии, растровой электронной микроскопии и рентгеновского микроанализа. Выявлены несколько типов микровключений второй фазы и сложная структура полосчатой неоднородности. Анализ причин появления полос роста (с периодами  $\sim 10, 50$  и  $300$  мкм) выполнен в рамках известных моделей неустойчивости конвективных потоков в жидких полупроводниках.

В пп. 2.2 - 2.5 приведены результаты комплексных исследований по выяснению влияния послеростовых воздействий на свойства  $\text{ZnGeP}_2$  и  $\text{CdGeAs}_2$ .

*Высокотемпературный (ВТ) отжиг в парах летучих компонентов.* Типичные результаты исследования влияния ВТ термообработки в парах летучих компонентов на электрофизические свойства  $\text{ZnGeP}_2$  представлены на рис. 6.

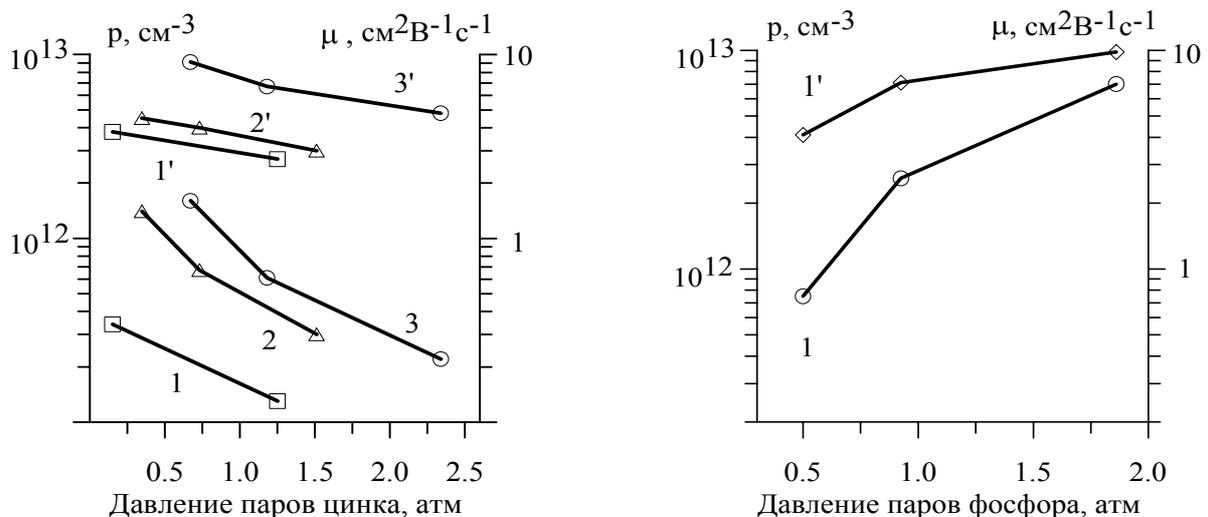


Рис. 6. Зависимость концентрации (1, 2, 3) и подвижности (1', 2', 3') дырок в кристаллах  $p\text{-ZnGeP}_2$  от давления паров летучих компонентов при отжиге образцов, выращенных из стехиометрического расплава в условиях повышенного давления паров фосфора.  $T_{\text{отж}}$ , К: 1 – 1173; 2 – 1223; 3 – 1273.  $t_{\text{отж}}$ , ч.: 1 – 110; 2 – 75; 3 – 45

Из термодинамического анализа полученных результатов сделан вывод о том, что при ВТ отжигах кристаллов  $\text{ZnGeP}_2$  и  $\text{CdGeAs}_2$  для обоих соединений наблюдается проявление конкурирующих процессов изменения концентрации точечных дефектов, различным образом изменяющих электрофизические параметры кристаллов и протекающих с разной скоростью. При этом в  $\text{CdGeAs}_2$  наблюдаемые изменения определяются, в основном, вакансиями кадмия и мышьяка, а в  $\text{ZnGeP}_2$  доминируют дефекты разупорядочения  $\text{Zn}_{\text{Ge}}$  и вакансии фосфора. Анализ изменений спектров катодолуминесценции в результате отжига в парах летучих компонентов подтверждает сделанный вывод. В то же время ВТ отжиг практически не влияет на величину оптических потерь в кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$ , поскольку при этом не удается обеспечить достижение состава кристалла, соответствующего области гомогенности (рис. 2а).

*Диффузионный отжиг с примесью меди.* Типичный пример экспериментальных данных по влиянию диффузионного легирования примесью меди на электрофизические свойства кристаллов  $\text{ZnGeP}_2$  представлен на рис. 7.

Анализ результатов, представленных на рис. 7, и аналогичных данных, полученных для  $\text{CdGeAs}_2$ , свидетельствует о том, что легирование медью путем диффузионного отжига является эффективным способом управления электрофизическими параметрами кристаллов  $\text{ZnGeP}_2$  и  $\text{CdGeAs}_2$ , позволившем путем обоснованного выбора технологических режимов диффузии варьировать концентрацию дырок в пределах  $10^{12}$ – $10^{16}$   $\text{см}^{-3}$  в  $\text{ZnGeP}_2$  и в пределах  $10^{16}$  –  $10^{18}$   $\text{см}^{-3}$  в  $\text{CdGeAs}_2$ . Можно полагать также, что выявленные закономерности легирования – диссоциативный механизм диффузии, ретроградный характер растворимости, акцепторная природа Си-дефектов – являются характерными и для других соединений  $\text{A}^2\text{B}^4\text{C}_2^5$ .

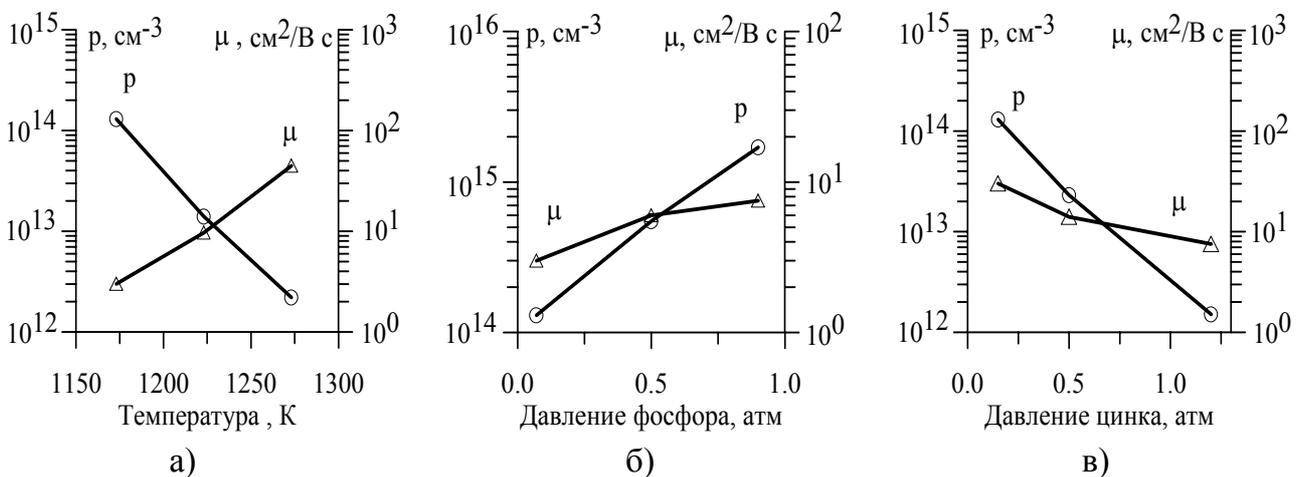


Рис. 7. Концентрация и подвижность дырок в  $\text{ZnGeP}_2$  после диффузии меди в течение  $t_{\text{диф}} = 100$ – $120$  ч : а) без дополнительных навесок Zn и P, в зависимости от  $T_{\text{диф}}$ ; б) с дополнительной навеской P,  $T_{\text{диф}} = 1173$  К; в) с дополнительной навеской Zn,  $T_{\text{диф}} = 1173$  К

*Низкотемпературный (НТ) отжиг.* Примеры влияния послеростового низкотемпературного отжига в парах фосфора ( $T_{\text{отж}} = 550$  °С,  $t_{\text{отж}} = 150$  часов) на оптические свойства кристаллов  $\text{ZnGeP}_2$  разного исходного качества приведены в табл. 1.

**Примеры влияния послеростовой низкотемпературной обработки  
на оптические свойства кристаллов ZnGeP<sub>2</sub>**

Образец	Исходные параметры			Давление фосфора, атм	Параметры после отжига		
	$\alpha$ , см <sup>-1</sup> $\lambda=2,5$ мкм	$\alpha$ , см <sup>-1</sup> $\lambda=5,0$ мкм	$n_{\text{дисл}}$ , см <sup>-2</sup>		$\alpha$ , см <sup>-1</sup> $\lambda=2,5$ мкм	$\alpha$ , см <sup>-1</sup> $\lambda=5,0$ мкм	$n_{\text{дисл}}$ , см <sup>-2</sup>
1	1.8	1.8	$5 \cdot 10^4$	2	0.05	0.04	$3 \cdot 10^4$
2	0.5	0.1	$9 \cdot 10^5$	2	0.3	0.07	$10^5$
3	0.8	0.3	$1 \cdot 10^5$	1.3	0.3	0.1	$8 \cdot 10^4$
4	0.7	0.5	$1 \cdot 10^6$	равновес- ное	0.3	0.2	$3 \cdot 10^5$
5	0.5	0.3	$1 \cdot 10^6$		0.2	0.01	$3 \cdot 10^5$

$\alpha$  – коэффициент поглощения,  $n_{\text{дисл}}$  – плотность дислокаций.

Исследования показали, что послеростовая низкотемпературная обработка образцов ZnGeP<sub>2</sub>, как правило, приводит к существенному уменьшению оптических потерь в области примесного поглощения; при этом уменьшается также плотность дислокаций, однако электрофизические характеристики кристаллов при этом практически не изменяются. Очевидно, что все процессы, связанные с образованием и миграцией точечных дефектов, при НТ отжиге практически исключены, так как типичные значения коэффициентов диффузии примесей и самодиффузии компонентов в широкозонных соединениях при температурах  $\sim 500^\circ\text{C}$  не превышают  $10^{-16}$  см<sup>2</sup>/с, что дает очень малые длины диффузии точечных дефектов при используемых временах отжига. Таким образом, изменение оптических свойств ZnGeP<sub>2</sub> при НТ отжиге определяется дислокационной структурой кристаллов, что позволяет объяснить границы температурного интервала, обеспечивающего заметное улучшение оптического качества кристаллов. При температурах, меньших  $(400\text{--}450)^\circ\text{C}$ , дислокации практически неподвижны, а при температурах, больших  $(500\text{--}550)^\circ\text{C}$ , процессы генерации дислокаций превалируют над процессами их аннигиляции. Найдено, что эффективность «просветления» зависит от состава и давления паров компонентов в газовой фазе, несколько увеличиваясь с увеличением давления фосфора. По-видимому, при небольшом избыточном давлении паров фосфора ( $\sim 2$  атм) состояние поверхностного слоя обеспечивает наиболее благоприятные условия для движения дислокаций и их аннигиляции.

Отсутствие корреляции между значениями  $\alpha$  и  $n_{\text{дисл}}$  свидетельствует о том, что дислокации в данном случае играют роль средства, а не причины. Вероятнее всего, движение дислокаций и связанные с этим структурные перестройки атомов воздействуют на микровключения второй фазы очень малых размеров или на кластеры дефектов – например, приводят к упорядочению атомов в катионной подрешетке ZnGeP<sub>2</sub>, т.е. к уменьшению размеров микровключений кубической  $\beta$ -фазы ZnGeP<sub>2</sub>.

*Ультразвуковое облучение.* Как и низкотемпературный отжиг, ультразвуковое облучение также стимулирует процессы генерации и движения дислокаций в кристаллах. Кроме того, представляет интерес изучение прямого воздействия ультразвуковой волны на микровключения второй фазы в кристаллах. С этой целью в рамках нелинейной теории упругости рассмотрено взаимодействие ультразвука с макроскопическими дефектами в твердых телах. Прежде всего, были изучены аку-

стические резонансы в колебательном спектре макродефектов. Для используемой модели (макродефект отличается от кристаллической матрицы только плотностью вещества) колебательные состояния разыскивались из уравнения  $\omega^2 u_i + (1/\rho_0) \lambda_{iklm} \nabla_k \nabla_l u_m = -(\delta\rho(\mathbf{r})/\rho_0) \omega^2 u_i$ , где  $\rho_0$  – плотность кристалла;  $\delta\rho(\mathbf{r})$  – возмущение плотности на макродефекте;  $\lambda_{iklm}$  – тензор модулей упругости;  $\omega$  – частота и  $u_i(\mathbf{r}, t) = u_i(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t}$  – декартовы компоненты смещений.

Было найдено, что из-за резонансного характера колебаний дефекта имеет место заметный ангармонизм даже при слабых интенсивностях ультразвуковой волны. Благодаря последнему происходит эффективная трансформация ультразвуковой волны во внутренние колебательные состояния макродефекта, т.е. имеющееся в макродефекте колебание (например, флуктуационного происхождения) усиливается и, согласно проведенным оценкам, такое усиление может быть значительным. Нелинейное поглощение ультразвука микровключениями за счет возбуждения акустических резонансов должно приводить к повышению энергии метастабильного состояния макродефекта и, следовательно, к возможному распаду макродефекта – например, по безактивационному механизму. Следует отметить, что усиление упругих волн за счет ангармонизма можно отнести к числу новых нелинейных эффектов.

С использованием металлографических методов получены экспериментальные данные о влиянии ультразвукового облучения (УЗО) на плотность дислокаций ( $n_{\text{дисл}}$ ) и микровключений второй фазы ( $n_{2\text{фаза}}$ ) в кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$ . Результаты экспериментального исследования возможностей уменьшения концентрации этих структурных дефектов, достижения гомогенного состояния и, соответственно, улучшения оптического качества кристаллов  $\text{ZnGeP}_2$  путем УЗО представлены в таблице 2.

Т а б л и ц а 2

### Влияние УЗО на характеристики кристаллов $\text{ZnGeP}_2$

Обра- зец	Исходные параметры				Параметры после УЗ воздействия			
	$\alpha$ , см <sup>-1</sup> $\lambda=2,5$ мкм	$\alpha$ , см <sup>-1</sup> $\lambda=5$ мкм	$n_{2\text{фаза}}$ , см <sup>-2</sup>	$n_{\text{дисл}}$ , см <sup>-2</sup>	$\alpha$ , см <sup>-1</sup> $\lambda=2,5$ мкм	$\alpha$ , см <sup>-1</sup> $\lambda=5$ мкм	$n_{2\text{фаза}}$ , см <sup>-2</sup>	$n_{\text{дисл}}$ , см <sup>-2</sup>
1	1,8	1,8	$2 \cdot 10^3$	$10^5$	1,3	1,3	$10^3$	$7 \cdot 10^4$
2	1,6	1,4	$10^3$	$10^5$	1,3	1,2	$10^3$	$5 \cdot 10^4$
3	1,2	1,0	$2 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^4$	0,9	0,7	$10^2$	$4 \cdot 10^4$
4	0,8	0,6	$2 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^4$	0,5	0,4	$9 \cdot 10^1$	$4 \cdot 10^4$

УЗО проводилось на частоте 120 кГц в течение 60 мин при температуре 300 К.

*Лазерный отжиг (ЛО).* Результаты комплексного исследования кристаллов  $\text{ZnGeP}_2$  после облучения мощными импульсами излучения Nd – лазера ГОС-1001 показали, что в пределах точности измерений электрофизические параметры материала не изменяются при увеличении числа импульсов облучения и при увеличении мощности вплоть до достижения порога разрушения. В отличие от электрофизических свойств, коэффициент поглощения кристаллов, выращенных из расплавов с избытком цинка, претерпевает существенные изменения под влиянием ЛО. Как следует из рис. 8, при плотности энергии лазерного излучения 30–35 Дж/см<sup>2</sup> наблюдается эффект «просветления» кристаллов  $\text{ZnGeP}_2$ , а при плотности  $\sim 40$  Дж/см<sup>2</sup> достигается порог разрушения, что приводит к резкому

ухудшению оптических параметров образцов. Это свидетельствует о том, что наиболее вероятным механизмом лазерного отжига  $\text{ZnGeP}_2$  является тепловой, т.е. лазерное излучение, поглощаясь на включениях, расплавляет эти включения и часть матрицы, а при рекристаллизации размеры включений уменьшаются.

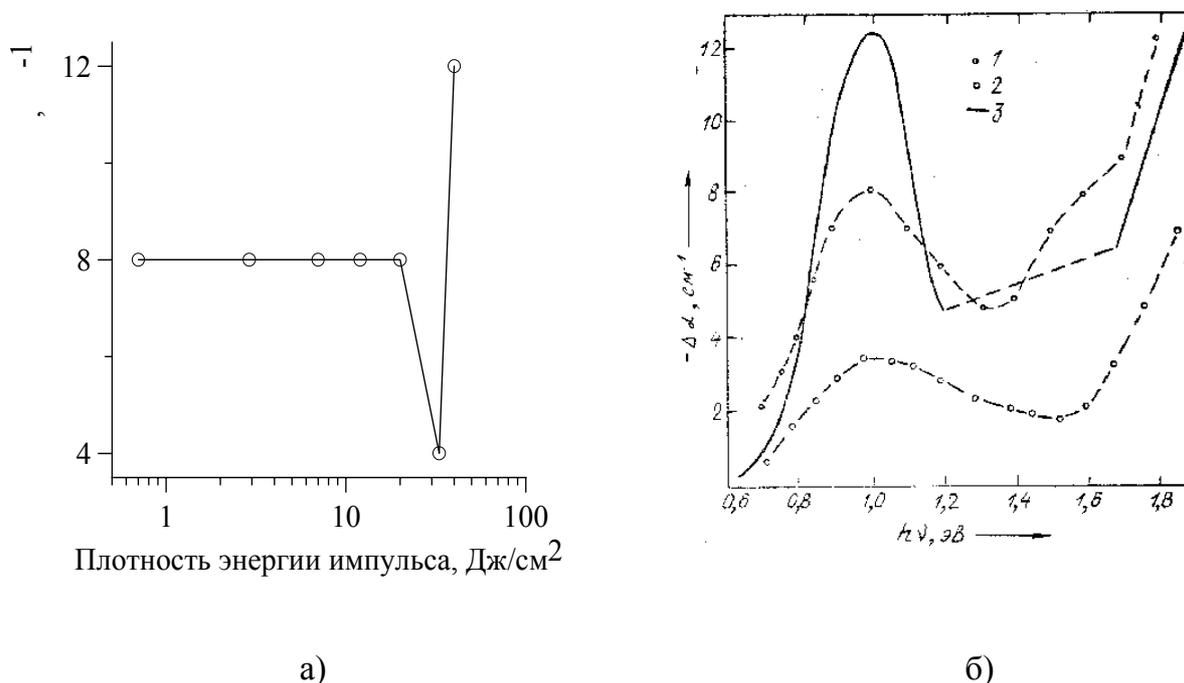


Рис. 8. а) Зависимость поглощения на  $\lambda=1,06$  мкм от плотности энергии импульсов лазерного излучения ( $\tau_{\text{имп.}} \sim 1$  мс); б) спектры уменьшения коэффициента поглощения  $\Delta\alpha$  в кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$  после ЛО (1 –  $E = 30$  Дж/см<sup>2</sup>, 2 –  $E = 35$  Дж/см<sup>2</sup>) и расчетный спектр ослабления света микровключениями цинка с объемной долей  $C_{\langle\text{Zn}\rangle} = 3 \cdot 10^{-6}$  и размерами  $r_{\langle\text{Zn}\rangle} = 10$  мкм (3)

Экспериментальные спектральные зависимости изменения коэффициента поглощения в кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$ , подвергнутых воздействию мощных лазерных импульсов (рис. 8б, кривые 1, 2) хорошо соответствует рассчитанным согласно теории Ми спектрам ослабления света в кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$ , содержащих микровключения цинка шаровой формы (рис. 8б, кривая 3).

*Облучение высокоэнергетическими электронами.* Исследования показали, что: а) путём облучения высокоэнергетическими электронами (2 МэВ) можно целенаправленно, плавно и при необходимости локально изменять электрофизические параметры кристаллов  $p\text{-ZnGeP}_2$  в направлении  $n$ -типа проводимости, т.е. противоположном тому, которое реализуется при диффузионном легировании этого соединения примесью меди; б) радиационные дефекты (РД) активно взаимодействуют с собственными и примесными структурными дефектами, присутствующими в образцах до облучения. Наиболее сильно это проявляется в  $\text{CdGeAs}_2$ , в котором РД действуют, преимущественно, как доноры в материале  $p$ -типа и как акцепторы в материале  $n$ -типа, что позволяет получать высокоомные кристаллы и что в ряде случаев является необходимым в прикладном плане.

Предложена модель взаимодействия РД с «ростовыми» структурными дефектами, соответствующая наблюдаемым экспериментально изменениям концентрации и подвижности носителей заряда в облучаемых образцах и предполагающая

возможность образования РД типа ( $V_{As}^{\cdot}$ ,  $As_i^{\cdot}$ ,  $AS_{Cd}^{\cdot}$ ) в  $p$ - $CdGeAs_2$ , РД типа ( $V_{Cd}^{\cdot}$ ,  $Cd_i^{\cdot}$ ,  $Cd_{As}^{\cdot}$ ) в  $n$ - $CdGeAs_2$ , РД типа ( $V_P^{\cdot}$ ,  $Zn_i^{\cdot}$ ,  $P_{Zn}^{\cdot}$ ,  $P_{Ge}^{\cdot}$ ,  $P_i^{\cdot}$ ) в нелегированных кристаллах  $ZnGeP_2$ , а в  $ZnGeP_2:Cu$  возможно, кроме того, появление донора  $Cu_i^{\cdot}$ .

Путем анализа результатов комбинированного изохронного и изотермического отжига облучённых быстрыми электронами образцов исследована проблема стабильности параметров, полученных в результате облучения. Предложено квазихимическое описание модели процессов, протекание которых в кристалле может обеспечить изменения, наблюдаемые экспериментально. Полученные данные могут представлять интерес при прогнозировании возможных изменений параметров нелинейно-оптических кристаллов при работе в радиационных полях.

Наблюдаемый эффект улучшения оптического качества («просветления») кристаллов  $ZnGeP_2$  при облучении электронами (рис. 9, кривая 3) зависит не столько от дозы облучения, сколько от его интенсивности. Это согласуется с известной в радиационной физике моделью Нельсона, согласно которой в условиях высокоинтенсивного облучения возможно растворение мелких включений в кристаллах за счет взаимодействия атомов включения с вакансиями, генерируемыми в матрице кристалла.

Таким образом, использование различных послеростовых воздействий позволяет улучшить оптическое качество кристаллов  $ZnGeP_2$ , однако решение проблемы т.н. «аномального» поглощения в области (0,8–2) мкм остается одной из первоочередных задач современного материаловедения дифосфида цинка-германия. Варьированием технологических условий выращивания и послеростовой обработки кристаллов  $ZnGeP_2$  показатель поглощения в этой области трудно снизить до значений  $\sim (0.01 - 0.1) \text{ см}^{-1}$ , обеспечивающих успешное использование кристаллов в устройствах параметрического преобразования частоты лазерного излучения.

Для надежной интерпретации данных по оптическому поглощению в кри-

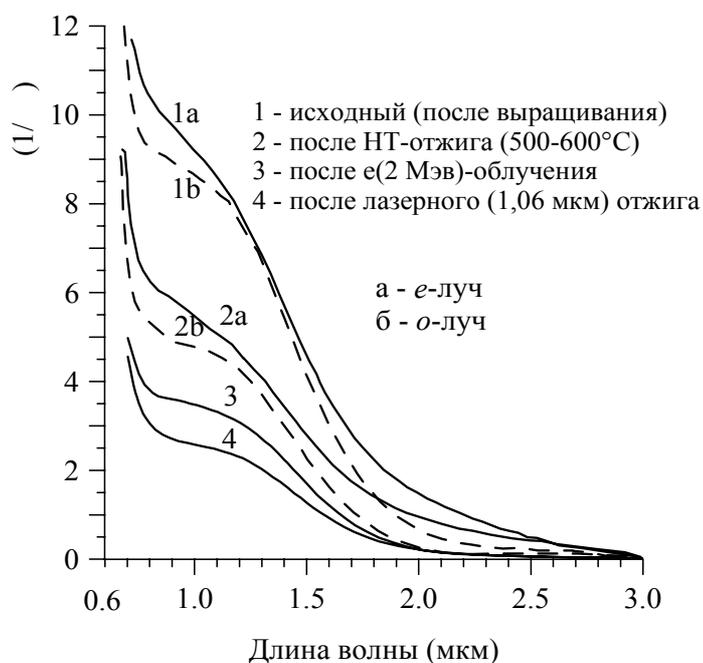


Рис. 9. Спектры "аномального" поглощения в кристаллах  $ZnGeP_2$

кристаллах  $ZnGeP_2$  в ближнем ИК-диапазоне.

сталлах  $A^2B^4C_5^5$ , связанному с точечными дефектами и кластерами дефектов, необходима информация о генезисе и параметрах глубоких уровней в тройных соединениях. В связи с этим в п. 2.6 решались следующие задачи:

а) расчет локализованных электронных состояний в  $ZnGeP_2$ , создаваемых антиструктурными дефектами  $Zn_{Ge}$ ,  $Ge_{Zn}$ ,  $P_{Zn}$ ,  $Zn_P$ ,  $Ge_P$ ,  $P_{Ge}$ , вакансиями  $V_{Zn}$ ,  $V_{Ge}$ ,  $V_P$ , а также когерентными нанокластерами  $GeP$  со структурой сфалерита;  
 б) анализ особенностей оптических переходов с участием указанных точечных дефектов и кластеров  $GeP$ ;  
 в) разработка модельных представлений, объясняющих всю совокупность имеющихся экспериментальных данных по оптическим потерям в моно-

Расчет глубоких уровней точечных дефектов и кластеров на их основе в  $\text{ZnGeP}_2$  проведен на основе методов модельного псевдопотенциала и расширенной элементарной ячейки (РЭЯ). Вычисленные энергии локализованных уровней нейтральных точечных дефектов (и ионизованных центров  $\text{Ge}_{\text{Zn}}^{(+2)}$  и  $\text{V}_{\text{Zn}}^{(-1)}$ ) в  $\text{ZnGeP}_2$  (относительно потолка валентной зоны  $\Gamma_{4v}$  идеального кристалла) приведены в табл.3. На рис.10 показано положение глубоких уровней в запрещенной зоне и их заполнение электронами.

Т а б л и ц а 3

**Энергии локализованных уровней точечных дефектов в  $\text{ZnGeP}_2$ , эВ**

$\text{Zn}_{\text{Ge}}$	$\text{Ge}_{\text{Zn}}$	$\text{Ge}_{\text{Zn}}^{(+2)}$	$\text{P}_{\text{Zn}}$	$\text{Zn}_{\text{P}}$	$\text{P}_{\text{Ge}}$	$\text{Ge}_{\text{P}}$	$\text{V}_{\text{P}}$	$\text{V}_{\text{Zn}}$	$\text{V}_{\text{Zn}}^{(-1)}$
-0,15 (A,E)	2,20	1,85	2,12	0,29 1,52 2,05	1,94	0,10 0,62	0,33 1,40 2,00	0,07(E) 0,19(A)	0,20(E) 0,35(A)

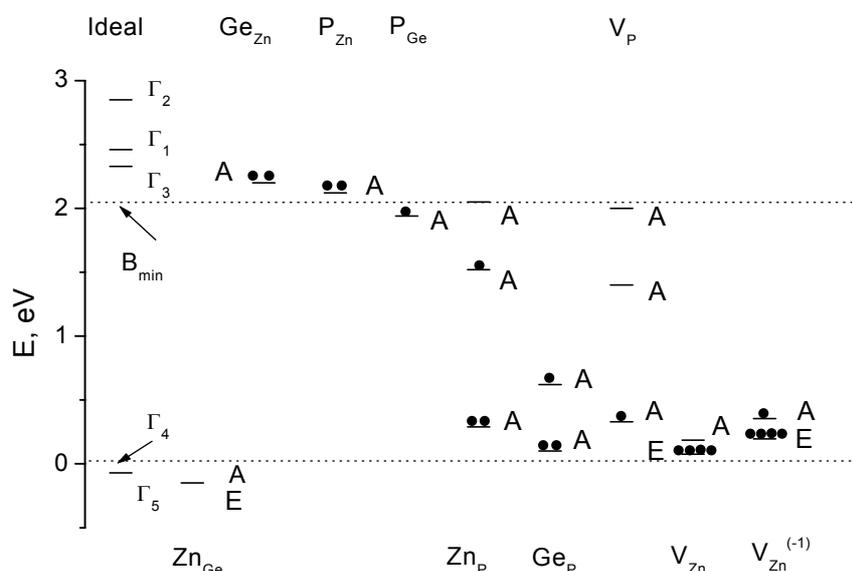


Рис. 10. Глубокие уровни нейтральных точечных дефектов в  $\text{ZnGeP}_2$  (пунктир – границы запрещенной зоны; кружки показывают заполнение уровней электронами; влияние ионизации дефекта на положение его локальных уровней показано на примере  $\text{V}_{\text{Zn}}$ )

Для выяснения особенностей оптического поглощения в кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$  в ближнем ИК-диапазоне, определяемых влиянием структурных дефектов, были проанализированы матричные элементы оператора импульса, характеризующие вероятности переходов в дипольном приближении. За счет понижения симметрии у дефектного кристалла происходят изменения в правилах отбора и поляризации разрешенных оптических переходов. Для большинства из рассмотренных дефектов – за исключением вакансий цинка – не было найдено существенного уменьшения энергий разрешенных переходов, которое могло бы объяснить «аномальное» поглощение в  $\text{ZnGeP}_2$ .

Результаты расчетов коэффициента поглощения в кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$  с относительно малой концентрацией ( $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) однократно ионизированных вакансий цинка представлены на рисунке 11.

Пики поглощения на длинах волн 2 мкм, 1,2 мкм и 0,9 мкм связаны с переходами электронов из состояний валентной зоны на верхний глубокий уровень А. Для реализации указанных переходов необходимо, чтобы глубокий уровень

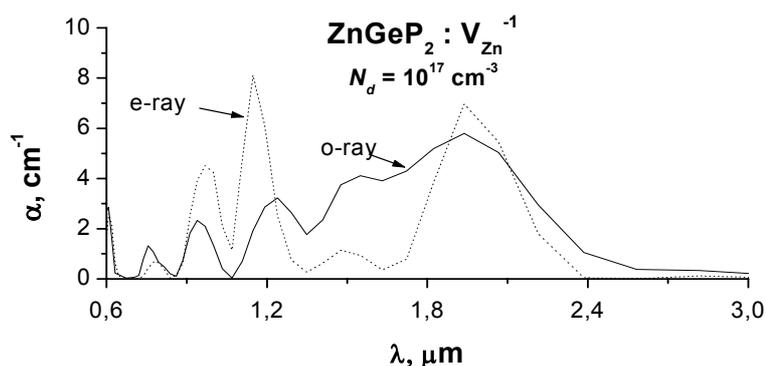


Рис. 11. Оптическое поглощение на ионизованных вакансиях цинка в  $\text{ZnGeP}_2$

тельно, ИК-поглощение, связанное с вакансиями цинка, должно быть подавлено.

Для объяснения «аномального» поглощения были выполнены расчеты энергетического спектра кластеров антиструктурных дефектов  $\text{Ge}_{\text{Zn}}$  в кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$ , поскольку существование в этом соединении наноразмерных  $\beta$ -кластеров  $\text{GeP}$  со структурой сфалерита имеет экспериментальное подтверждение. При расчетах необходимо было принимать во внимание ионизацию этих дефектов, поскольку уровень Ферми в  $\text{ZnGeP}_2$  находится в нижней части запрещенной зоны.

На рис. 12 приведен энергетический спектр кластеров  $\text{GeP}$  в  $\text{ZnGeP}_2$ , содержащих 7, 13 и 19 ионизованных дефектов  $\text{Ge}_{\text{Zn}}$ . Как следует из представленных данных, ионизация одиночного дефекта  $\text{Ge}_{\text{Zn}}$  приводит к сдвигу резонансного уровня в запрещенной зоне до значения  $(E_v + 1,8 \text{ эВ})$ , а ионизация дефектов  $\text{Ge}_{\text{Zn}}$  в кластере также приводит к сдвигу уровней кластера вглубь запрещенной зоны, при этом чем больше атомов в кластере, тем больше величина сдвига.

Результаты расчета спектров оптического поглощения для  $\text{ZnGeP}_2$  с  $\beta$ -кластерами разных размеров представлены на рис. 13.

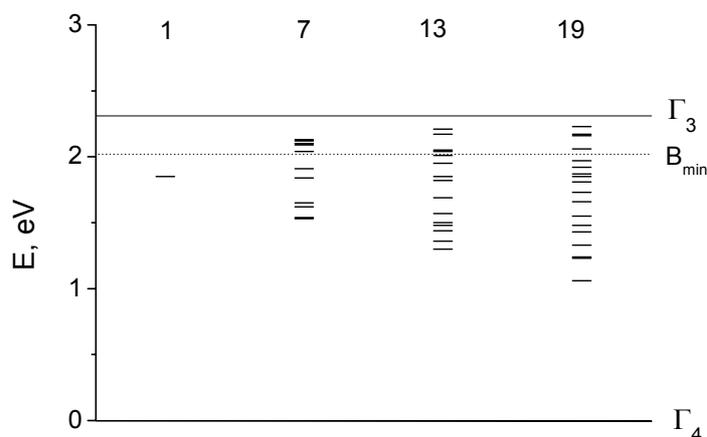


Рис. 12. Энергетический спектр уровней кластеров  $\text{GeP}$  в кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$

цинковой вакансии был пустым (нейтральная вакансия) или частично заполненным (однократно ионизированная цинковая вакансия). Однако, согласно экспериментальным данным, кристаллы  $\text{ZnGeP}_2$  являются высокоомными и сильно компенсированными. Уровень Ферми при этом расположен существенно выше глубокого уровня А, поэтому данный уровень должен быть полностью заполнен (дважды ионизирован) и, следова-

тельно, ИК-поглощение, связанное с вакансиями цинка, должно быть подавлено.

Для объяснения «аномального» поглощения были выполнены расчеты энергетического спектра кластеров антиструктурных дефектов  $\text{Ge}_{\text{Zn}}$  в кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$ , поскольку существование в этом соединении наноразмерных  $\beta$ -кластеров  $\text{GeP}$  со структурой сфалерита имеет экспериментальное подтверждение. При расчетах необходимо было принимать во внимание ионизацию этих дефектов, поскольку уровень Ферми в  $\text{ZnGeP}_2$  находится в нижней части запрещенной зоны.

На рис. 12 приведен энергетический спектр кластеров  $\text{GeP}$  в  $\text{ZnGeP}_2$ , содержащих 7, 13 и 19 ионизованных дефектов  $\text{Ge}_{\text{Zn}}$ . Как следует из представленных данных, ионизация одиночного дефекта  $\text{Ge}_{\text{Zn}}$  приводит к сдвигу резонансного уровня в запрещенной зоне до значения  $(E_v + 1,8 \text{ эВ})$ , а ионизация дефектов  $\text{Ge}_{\text{Zn}}$  в кластере также приводит к сдвигу уровней кластера вглубь запрещенной зоны, при этом чем больше атомов в кластере, тем больше величина сдвига.

Результаты расчета спектров оптического поглощения для  $\text{ZnGeP}_2$  с  $\beta$ -кластерами разных размеров представлены на рис. 13.

Поскольку форма и поляризационная зависимость расчетных (рис. 13) и экспериментальных спектров остаточного поглощения в  $\text{ZnGeP}_2$  очень похожи, то становятся понятными причины «просветления» кристаллов в результате после-ростовых воздействий. Несомненно, что такие процессы, как движение дислокаций при низкотемпературном отжиге или интенсивная гене-

рация вакансий при облучении кристалла, могут привести к уменьшению числа катионов  $\text{Ge}_{\text{Zn}}$  в кластере за счет стимулирования процессов обмена атомами на гра-

нице «кластер–матрица». Это, в свою очередь, приводит к «обеднению» энергетического спектра кластера и к уменьшению интенсивности оптических переходов.

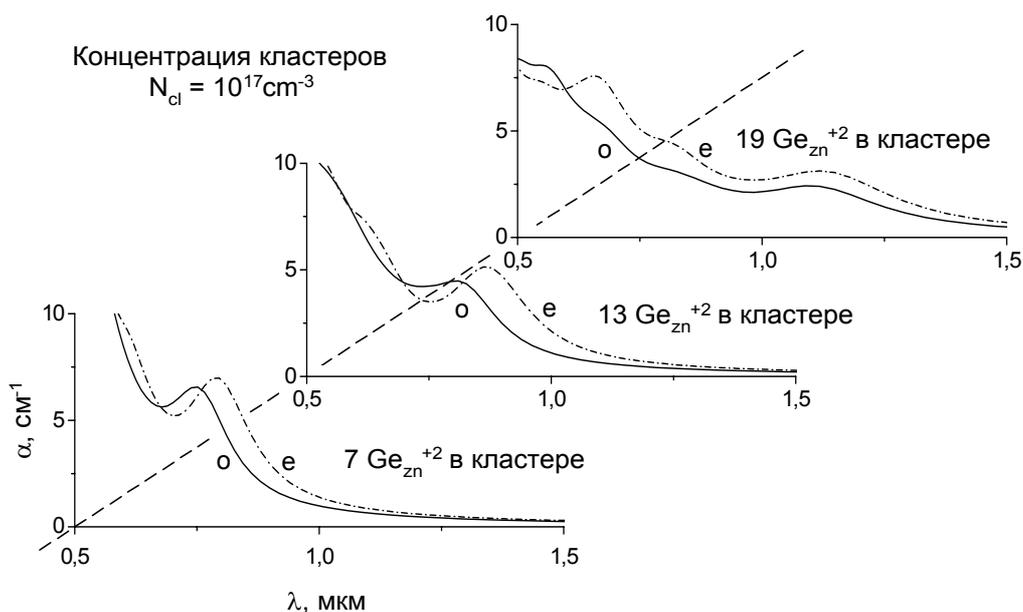


Рис. 13. Оптическое поглощение в кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$  с  $\beta$ -кластерами GeP

Наличием кластеров GeP объясняется также возможное участие однократно ионизированной вакансии цинка в процессах ИК-поглощения, несмотря на то, что положение уровня Ферми в кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$  – как было отмечено выше – исключает такую возможность. Уровни А и Е вакансии цинка могут активироваться вблизи кластера при неоднородном распределении компенсирующих акцепторов (например,  $\text{Zn}_{\text{Ge}}$ ) вокруг кластеров из ионизированных доноров  $\text{Ge}_{\text{Zn}}$  (рис. 14).

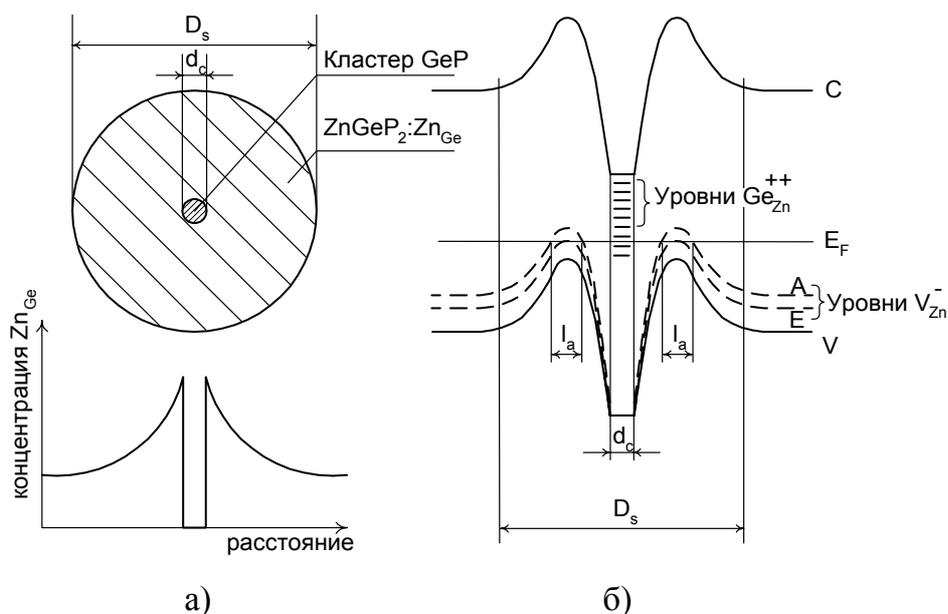


Рис. 14. а) Модель макро-дефектов, ответственных за остаточное ИК-поглощение ( $d_c$  – характерный размер GeP-кластера;  $D_s$  – диаметр окружающей области с повышенной концентрацией дефектов  $\text{Zn}_{\text{Ge}}$ ); б) Энергетическая схема рассматриваемого макро-дефекта ( $l_a$  – размер области с возможным ИК-поглощением, связанным с ионизированной вакансией цинка)

Согласно модели, представленной на рис. 14,  $\beta$ -кластеры могут проявляться не только как независимые центры ИК-поглощения, но также дополнительно стимулируют ИК-поглощение, связанное с однократно ионизированными вакансиями цинка. Это позволяет согласовать в рамках одной модели все известные экспериментальные результаты по исследованию природы «аномального» поглощения в дифосфиде цинка-германия.

Несомненно, что особый интерес в этом случае представляет весьма нетривиальный эффект, впервые привлекаемый для анализа экспериментальных спектров поглощения, а именно сильная зависимость энергетического спектра дефектов от количества и зарядового состояния дефектов в кластере. Вполне вероятно, что эта ситуация типична для тройных и многокомпонентных соединений, хотя ранее такая особенность дефектного ансамбля в этих материалах не обсуждалась.

**В третьей главе «ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ИК-ЛАЗЕРОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛОВ»** представлены результаты апробации кристаллов  $A^2B^4C_2^5$  и GaSe в различных схемах параметрического преобразования частоты ИК-лазеров, а также приведено описание разработанного программного обеспечения для моделирования трехчастотных взаимодействий в двулучепреломляющих квадратично-нелинейных средах и для оптимизации параметров нелинейно-оптических элементов на основе нелинейных кристаллов.

**В п. 3.1** изложены основные положения, необходимые для анализа экспериментальных данных и компьютерного моделирования процессов параметрического преобразования частоты лазерного излучения, распространения и взаимодействия лазерных пучков в нелинейно-оптических средах. Показано, что для диапазона 2,5–15 мкм наиболее перспективными нелинейными оптическими средами являются монокристаллы CdGeAs<sub>2</sub>, ZnGeP<sub>2</sub> и GaSe.

**В п. 3.2** представлены результаты апробации этих кристаллов в генераторах гармоник ИК-лазеров, при этом наибольшее внимание было уделено устройствам удвоения частоты CO<sub>2</sub>-лазеров (непрерывных, импульсных, с разными видами возбуждения и разного конструктивного исполнения).

Так, например, были изучены возможности генерации второй гармоники (ГВГ) излучения прокачного CO<sub>2</sub> лазера низкого давления, работающего в непрерывном режиме или в режиме модуляции добротности. При накачке кристалла ZnGeP<sub>2</sub> длиной 10,5 мм непрерывным излучением мощностью 1,5 Вт был достигнут коэффициент преобразования 0,6%, что является рекордной величиной для эффективности ГВГ непрерывного CO<sub>2</sub> лазера. При импульсной накачке коэффициент преобразования по пиковой мощности составил 5% при мощности накачки 0,6 кВт.

При использовании кристалла ZnGeP<sub>2</sub> длиной 12 мм (с коэффициентом оптических потерь 0,51 см<sup>-1</sup> на длине волны 9,27 мкм и охлажденного до температуры 77 К) и оригинального CO<sub>2</sub> лазера с модуляцией добротности (частота следования импульсов - 100 кГц, длительность импульсов - 10 нс, диаметр пучка излучения - 0,2 мм) эффективность ГВГ составила 17,5% при мощности излучения накачки 10 Вт. В кристалле CdGeAs<sub>2</sub> длиной 13 мм при этих же условиях получен несколько лучший результат – 22,5%, однако расчеты показывают, что при использовании ZnGeP<sub>2</sub> более высокого оптического качества и при длине нелинейных элементов менее 20 мм кристаллам ZnGeP<sub>2</sub> в устройствах ГВГ CO<sub>2</sub>-лазеров

нет альтернативы ни по эффективности ГВГ, ни по эксплуатационным характеристикам.

Дополнительные перспективы в освоении среднего ИК диапазона открывает создание простых перестраиваемых по частоте вариантов  $\text{CO}_2$ -лазеров на переходах неосновных полос излучения. Апробированные преобразователи частоты на основе кристаллов  $\text{ZnGeP}_2$  позволяют создавать источники когерентного излучения в диапазоне 2–12 мкм с приемлемыми для прикладной спектроскопии параметрами (измеренный угол синхронизма для ГВГ линии P(26) 4,3 мкм-полосы составил  $55^\circ 50' \pm 10'$ , внешняя угловая ширина синхронизма  $\Delta\theta = 3^\circ 20'$ , спектральная ширина синхронизма для ГВГ равна  $11,3 \text{ см}^{-1}$ , внутренняя пиковая эффективность удвоения частоты составила 10,1%, внутренняя эффективность удвоения по средней мощности – 2,64%) и с высокими эксплуатационными характеристиками. К достоинствам таких источников следует отнести отсутствие необходимости согласования пространственного распределения преобразуемых по частоте излучений и временной синхронизации их импульсов.

В экспериментах по исследованию ГВГ излучения ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера также достигнуты высокие эффективности преобразования. В кристалле  $\text{ZnGeP}_2$  длиной 10,5 мм при температурах 160–190°C получено устойчивое в течение 500 импульсов преобразование во вторую гармонику с эффективностью 6% по энергии. Полученная при интенсивности накачки около  $70 \text{ МВт/см}^2$  эффективность преобразования 9,3% уменьшалась при последующих импульсах из-за появления признаков поверхностного разрушения кристаллов, пороговая интенсивность составила  $60 \text{ МВт/см}^2$ .

Поскольку лучевая стойкость кристаллов быстро растет с уменьшением длительности импульсов накачки, действенным способом увеличения эффективности ГВГ является использование короткоимпульсных лазеров накачки. Апробация генератора гармоник наносекундного  $\text{CO}_2$ -лазера дала следующие результаты. При удвоении частоты 2 нс - импульсов излучения с энергией 50 – 60 мДж и энергетической контрастностью 1:1 получена внешняя эффективность удвоения 11–17% по энергии при использовании кристалла  $\text{ZnGeP}_2$  длиной 3 мм. Увеличение энергетического контраста до величины 1:10 и более позволило поднять эффективность удвоения частоты до 17–49%, несмотря на соответствующее уменьшение энергии импульсов накачки до 5–20 мДж. Пороговая плотность энергии при этом составила 2–2,5 Дж/см<sup>2</sup>, а внутренняя эффективность удвоения частоты в кристалле  $\text{ZnGeP}_2$  достигла 83,4%, что является рекордной величиной для среднего ИК-диапазона.

В силу высоких энергетических и эксплуатационных параметров особый интерес в плане освоения среднего ИК-диапазона представляют лазеры на окиси углерода, излучающие в области 4,8–7,6 мкм. Попадание излучения СО-лазера и его второй гармоники в область максимальной прозрачности монокристаллов  $\text{ZnGeP}_2$ , самое высокое по величине значение коэффициента нелинейной восприимчивости, близость углов синхронизма для ГВГ (около  $49^\circ$ ) к оптимальному значению  $45^\circ$  при одновременном выполнении условий не критичного спектрального и температурного условий синхронизма – все это в совокупности делает  $\text{ZnGeP}_2$  абсолютно безальтернативным кристаллом для ГВГ СО-лазеров. В выполненных экспериментах удваивалась частота излучения серийного непрерывного отпаянного СО-

лазера типа ЛГН-706 с выходной мощностью 3,5 Вт, при этом порог оптического повреждения кристалла  $ZnGeP_2$  при плотности мощности непрерывного излучения  $10 \text{ кВт/см}^2$  не достигался. Проведенные исследования показали, что кристаллы  $ZnGeP_2$  являются высокоэффективными преобразователями частоты излучения СО лазера в область спектра 2,6–3,2 мкм даже при милливаттом уровне средней мощности накачки. Просветление кристаллов и оптимизация параметров используемых схем преобразования (формирование поперечного распределения интенсивности, оптимальная фокусировка) позволят увеличить эффективность преобразования частоты рассматриваемого типа лазеров до уровня 20–30%. Кроме высоких эксплуатационных характеристик преобразователей частоты на основе  $ZnGeP_2$ , следует отметить также экспериментально определенные большие значения угловой ( $> 2^\circ$ ) и температурной ( $200^\circ\text{C}$ ) ширин синхронизма.

Таким образом, апробация кристаллов  $ZnGeP_2$  в удвоителях частоты ИК-лазеров позволила достигнуть эффективности преобразования в среднем ИК-диапазоне, удовлетворяющей требованиям прикладной спектроскопии и рекордной по величине для использованных мощностей накачки. Результаты апробации кристаллов  $ZnGeP_2$  в экспериментах по генерации гармоник излучения СО- и СО<sub>2</sub>-лазеров отражены в табл. 4.

Т а б л и ц а 4

**Результаты апробации кристаллов  $ZnGeP_2$  в генераторах второй гармоники излучения газовых ИК-лазеров**

Тип лазера накачки	Внешняя (внутренняя) эффективность ГВГ $\eta_p$ , %
Непрерывный СО <sub>2</sub>	0,6
Q-модулированный. СО <sub>2</sub>	5
Q-модулированный СО <sub>2</sub> (4,3 мкм-полоса)	8,4(10,1)
Мини ТЕА СО <sub>2</sub>	26
ТЕА СО <sub>2</sub>	9,3*
ВГ ТЕА СО <sub>2</sub> (4,65 мкм)	6,8
ТЕА СО <sub>2</sub> высокого давления	0,9*
ТЕА на смеси СО и СО <sub>2</sub>	0,1*
Наносекундный гибридный СО <sub>2</sub> (9,28 мкм)	49 (83,5)
ВГ наносекундного гибридного СО <sub>2</sub> (4,64 мкм)	14 (22)
Непрерывный СО	0,5
Q-модулированный СО	3,1 (5,6)

Примечание.  $\eta_p$  – эффективность ГВГ по мощности; \* – эффективность ГВГ по энергии.

Кристаллы  $CdGeAs_2$ , характеризующиеся предельно высокими нелинейными параметрами, интересны с точки зрения возможности преобразования излучения СО<sub>2</sub> и других лазеров в область длин волн более 11 мкм, недоступную для  $ZnGeP_2$ . Апробация полученных в работе кристаллов  $CdGeAs_2$  проводилась с использованием в качестве источников излучения накачки перестраиваемых СО<sub>2</sub>-лазеров различного типа – в частности гибридного наносекундного лазера, многомодового ТЕА СО<sub>2</sub>-лазера и непрерывного лазера, представляющего собой модернизированный вариант серийного ЛГН-701.

Пробой поверхности кристаллов  $CdGeAs_2$  под действием первого импульса из-

лучения наносекундного лазера происходил при интенсивностях 500–700 МВт/см<sup>2</sup> в зависимости от обработки поверхности. Импульс излучения ТЕА лазера приводил к разрушению поверхности в «горячих» точках при средних по сечению пучка интенсивностях 15–20 МВт/см<sup>2</sup>. Действие непрерывного излучения проявлялось через несколько минут облучения при интенсивностях свыше 150 кВт/см<sup>2</sup>.

Эффективность ГВГ излучения ТЕА СО<sub>2</sub>-лазера в CdGeAs<sub>2</sub> составила 0,2–0,3%, а излучения непрерывного лазера – 10<sup>-3</sup> %. Эффективность генерации второй гармоники излучения гибридного СО<sub>2</sub>-лазера в кристаллах CdGeAs<sub>2</sub> при 300 К составила 1,1% (по энергии), а при охлаждении кристалла до 100 К увеличилась до 3%. Как показали оценки, достижимое улучшение оптического качества кристаллов CdGeAs<sub>2</sub> наряду с оптимизацией схем преобразования и доведение интенсивности излучения накачки до пороговой величины может увеличить эту эффективность до 10–20%, а эффективность удвоения излучения ТЕА и непрерывных лазеров – в (5–8) раз.

Полученные в работе кристаллы GaSe, имеющие самый широкий спектр прозрачности среди ИК-кристаллов 0,7–16 мкм, также апробировались в устройствах ГВГ с использованием всех отмеченных выше вариантов СО<sub>2</sub>-лазеров. Измеренный порог разрушения составлял ~75% от уровня соответствующих значений для ZnGeP<sub>2</sub>. Для мини ТЕА СО<sub>2</sub>-лазера накачки, генерирующего одиночные 50 нс-импульсы излучения с энергией 20 мДж на длине волны 9,3 мкм, угловая ширина синхронизма равнялась 1°, а эффективность ГВГ в GaSe составила 0,35%.

В п. 3.3 определены условия достижения эффективностей в десятки процентов при генерации комбинационных частот с использованием нелинейных элементов на монокристаллах ZnGeP<sub>2</sub>. Так, внешняя пиковая эффективность генерации суммарной частоты составила 16,8%, а внутренняя – 20,2% от мощности 4,3 мкм полосы излучения СО<sub>2</sub> лазера при смешении излучения этой полосы и полос второй секвенции. Основные результаты по апробации кристаллов ZnGeP<sub>2</sub> в генераторах комбинационных частот представлены в табл. 5, где ГСЧ - генерация суммарной частоты, ГРЧ – генерация разностной частоты.

Т а б л и ц а 5

**Результаты апробации кристаллов ZnGeP<sub>2</sub> в генераторах комбинационных частот**

Тип ППЧ	Лазер накачки $\lambda_1$ , мкм	Лазер накачки $\lambda_2$ , мкм	Внешняя (внутренняя) эффективность ППЧ $\eta_p$ , %
ГСЧ	5,3–6.1 (непрерывный СО)	9,2–10,8 (непрерывный СО <sub>2</sub> )	0,25 мВт
	4,3-полоса (Q-модулированный СО <sub>2</sub> )	10,4 (Q-модулированный СО <sub>2</sub> )	20% от 4,3 мкм-импульса
	5,3–6.1 (комбинированный на смеси СО и СО <sub>2</sub> )	9,2–10,8 (комбинированный на смеси СО и СО <sub>2</sub> )	10 <sup>-2</sup> от излучения СО молекул
	1,06 (Q-модулированный Nd:YAG)	10,5 (Q-модулированный СО <sub>2</sub> )	2
ГРЧ	2.76 (Er <sup>3+</sup> :CaF <sub>2</sub> )	10,6 (непрерывный СО <sub>2</sub> )	3
	2.94 (Er <sup>3+</sup> :YAG)	10,6 (непрерывный СО <sub>2</sub> )	

Получение высококачественных нелинейных кристаллов большой длины позволило осуществить их апробацию в устройствах параметрической суперлюминесценции (ПСЛ), часто называемой также однопроходной параметрической генерацией света. В п. 3.4 приведены условия и результаты экспериментов, показавших, что получаемая в кристаллах  $ZnGeP_2$  и  $GaSe$  генерация ПСЛ имеет рекордную для среднего ИК диапазона квантовую эффективность (17,6 %) и пиковую мощность импульсного излучения до 1 МВт в предельно широком спектральном диапазоне 3,5–18 мкм при накачке пикосекундными импульсами эрбиевого лазера  $Er^{3+}:YSGG$  с  $\lambda = 2,79$  мкм (табл. 6).

Т а б л и ц а 6

### Характеристики генераторов параметрической суперлюминесценции

Кристалл Взаимодействие	$ZnGeP_2$		$GaSe$
	Тип I (o-ee)	Тип II (o-eo)	Тип I (e-oo)
Максимальная интенсивность накачки, ГВт/см <sup>2</sup>	6,5	30	12
Максимальная квантовая эффективность, %	3	17,6	1
Спектральная область перестройки, мкм	4–10	5,2–5,6 6,2–6,7	3,5–18

Таким образом, кристаллы  $ZnGeP_2$  превосходят другие нелинейно-оптические материалы по числу реализуемых типов преобразователей частоты ИК-лазеров спектрального диапазона 2,5–10 мкм, а также имеют преимущество по эксплуатационным характеристикам и эффективности преобразования в тех случаях, когда взаимодействующие частоты лежат в области максимальной прозрачности кристаллов  $ZnGeP_2$ .

Поскольку этап лабораторных исследований ППЧ на основе  $ZnGeP_2$  практически завершен, то первоочередными становятся опытно-конструкторские разработки ППЧ. В этих условиях возникает особая необходимость в математическом и программном инструментарии, позволяющем не только делать традиционные модельные оценки, но и проектировать конкретные нелинейно-оптические элементы и лазерные системы в целом с учетом реальных характеристик излучателей, среды и собственно физического процесса. В рамках этой задачи разработано программное обеспечение (NLOCAD) для моделирования наиболее важных нелинейно-оптических эффектов в одноосных кристаллах и оптимизации параметров конечных устройств на их основе.

Посвященный этой задаче п. 3.5 содержит результаты анализа описанных в литературе методик расчета эффективности преобразования частоты лазерного излучения в квадратично-нелинейных кристаллах. Приводится математическая модель и комплекс алгоритмов для оптимизации параметров нелинейных элементов. Разработанный инструментарий имеет следующие отличительные характеристики: применимость для любого класса нелинейно-оптических эффектов и любого типа синхронизма, расширенный учет реальных параметров излучения, нелинейной среды и прочих дополнительных физических факторов. Приведены результаты произведенных расчетов, достоверность которых была подтверждена экспериментально.

В четвертой главе «РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-МОДУЛИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУРАХ» представлены результаты компьютерного моделирования, теоре-

тических и экспериментальных исследований процессов распространения и преобразования оптических сигналов в планарных волноводах.

Систематизации литературных данных по параметрическому преобразованию частоты лазерного излучения в нелинейных планарных волноводах посвящен **п. 4.1**. Анализ свидетельствует о многообразии исследованных структур и использованных для их изготовления материалов и о несомненной перспективности параметрических преобразователей частоты на основе нелинейно-оптических волноводных структур как источников когерентного излучения с перестройкой частоты в широком спектральном диапазоне. Показано, что нелинейные волноводные элементы характеризуются рядом параметров, требующих оптимизации для достижения максимума эффективности преобразования частоты и, следовательно, применения средств компьютерного моделирования.

Проблемам оптимизации планарных волноводов для параметрического преобразования частоты лазерного излучения посвящен **п. 4.2**. В рамках общей проблемы оптимизации нелинейных волноводов выяснены возможности расчета интегралов перекрытия для волноводов с произвольным профилем показателя преломления, а также решен ряд задач, связанных с компьютерным моделированием параметров нелинейных волноводных структур. Разработано программное обеспечение MODE для моделирования процессов трехчастотного нелинейно-оптического взаимодействия и оптимизации параметрических преобразователей частоты на основе планарных градиентных волноводов. Программное обеспечение, помимо решения характеристических модовых уравнений и поиска фазосогласованных трехчастотных взаимодействий, позволяет решать и обратную задачу – оптимизировать параметры самой волноводной структуры.

Создание интегрально-оптических устройств для анализа и обработки пространственно-неоднородных оптических сигналов требует изучения возможностей передачи двумерных изображений в планарных волноводах. В **п. 4.3** приведены результаты впервые выполненных теоретических и экспериментальных исследований особенностей передачи двумерного изображения в одно- и многомодовых планарных волноводах с использованием призмных устройств ввода – вывода излучения (рис. 15), а также рассмотрены основные закономерности распределения разрешающей способности по полю изображения при передаче двумерных сигналов в планарных волноводных структурах.

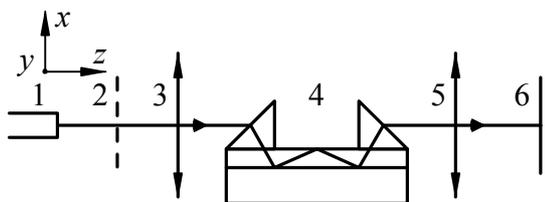


Рис. 15. Оптическая схема стенда для передачи изображения в планарных волноводах. 1 – источник коллимированного излучения; 2 – транспарант, дающий распределение поля  $E(x,y)$ ; 3 – линза, осуществляющая Фурье-преобразование  $F\{E(x,y)\}$  функции  $E(x,y)$  в угловой спектр; 4 – волновод с призмами ввода-вывода излучения; 5 – линза; 6 – экран

Для анализа процессов передачи изображения в планарных волноводах использовался формализм Фурье-оптики, при этом волновод рассматривался как пространственно-угловой фильтр с заданной передаточной функцией  $H$ . Для мно-

гомодового волновода  $H = \text{comb} \left( \frac{\cos \varphi_x}{\lambda_0} \right) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} H^{\delta} \left( \frac{\cos \varphi_x}{\lambda_0} - \frac{\cos \varphi_{mx}}{\lambda_0} \right)$ , поэтому изображение транспаранта 2 на экране 6 определяется выражением  $E(x,y) = F^{-1} \left\{ F \left( \frac{\cos \varphi_{mx}}{\lambda_0} \right) \cdot F \left( \frac{\cos \varphi_y}{\lambda_0} \right) \right\}$ , где  $H^{\delta} \left( \frac{\cos \varphi_{mx}}{\lambda_0} \right)$  — передаточная функция  $m$ -той моды, представляющая собой  $\delta$ -функцию в области угловых координат;  $F^{-1} \{ \}$  — обратное Фурье-преобразование;  $\lambda_0$  — длина волны излучения;  $\cos \varphi_{x,y}$  — направляющие косинусы излучения на входе волновода.

В исследуемых в работе волноводах возбуждалось 20–70 мод,  $m$ -линии которых распространялись в пределах угловой апертуры  $6^{\circ}$ – $11^{\circ}$ , источником излучения являлся He-Ne-лазер. На рис. 16 показано распределение интенсивности лазерного пучка в плоскости 6 при отсутствии и наличии транспаранта 2. Видно, что на фоне переданного по волноводу изображения наблюдается вторичный рисунок-муар, являющийся результатом наложения штрихов транспаранта и  $m$ -линий мод волновода.

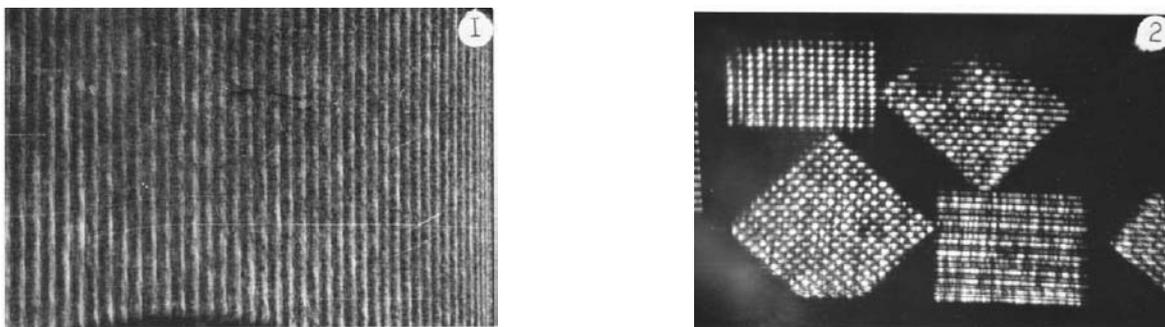


Рис. 16. Фрагменты изображений, переданных по многомодовому волноводу: 1 — изображение лазерного пучка; 2 — изображение стандартной штриховой миры

Распределение разрешающей способности по полю изображения при использовании многомодовых волноводов определяется как рассеянием мод высокого порядка, так и содержанием структуры (коэффициентом Линфута) и достигает 5 лин/мм.

Для передачи двумерного изображения в одномодовом волноводе впервые предложен и реализован способ передачи двумерного изображения, основанный на пространственно-спектральной фильтрации углового спектра двумерного оптического сигнала за счет естественной дисперсии волноводной моды (метод спектральной развертки). Передаточная функция для одномодового волновода определяется выражением  $H = H^{\delta} \left( \frac{\cos \varphi_0}{\lambda_0} - \frac{\cos \varphi_x}{\lambda} \right)$ , поэтому распределение поля в

плоскости изображения зависит от длины волны:  $E(x) = F^{-1} \left\{ F \left( \frac{\cos \varphi_x}{\lambda} \right) \right\}$ . Интервал

$\lambda$  определяется параметрами волновода:  $\lambda \leq \lambda_{i\delta}^1 = \frac{2\pi d \sqrt{n_a^2 - n_i^2}}{\arctg \sqrt{\frac{n_n^2 - n_c^2}{n_a^2 - n_n^2}}}$ , где  $\lambda_{om}^1$  — длина

волны отсечки моды первого порядка;  $n_e$ ,  $n_n$  и  $n_c$  – показатели преломления волноводного слоя, подложки и защитного слоя соответственно;  $d$  – толщина волноводного слоя.

Использование одномодового режима работы волновода во всем спектральном диапазоне источника излучения обеспечивает непрерывную спектральную развертку изображения вдоль оси, нормальной к плоскости волновода, что повышает разрешение элементов изображения до уровня, определяемого дифракционным пределом.

Разрешающая способность при передаче изображения с использованием одномодового планарного волновода достигала 12,5 лин/мм и слабо изменялась по полю изображения, угол поля зрения волновода составлял  $\sim 3^\circ$  (рис. 17).



Рис. 17. Фотография фрагмента текста, переданного по одномодовому планарному волноводу

Особенности формирования изображения при ап-конверсии излучения в нелинейном тонкопленочном волноводу исследовались методом Фурье-анализа оптических процессов в ап-конверторе, схема которого приведена на рис. 18.

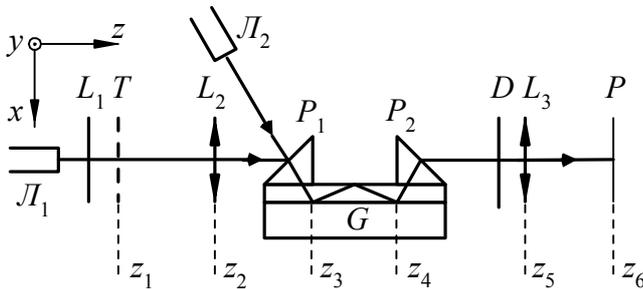


Рис. 18. Схема установки для ап-конверсии изображения в планарном волноводу: Л<sub>1</sub> – лазер сигнальный, Л<sub>2</sub> – лазер накачки, L<sub>1</sub> – коллиматор, L<sub>2</sub> и L<sub>3</sub> – линзы, Т – транспарант, P<sub>1</sub> и P<sub>2</sub> – призмы ввода-вывода, Д – диафрагма, Р – экран

В этом случае передаточная функция нелинейного волновода:

$$H(k_x, z) = aL \sum_i E_p(k_x) I_{pis}(k_s) \sin c \left( \frac{\Delta_{pis} L}{2} \right) \exp \left( -j \frac{\Delta_{pis} L}{2} \right), \text{ где } L = z_4 - z_3; \text{ индексы}$$

$p$ ,  $i$  и  $s$  относятся к модам накачки, входного и выходного сигнала соответственно;  $\Delta_{pis}$  – фазовое рассогласование;  $I_{pis}$  – интеграл перекрытия взаимодействующих мод.

Обратное преобразование Фурье углового спектра излучения с частотой  $\omega_s$ , подаваемого на линзу  $L_3$  через диафрагму  $D$ , в плоскости  $z_5$ , дает функцию импульсного отклика системы

$$h(x, y, z_6) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} H(k_x, z_6) Y(k_y) \exp[j(k_x x + k_y y)] dk_x dk_y,$$

где  $Y_i(k_y)$  – функция, описывающая  $y$ -компоненту волны с частотой  $\omega_i$ .

На основании проведенного анализа сформулированы условия реализации ап-конверсии двумерных оптических сигналов с помощью как одномодовых волноводов (выполнение условий фазового синхронизма во всем диапазоне спектра излучения входного сигнала, определяющее область спектральной перестройки, уг-

ловую апертуру и разрешающую способность устройства), так и многомодовых планарных волноводных структур (однозначное соответствие мод входного и выходного сигналов по мере возрастания их эффективных показателей преломления; выполнение соотношения  $E_p I_{pis} = \text{const}$  для амплитуд мод накачки и интегралов перекрытия).

**П. 4.4** посвящен компьютерному моделированию нелинейно-оптических процессов в планарных волноводах на основе сложных кристаллов: ап-конверсии ИК-сигнала CO<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda_s = 9,2-10,8$  мкм) в поле накачки InGaAsP-InP ДН-лазера ( $\lambda_p = 1,34$  мкм) в градиентных Cd<sub>x</sub>Zn<sub>1-x</sub>GeP<sub>2</sub>-волноводах и параметрической генерация обратной волны в CdGeP<sub>2</sub>-AgGaS<sub>2</sub> и GaAs-ZnSe волноводах.

Моделирование рассматриваемого трехчастотного излучения показало (рис.19), что условие фазового согласования для мод с малыми порядками (0÷2) в любых волноводных структурах удовлетворяется только для TE + TE → TM и TE + TM → TM типов взаимодействия, при этом модовый синхронизм осуществляется в широком диапазоне углов распространения излучения относительно оптической оси, включая наиболее интересный в практическом отношении случай 90°-го синхронизма.

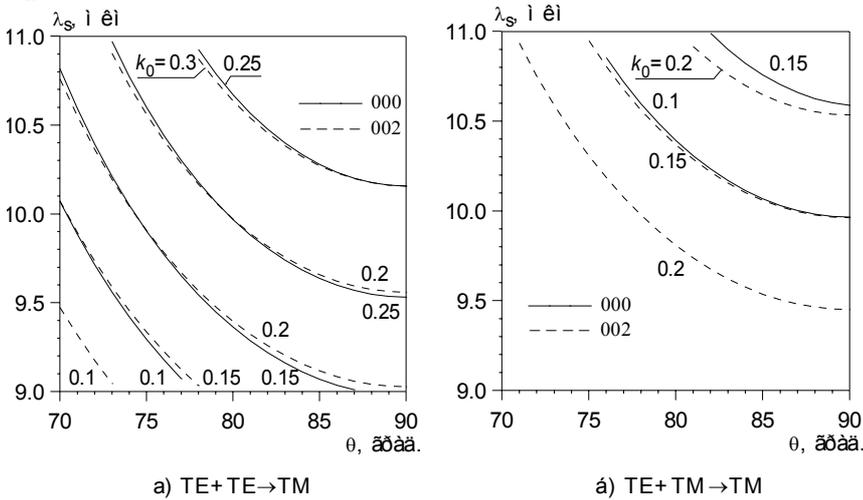


Рис. 19. Кривые фазового согласования для различных поляризаций мод, порядков мод и составов волновода  $k$ , уд. мол.% Cd. Ступенчатый профиль,  $d = 16$  мкм,  $\theta = 90^\circ$ .

При точной подстройке под синхронизм с помощью перестройки частоты ИК-лазера и изменения угла ввода следует учитывать значение соответствующих ширин синхронизма (рис. 20).

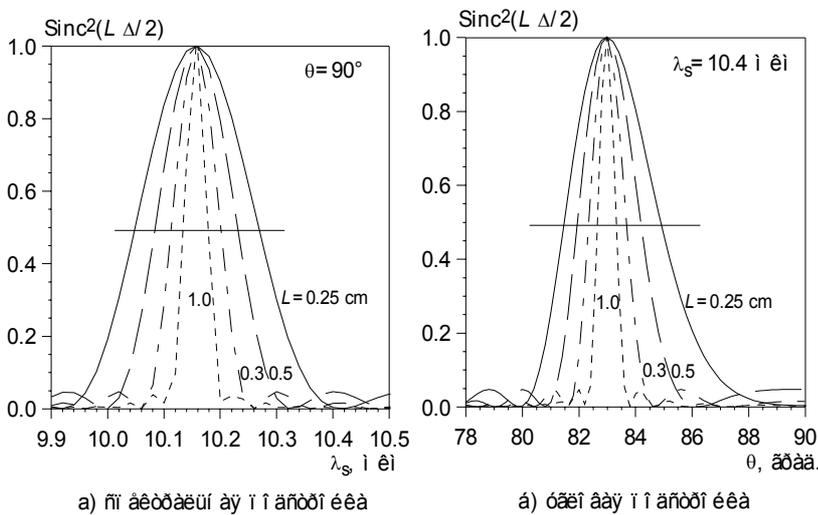


Рис. 20. Дисперсионная функция и полуширина синхронизма для различных методов подстройки и длин взаимодействия  $L$ . Ступенчатый профиль, TE<sub>0</sub>+TE<sub>0</sub>→TM<sub>0</sub>,  $k = 0.15$  уд. мол.% Cd,  $d = 16$  мкм

С помощью разработанного программного обеспечения впервые для планарных волноводных структур проведен анализ процессов преобразования частоты лазерного излучения на основе эффекта параметрической генерации обратной волны (ПГСО).

Фазосогласованная ПГСО должна удовлетворять условиям:

$$\omega_p = \omega_i + \omega_s, \Delta = \omega_p n_p^* - \omega_i n_i^* + \omega_s n_s^* = 0,$$

где коэффициент фазового согласования  $\Delta$  в общем случае зависит от множества параметров, а поиск фазосогласованных решений сводится к трехмерной задаче:

$$\Delta = 0(\lambda_{p,i,s}; m_{p,i,s}; d).$$

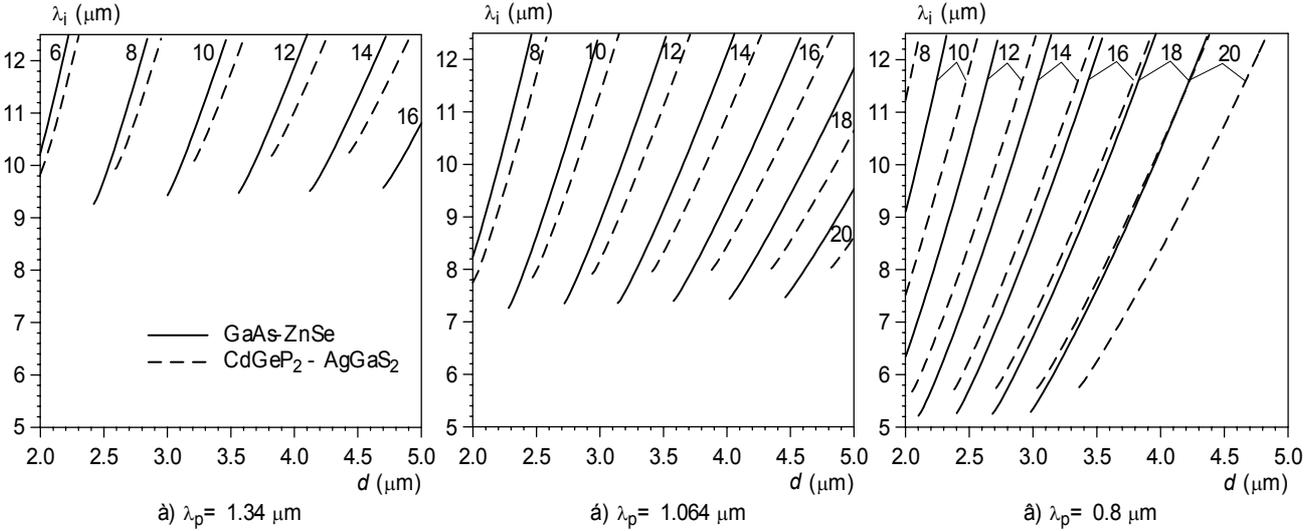


Рис. 21. Кривые модового синхронизма в координатах  $d$  (толщина) -  $\lambda_i$  (длина обратной волны) для  $0 + 0 \rightarrow m_p$  взаимодействия ( $m_p$  - параметр) при различных значениях длины волны накачки  $\lambda_p$  (а, б, в).

На рис. 21 представлены примеры рассчитанных кривых модового синхронизма. Графики следует рассматривать как  $(d-\lambda_i)$ -проекции  $(d-\lambda_p-\lambda_i)$ -поверхности синхронизма с параметром  $m_p = 0 \div 20$ . Найдены оптимальные решения, доступные для практической реализации и позволяющие при использовании спектральной подстройки полностью перекрыть широкий спектральный диапазон. Таким образом, показано, что эффект параметрической генерации обратной волны может быть реализован в планарных волноводах на основе бинарных и тройных полупроводников (например,  $\text{CdGeP}_2\text{-AgGaS}_2$  и  $\text{GaAs-ZnSe}$ ) и иметь важное практическое применение при разработке перестраиваемых по частоте малогабаритных источников лазерного излучения для среднего ИК-диапазона.

В п. 4.5 представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований процессов межмодовой интерференции в планарных оптических волноводах. Интерес к изучению этих эффектов обусловлен тем, что явление межмодовой интерференции может быть положено в основу создания прецизионных устройств для измерения различных физических величин. Схема установки для изучения особенностей межмодовой интерференции в планарных волноводах представлена на рис. 22.

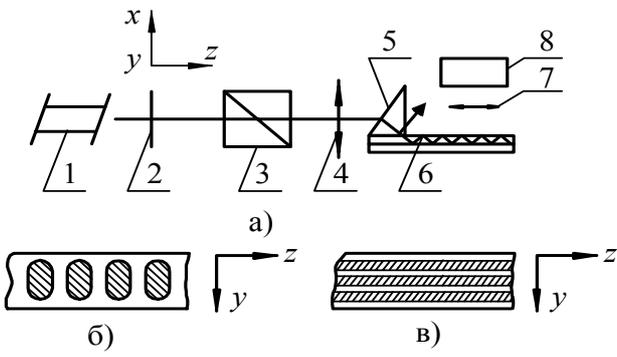


Рис. 22. (а) Оптическая схема стенда для исследования межмодовой интерференции (1 – лазер, 2 – четвертьволновая пластинка, 3 – поляризатор, 4 – линза, 5 – призма ввода, 6 – волновод, 7 – объектив, 8 – приемник изображения); (б) волноводный трек при продольной интерференции; (в) волноводный трек при поперечной интерференции

Распределение интенсивности света в волноводном треке при продольной межмодовой интерференции двух мод с индексами 1 и 2 определяется выражением:

$$I(z) = C(z) \left\{ I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} I_{1,2} \cos \left[ k(n_1^* - n_2^*) z \right] \right\},$$

где  $I_{1,2} = \int_0^d E_{1,2}^2(x) dx$  – интенсивности мод;  $I_{1,2} = \int_0^d E_1^2(x) E_2(x) dx / \sqrt{I_1 I_2}$  – интеграл

перекрывания волноводных мод;  $C(z)$  – коэффициент светоотдачи, зависящий от природы рассеивающих центров в объеме и на поверхности волновода. Период интерференционной картины, определяемый разностью фаз волноводных мод,

может быть вычислен по формуле  $\Delta z_{\max} = \frac{\lambda}{n_1^* - n_2^*}$ , выражением  $\delta z = \frac{\lambda \delta n^*}{(n_1^* - n_2^*)}$ . Будет

определяться смещение интерференционных полос  $\delta z$  при малых возмущениях эффективного показателя преломления  $\delta n^*$ . Экспериментально обнаружена высокая чувствительность продольной интерференционной картины к фазовым флуктуациям возбуждающего пучка (рис. 23).

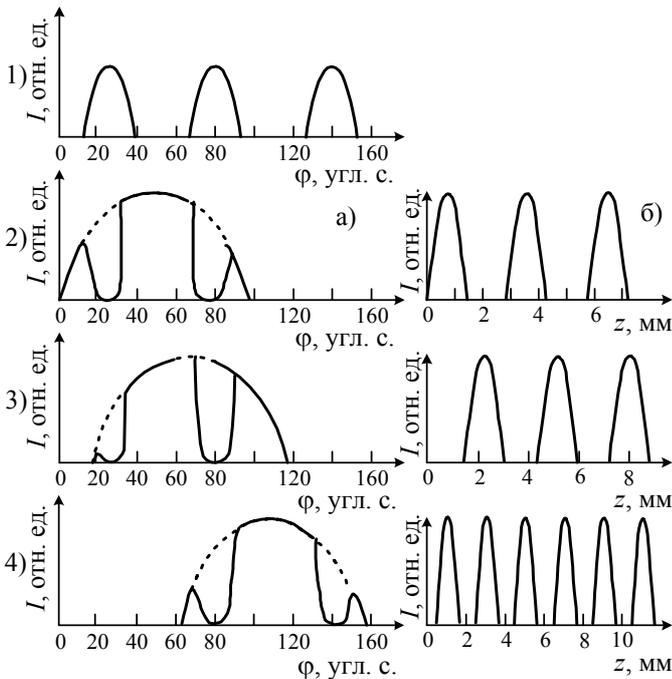


Рис. 23. Спектр резонансных углов возбуждения волноводных мод (1) и влияние условий возбуждения мод на интерференционную картину в треке (2–4). (а) – спектры «темных»  $m$ -линий при изменении угла ввода лазерного пучка в волновод; (б) – интенсивность свечения продольной интерференции в волноводном треке

При возбуждении волновода фокусированным пучком света, помимо продольной интерференции, наблюдается поперечная интерференция, которая визуально проявлялась в том, что трек на поверхности волновода имел нитевидную

структуру, причем нити располагались параллельно направлению распространения излучения в волноводе (рис. 22 в).

Впервые обнаруженный эффект поперечной межмодовой интерференции интерпретирован в рамках модели интерференции цилиндрических волн. Согласно этой модели, интенсивность свечения в треке на поверхности волновода при сложении интерферирующих мод (с индексами  $n$  и  $m$ ) запишется в виде:

$$I_R(y) = 4I_0 \cos^2 \left[ \frac{\pi y^2}{2\lambda} \left( \frac{n_m^*}{R_m} - \frac{n_n^*}{R_n} \right) \right], \quad \text{где } \Delta y = \sqrt{2\lambda / \left( \frac{n_m^*}{R_m} - \frac{n_n^*}{R_n} \right)}$$

– период интерференционной картины, а  $R_m, R_n$  – радиусы кривизны двух волновых фронтов.

Для экспериментального подтверждения этой модели интерференции была исследована зависимость периода интерференционной картины от угла возбуждения волноводных мод. Результаты проведенных исследований показали хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных.

Если в волноводе – кроме постоянной распространения  $\beta$  (т.н. осевого инварианта) – существует второй инвариант, то благодаря поперечной интерференции мод в сечении волновода наблюдается регулярная спекл-структура поля. В отсутствие второго лучевого инварианта спекл-структура поля размывается или вообще исчезает. Это обстоятельство может иметь важное значение, например, в системах передачи информации по волоконным каналам.

**В п. 4.6** предложен алгоритм выявления второго лучевого инварианта, использующий теорию плоских кривых Френе в дифференциальной геометрии. Для трёхмерных градиентных волноводов построена теория второго лучевого инварианта, необходимого для существования регулярных направляемых мод. Показана необходимость наличия вполне определенной регулярности в координатной зависимости показателя преломления. Эта регулярность может пониматься как симметрия показателя преломления, аналогичная трансляционной или аксиальной. При отклонении профиля показателя преломления от регулярного строения имеет место неустойчивость мод из-за разрушения второго лучевого инварианта. Выяснено, что для выполнения условия регулярности кривые равного значения показателя преломления должны отличаться друг от друга только изотропным масштабным преобразованием. Основные положения теории проиллюстрированы с использованием достаточно универсальной модели профиля показателя преломления, охватывающей широкий круг волноводных задач.

**В пятой главе «АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ОПТИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЙ  $A^2B^4C_2^5$  В ПРИКЛАДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМАХ»** представлены результаты разработки принципиально новых измерителей расходимости (ИР) лазерного излучения с использованием планарных оптических волноводов, выполнен анализ возможностей применения разработанных ИР в качестве субапертур гартмановского датчика волнового фронта (ДВФ) для адаптивных оптических систем, а также кратко рассмотрены результаты апробации нелинейно-оптических элементов на основе кристаллов  $A^2B^4C_2^5$  в составе лазерного анализатора газовых загрязнений атмосферы (лидара) и в лазерной системе установки по управляемому термоядерному синтезу.

В п. 5.1 отмечено, что при разработке лазерных систем различного назначения (локационных, силовых, коммуникационных и др.) одной из основных задач является обеспечение минимальной расходимости  $\theta$  лазерных пучков и в связи с этим обоснована необходимость разработки новых экспрессных методов измерения расходимости непрерывного и импульсного лазерного излучения разной мощности.

Другой важной задачей при формировании лазерных пучков является фокусировка излучения с целью создания максимальной плотности энергии на мишени. Решение этой задачи при использовании высокоэнергетических лазеров и изменяющихся во времени характеристик оптического тракта методами классической оптики практически невозможно. Для компенсации возникающих и изменяющихся во времени искажений поверхности волнового фронта, а также для формирования заданных поверхностей волнового фронта применяются адаптивные лазерные системы. В то же время разработанная к настоящему времени элементная база далеко не всегда удовлетворяет требованиям, предъявляемым к современным адаптивным системам. В связи с этим отмечена необходимость разработки узлов адаптивных систем на основе новых материалов, новой элементной базы и новых физических эффектов.

В п. 5.2 представлены результаты разработки физических принципов действия и последующего создания макетов двух вариантов измерителей расходимости лазерных пучков с использованием планарных оптических волноводов. Работа одного из них основана на измерении периода межмодовой интерференции, наблюдаемой на поверхности планарного волновода. По величине периода продольной интерференции  $\Delta Z_{\max}$  из соотношения  $\Delta Z_{\max} = \lambda / (n_i^* - n_{i+1}^*)$  находится значение  $(n_i^* - n_{i+1}^*)$  и, тем самым, идентифицируется пара возбужденных мод; расходимость определяется как разность между резонансными углами возбуждения этих мод. Принцип действия второго ИР основан на измерении угловых спектров «тёмных» или «светлых»  $m$ -линий, т.е. следов возбуждения волноводных мод многомодового планарного волновода. При известных угловых расстояниях между  $m$ -линиями  $\Delta\varphi_m$  расходимость лазерного пучка находится из соотношения  $\theta_s = \sum_{m=0}^{N_1} \Delta\varphi_m$  или  $\theta_s = N_1 \Delta\varphi_m$  (в случае эквидистантного расположения  $m$ -линий), где  $N_1$  – число возбужденных  $m$ -линий.

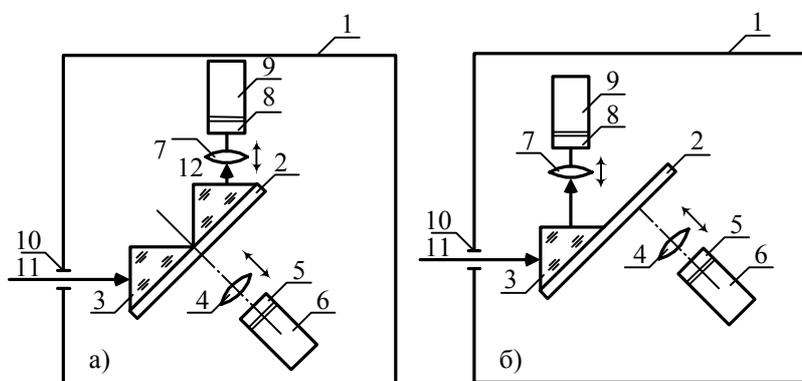


Рис. 24. Схемы оптических блоков двухканальных измерителей расходимости с регистрацией: (а) «светлых»  $m$ -линий и интерференционных полос; (б) «тёмных»  $m$ -линий и интерференционных полос

На рис. 24. представлены схематически конструкции оптических блоков разработанных измерителей расходимости лазерного излучения (Здесь 1 – светоне-

проницаемый корпус, 2 – волновод, 3 и 12 – входная и выходная призмы; 4 и 7 – объективы, 5 и 8 – координатно-чувствительные фотоприемники, 6 и 8 – блоки усиления фотосигнала, 10 – диафрагма, 11 – измеряемый пучок).

Преимуществом двухканальных измерителей расходимости излучения является то, что помимо прецизионного измерения расходимости, они позволяют контролировать малые смещения углового положения измеряемого пучка в пространстве по смещению интерференционных полос от начального положения. Действующие макеты измерителя расходимости лазерного излучения «ДВФ-ИР», в которых реализованы оптические схемы рис. 24, имеют следующие технические характеристики:

- диапазон измерений расходимости пучков когерентного лазерного излучения по уровню  $0,5 - (2 \cdot 10^{-2} - 3 \cdot 10^{-5})$  рад;
- диапазон длин волн тестируемого лазерного излучения – (600–1100) нм;
- разрешающая способность фотоприемного устройства (ФПУ) – не менее 100  $m$ -линий;
- частота опроса ФПУ при измерении в режиме непрерывного излучения – 10 Гц, время накопления при этом регулируется от 100 до 50 мс;
- при измерении угловой расходимости импульсного лазерного излучения обеспечивается синхронизация работы ФПУ с передним фронтом импульса лазерного излучения: а) задержка начала цикла накопления в ФПУ относительно переднего фронта импульса лазерного излучения регулируется в пределах 0–10 мс, б) время считывания сигнала из ФПУ – 5 мс;
- частота следования импульсов лазерного излучения не более 100 Гц.

Испытания устройства «ДВФ-ИР», выполненные в НПО «Астрофизика» и ОКБ «Радуга», заключались в сравнении измеренных значений угловой расходимости лазерных пучков с данными измерений, выполненных согласно ГОСТ 26086-84 (методом двух сечений или методом фокального пятна).

Т а б л и ц а 7

### Результаты измерений расходимости излучения серийных лазеров различными методами ( $\theta$ – расходимость, $\delta\theta$ – погрешность измерений)

Аттестованный лазер	$\lambda$ , мкм	Метод по ГОСТ 26086-84		Интерференционный метод		«Темные» $m$ -линии		«Светлые» $m$ -линии	
		$\theta \cdot 10^3$ , рад	$\delta\theta$ , %	$\theta \cdot 10^3$ , рад	$\delta\theta$ , %	$\theta \cdot 10^3$ , рад	$\delta\theta$ , %	$\theta \cdot 10^3$ , рад	$\delta\theta$ , %
ЛГ-126	0,63	5,9	30	4,5	25	5,1	13	5,1	13
ЛГ-52/2	0,63	1,3	30	0,96	25	1,1	15	1,1	15
ЛГН-105	0,63	1,1	25	–	–	1,08	15	1,08	15
ЛГН-101	1,06	5,0	30	–	–	4,93	13	4,97	13
ГОС-30М	1,06	1,69	25	–	–	1,63	14	1,65	14

Как следует из табл. 7, проведенные стендовые испытания свидетельствуют о целесообразности использования режима регистрации  $m$ -линий в измерителях расходимости лазерного излучения. Диапазон измерений расходимости при этом определяется параметрами используемых волноводных элементов и, согласно результатам испытаний, составляет  $(2 \cdot 10^{-2} - 3 \cdot 10^{-5})$  рад, а точность измерений пред-

ложенным методом превышает точность методов, рекомендованных ГОСТ 26086-84. Дополнительным преимуществом реализованных устройств измерений расходимости лазерных пучков является возможность использования их в качестве субапертур гартмановских ДВФ.

**П. 5.3** посвящен исследованию возможностей создания субапертурных датчиков волнового фронта для адаптивных оптических систем (АОС). Прогресс в разработке «волноводных» компонентов ДВФ (**п. 5.2**), стимулировал рассмотрение вопросов развития теоретического фундамента оптических компонент АОС, т.е. развития математических моделей и анализа адекватных технических решений для управления фазой лазерных пучков. В **п. 5.3.1** представлены результаты теоретического анализа особенностей распространения гауссовых пучков лазерного излучения в искажающей среде, а в **п. 5.3.2** выяснены возможности достижения определенного прогресса в аналитическом решении фазовой проблемы в адаптивной оптике, так как необходимость фазовой коррекции в реальном масштабе времени требует большего развития теории на стадии аналитического рассмотрения.

Анализ физической ситуации, лежащей в основе адаптивной коррекции, позволил выявить параметры, которые использовались при построении приближенного решения для комплексной амплитуды лазерного излучения в турбулентной атмосфере. При этом, во-первых, учитывался вклад дифракционных эффектов для задач адаптивной оптики и, во-вторых, совершенно отсутствовали какие-либо предположения о величине флуктуаций показателя преломления турбулентной атмосферы.

Комплексная амплитуда лазерного излучения  $A(\mathbf{r}, z)$  в искажающей среде с показателем преломления  $n(\mathbf{r}, z)$  определялась из уравнения Гельмгольца в параболическом приближении:  $2ik \frac{\partial A}{\partial z} = \Delta A + k^2(n^2 - 1)A$ , где  $k$  – волновое число,  $\Delta$  – двумерный оператор Лапласа. Для преобразования формального решения этого уравнения к приемлемому аналитическому результату впервые использовались операторные методы, наиболее развитые в квантовой теории твердого тела – в частности, использовались результаты теории алгебр Ли. Этот подход оказался возможным, поскольку уравнение Шредингера и уравнение квазиоптики относятся к классу задач Коши. Для комплексной амплитуды лазерного излучения в безразмерных переменных ( $z \rightarrow z/ka_0^2$ ,  $r \rightarrow r/a_0$ ,  $R \rightarrow R/ka_0^2$ ) получено выражение:

$$A(\mathbf{r}, z) = A_0 [a(z) \det(1 - i\alpha z^2 \Phi)]^{1/2} \exp[b - z\beta - (\mathbf{c}, (\alpha^{-1} - iz^2 \Phi)^{-1} \mathbf{c})],$$

$$\begin{aligned} \text{где } \mathbf{c} &= \mathbf{r} + \mathbf{d}; \quad \alpha = (1/2)a^{-1/2}(z)[1 - iR^{-1}(z)]; \quad \Phi_{ij} = \nabla_i \nabla_j b; \\ \beta &= \frac{1}{2} i\Delta b; \quad d_i = \frac{z}{k} \nabla_i b + \frac{1}{4} \frac{z^2}{k^2} \nabla_i (\nabla b)^2, \quad b = \left\{ -\frac{r^2}{2a_0^2(z)} \left[ 1 - i \frac{ka_0^2}{R(z)} \right] \right\}, \end{aligned}$$

$a_0$  – полуширина пучка,  $R$  – радиус кривизны волнового фронта.

Полученное решение имеет структуру гауссова пучка, амплитуда и фаза которого промодулированы по апертуре пространственными модуляциями показателя преломления.

Предложенный в **п. 5.3.1** метод решения уравнения квазиоптики, использующий результаты теории алгебр Ли, открывает перспективы решения фазовой проблемы в адаптивной оптике, т.е. восстановления фазовой функции на входе  $\varphi(\mathbf{r})$  по

изменениям интенсивности  $I$  на выходе оптической системы. Было найдено, что такое решение уравнения квазиоптики с граничным условием для нормированной амплитуды  $A_0(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}, z=0) = \exp\left\{i\varphi(\mathbf{r}) - \frac{r^2}{2a_0^2} \left(1 - i \frac{ka_0^2}{R}\right)\right\}$  позволяет получить сле-

дующее решение:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{k}{4} \int_0^z (n^2 - 1) dz' - \frac{k}{27} \sum_{nm} \frac{H_{nm}(\mathbf{r})}{n+m} \left[ \left( \ln \frac{I}{I_0} \right)_{nm} + \frac{z}{12R} \left(1 + \frac{z}{kR}\right)^{-1} \left( \Delta \tilde{b} \right)_{nm} \right],$$

где матричные элементы  $( )_{nm}$  обозначают коэффициенты разложения по двумерным полиномам Эрмита  $H_{nm}(\mathbf{r}) = H_n(x)H_m(y)$ . Для коротких трасс  $z \ll L$  (где  $L$  - полная протяженность трассы) получается достаточно простое выражение для фазовой функции в зависимости от интенсивности:

$$\varphi(\mathbf{r}) = -\frac{k}{z} \sum_{nm} \frac{H_{nm}(\mathbf{r})}{g_{nm}} \left( \ln \frac{I}{I_0} \right)_{nm}, \text{ где } g_{nm} = 2(n+m) + \int H_{nm} \cdot \nabla \chi_n' \cdot \nabla H_{nm} \cdot e^{-r^2} dr.$$

Таким образом, получена линейная связь между измеренной интенсивностью излучения на выходе и фазовой функцией на входе анализатора фазы, что может упростить алгоритм восстановления волнового фронта и явиться основой для оптимизации компонентов адаптивной оптической системы.

**В п. 5.3.3** проведен анализ эффектов поляризации излучения, отраженного от адаптивного зеркала, что позволило решить следующие вопросы: а) сколько необходимо субапертурных элементов ДВФ, чтобы с заданной точностью восстановить фазовую поверхность; б) по какому алгоритму необходимо разместить указанные элементы по апертуре лазерного пучка.

Решение краевой задачи для уравнения Гельмгольца  $\Delta \vec{E}(\vec{r}) + k^2 \vec{E}(\vec{r}) = 0$  с граничным условием для поля  $\vec{E}|_S = \vec{E}(\vec{r})_S$  на поверхности зеркала  $S$ , модулированно-го некоторым рельефом  $\omega(\tau, \varphi) = \sum_{m, m' \neq 0} \omega_{mm'} \exp\left(\frac{2\pi i \tau_m}{a_0} + im' \varphi\right)$ , проводилось с исполь-

зованием параболических координат  $(\varphi, \sigma$  и  $\tau)$  и формализма функций Грина. В результате было найдено, что структура электрического поля волны, отраженной от реальной поверхности адаптивного зеркала, определяется выражением  $\vec{E}(\vec{r}) = \sum_{l=0,1,2} \chi_\alpha^i(l) A_l(\theta) \cos l\Phi - \sum_{l,n,m} \chi_i^\alpha(n-l) \omega_{lm} A_m^n(\theta) \cos n\Phi$ , где  $A_l(\theta)$  - апертурные функции,  $\chi_\alpha^j(l)$  - Фурье-коэффициенты поляризационных координат. Анализ первых гармоник в разложении амплитуды электрического поля позволяет выявить области, в которых амплитуда отлична от нуля. Субапертуры ДВФ следует располагать в тех областях для последней гармоники разложения, где амплитуда равна нулю, а количество этих субапертур определяется Фурье-коэффициентами рельефа адаптивного зеркала.

Таким образом, в диссертации впервые предложено использовать измерители расходимости на основе волноводных элементов как субапертуры гартмановского ДВФ. Согласно результатам теоретического анализа в **п. 5.3.2**, управления  $\varphi(\mathbf{r})$  адаптивного зеркала представлены первыми и вторыми производными поверхно-

сти адаптивного зеркала, из чего вытекает естественное конструктивное решение для адаптивного зеркала: гибкое зеркало (модальный корректор) с корректорами волнового фронта, задающими первую и вторую производные рельефа его поверхности. При этом нет необходимости использовать разложение  $\varphi(\mathbf{r})$  по какому-либо базису и решать связанный с этим разложением комплекс технических проблем. Следует отметить системный характер выполненных исследований, а именно: совокупность предлагаемых решений – математическая модель оптических компонентов адаптивной оптической системы, техническое решение для адаптивного зеркала и конструктив ДВФ – естественным образом согласованы.

В п. 5.4 представлены результаты прикладного использования параметрических преобразователей частоты лазерного излучения на основе полученных в работе нелинейно-оптических кристаллов  $A^2B^4C_2^5$ .

Экспериментальные исследования возможностей использования нелинейно-оптических элементов на основе кристаллов  $ZnGeP_2$  и  $CdGeAs_2$  в составе лазерных анализаторов газовых загрязнений атмосферы (лидаров), разработанных в ИОА СО РАН, показали высокие эксплуатационные характеристики газоанализаторов на основе полученных кристаллов, обеспечивающие круглосуточные недельные циклы измерений содержания СО в реальной атмосфере.

Проведенные в ФИАЭ испытания на рабочем стенде показали несомненную перспективность использования монокристаллов  $ZnGeP_2$  в качестве нелинейных элементов преобразователей частоты излучения  $CO_2$ -лазеров в лазерной системе установки ТИР-1 по управляемому термоядерному синтезу. Полученные результаты рекордны по эффективности умножения частоты и позволили почти на порядок увеличить эффективность накачки лазерной мишени.

В **Заключении** приведены основные результаты и выводы работы, которые можно сформулировать следующим образом.

1. Выяснены физико-химические закономерности процессов синтеза и кристаллизации соединений  $ZnGeP_2$  и  $CdGeAs_2$ , включая термодинамический анализ этих процессов, разработку высокопроизводительных технологий синтеза соединений и технологий выращивания крупных монокристаллов. Предложен динамический вариант двухтемпературного способа синтеза соединения  $ZnGeP_2$ , практически исключая стадию диссоциации бинарных фосфидов, т.е. принципиально меняющий ход технологического процесса и существенно увеличивающий его производительность. Впервые экспериментально изучены возможности выращивания кристаллов дифосфида цинка-германия методом Чохральского.

2. На основе термодинамического расчета определены равновесные концентрации собственных точечных дефектов и области гомогенности  $ZnGeP_2$  и  $CdGeAs_2$ . Экспериментально изучены особенности формирования ансамбля макро- и микродефектов в кристаллах  $ZnGeP_2$ , выращенных методом Бриджмена из нестехиометрических расплавов. Найдено, что концентрация точечных структурных дефектов в кристаллах  $ZnGeP_2$  составляет не менее  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , при этом электроактивные дефекты практически полностью компенсированы, а часть их энергетических уровней делокализована за счет кулоновского взаимодействия дефектов.

3. Выяснены возможности управления оптическими и электрофизическими свойствами исследуемых нелинейно-оптических кристаллов путем послеростовой

термообработки, диффузионного легирования примесью меди, облучения высокоэнергетическими электронами, лазерного и ультразвукового отжига. Определены условия послеростового воздействия, позволяющие целенаправленно и, при необходимости, локально изменять физические свойства исследуемых кристаллов.

4. Использование методов модельного псевдопотенциала и расширенной элементарной ячейки позволило впервые рассчитать энергетическое положение уровней, создаваемых точечными структурными дефектами, а также кластерами на их основе в запрещенной зоне кристалла  $\text{ZnGeP}_2$ . Определены оптические переходы с участием дефектов, которые могут вызывать поглощение в ближней ИК-области спектра. Выявлена доминирующая роль кластеров ионизированных дефектов  $\text{Ge}_{\text{Zn}}^{++}$  в остаточном оптическом поглощении в кристаллах  $\text{ZnGeP}_2$ .

5. Впервые обеспечена наиболее полная апробация нелинейных элементов из  $\text{ZnGeP}_2$  и  $\text{CdGeAs}_2$  в различных схемах параметрического преобразования частоты твердотельных и газовых лазеров среднего ИК-диапазона, включая генерацию гармоник, генерацию комбинационных частот и параметрическую осцилляцию. Показано, что кристаллы  $\text{ZnGeP}_2$  превосходят другие нелинейно-оптические материалы по числу реализуемых типов преобразователей частоты лазеров среднего ИК-диапазона и имеют существенное преимущество по эффективности преобразования в тех случаях, когда взаимодействующие частоты лежат в области максимальной прозрачности соединения  $\text{ZnGeP}_2$ .

6. Теоретически и экспериментально изучены физико-химические закономерности формирования планарных волноводов методом твердофазных реакций изовалентного замещения на подложках из полупроводниковых соединений с летучими компонентами (на примере соединений  $\text{ZnGeP}_2$  и  $\text{ZnSe}$ ). Предложен метод априорной оценки оптических потерь в неоднородных волноводных структурах с использованием формализма оптики мутных сред, который позволяет точнее учитывать вклад объемных и поверхностных потерь в затухание волноводных мод.

7. Впервые выполнен анализ процессов ап-конверсии и генерации обратной волны в планарных структурах на основе нелинейно-оптических кристаллов и предложены наиболее перспективные варианты таких структур. Показано, что планарные нелинейно-оптические волноводы – в том числе на основе соединений  $\text{A}^2\text{B}^4\text{C}_2^5$  – могут рассматриваться как принципиально новая элементная база для создания источников когерентного излучения, использующих эффект параметрической генерации обратной волны.

8. Предложена методика оптимизации параметров нелинейно-оптических волноводов по значениям интегралов перекрытия взаимодействующих мод с использованием разложения профилей показателя преломления в степенной ряд, что позволяет унифицировать процедуру нахождения оптимальных параметров для волноводов с различными профилями показателя преломления.

Для трехмерных градиентных волноводов построена теория второго лучевого инварианта, необходимого для существования регулярных направляемых мод. Получено, что для существования второго лучевого инварианта и, следовательно, для выполнения условий распространения регулярных мод в трехмерных градиентных волноводах необходимы определенные ограничения на координатную зависимость показателя преломления в поперечном сечении волновода.

9. Впервые теоретически и экспериментально показано, что в одномодовых и многомодовых планарных оптических волноводах с призмными устройствами ввода-вывода излучения можно осуществить передачу и ап-конверсию двумерного изображения. В одномодовых волноводах указанные процессы реализуются за счет спектрально-пространственной фильтрации углового спектра полихромного оптического сигнала, а в многомодовых волноводах – за счет использования волноводных структур с определенным модовым составом.

10. Изучены закономерности процессов интерференции волноводных мод, связанные с условиями пространственно-угловой фильтрации лазерных пучков в волноводных структурах. Впервые обнаружен и исследован эффект «поперечной» интерференции волноводных мод в планарных волноводах и получены новые данные о фазовой чувствительности «продольной» межмодовой интерференции в волноводных структурах.

11. Разработаны принципиально новые устройства для измерения расходимости лазерных пучков, основанные на регистрации  $m$ -спектров волноводных мод и периодов межмодовой интерференции в планарных волноводных структурах. Диапазон измерений расходимости лазерного излучения с использованием апробированных макетов волноводных измерителей составил  $2 \cdot 10^{-2} - 3 \cdot 10^{-5}$  рад.

12. Впервые предложено использовать многомодовые планарные волноводы как основные оптические компоненты субапертур гартмановского датчика волнового фронта в адаптивных оптических системах. Согласно выполненному анализу, количество этих субапертур должно определяться Фурье-коэффициентами рельефа адаптивного зеркала, а размещение их по апертуре тестируемого гауссового пучка целесообразно осуществлять с учетом поляризационных состояний излучения. Путем применения операторных методов - наиболее развитых в квантовой теории твердого тела - к решению уравнения квазиоптики получена линейная связь между интенсивностью излучения на выходе и фазовой функцией на входе анализатора фазы, что может явиться основой для создания быстродействующих алгоритмов восстановления волнового фронта и оптимизации компонентов АОС.

Таким образом, итогом диссертационной работы явилась разработка фундаментальных физических и материаловедческих основ создания функциональных элементов оптической электроники на основе кристаллов  $A^2B^4C_2^5$  и выяснение возможностей их использования в нелинейной, интегральной и адаптивной оптике. Выполненные исследования обеспечили приоритет отечественных достижений в области материаловедения и прикладного использования нелинейно-оптических кристаллов  $A^2B^4C_2^5$  и волноводных структур на их основе.

#### ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Voevodin V.G., Grinyayev S.N. Deep levels of antisite defects clusters in  $ZnGeP_2$  // MRS Proceedings. - 2002. - V. 677. - P. AA4.6.1 - P. AA4.6.6.
2. Voevodin V.G., Voevodina O.V. Disorder defects modelling for some ternary crystals. // MRS Proceedings. - 2002. - V. 677. - P. AA4.20.1 - P. AA4.20.6.
3. Behavior of copper in  $CdGeAs_2$  crystals / V.G. Voevodin, O.V. Voevodina, S.A. Bereznaja, Z.V. Korotchenko, M.C. Ohmer, J.T. Goldstein, N.C. Fernelius // MRS Proceedings. - 2002. - V. 719. - P. 475 - 480.
4. Annealing of some II-IV-V<sub>2</sub> crystals in the vapor of volatile constituents. / V.G. Voevodin,

- O.V. Voevodina, S.A. Bereznaia a.o. // MRS Proceedings. - 2002. - V. 692. - P. 265 - 274.
5. New magnetic material in ZnGeP<sub>2</sub>-Mn chalcopyrite system. / G.A. Medvedkin, K. Hirose, T. Ishibashi, T. Nishi, V.G. Voevodin, K. Sato // J. Cryst. Growth. - 2002. - V. 236. - C. 609 - 612.
  6. Voevodin V.G., Voevodina O.V. Ternary compounds A<sup>2</sup>B<sup>4</sup>C<sub>2</sub><sup>5</sup> and A<sup>1</sup>B<sup>3</sup>C<sub>2</sub><sup>6</sup>: Frenkel defects concentration. // Japan. J. Appl. Phys. - 2000. - V. 39, Suppl. 39-1. - P. 402 - 403.
  7. Weight-loss measurements for CdB<sup>4</sup>As<sub>2</sub>-vapour systems. / V.G. Voevodin, O.V. Voevodina, S.A. Bereznaia, Z.V. Korotchenko // Japan. J. Appl. Phys. - 2000. - V. 39, Suppl. 39-1. - P. 73 - 74.
  8. Андреев Ю.М., Воеводин В.Г., Гейко П.П. Ан-конверсия микросекундных импульсов излучения CO<sub>2</sub>-лазеров // Оптика атмосферы и океана. - 2000. - Т. 13, № 4. - С. 401 - 406.
  9. Voevodin V.G., Leontieva O.V. The simulation of phase matched three-frequency mode interaction in nonlinear optical waveguides // Japan. J. Appl. Phys. - 2000. - V. 39, Suppl. 39-1. - P. 347 - 348.
  10. Voevodin V.G., Voevodina O.V. II-IV-V<sub>2</sub> and I-III-VI<sub>2</sub> nonlinear optical crystals for mid-IR-range: Schottky defects concentration // Proc. of SPIE. - 1999. - V. 3890. - P. 75 - 81.
  11. Voevodin V.G., Leontieva O.V. Planar waveguide phase matching for backward parametric oscillation // Proc. of SPIE. - 1999. - V. 3890. - P. 48 - 51.
  12. ZnGeP<sub>2</sub> crystal is leader among nonlinear crystals for middle IR / Yu. M. Andreev, A.V. Vernik, P.P. Geiko, V.G. Voevodin and O.V. Voevodina // Proc. of SPIE. - 1999. - V. 3983. - P. 395 - 406.
  13. Voevodin V.G., Leontieva O.V. Nonlinear optical processes in the GaAs-GaP planar gradient waveguides: computer simulation // Proc. of SPIE. - 1998. - V. 3182. - P. 122 - 126.
  14. Study of vapour phase over A<sup>2</sup>B<sup>4</sup>C<sub>2</sub><sup>5</sup>-compounds / V.G. Voevodin, O.V. Voevodina, S.A. Bereznaia, Z.V. Korotchenko // Ternary and Multinary Compounds / Inst. Physics. Conf. Ser. - 1998. - N 152. - P. 163 - 166.
  15. Voevodin V.G., Voevodina O.V., Vedernikova T.V. The photoelectromagnetic effect in CdGeAs<sub>2</sub> ternary compound // Ternary and Multinary Compounds / Inst. Physics. Conf. Ser. - 1998. - N 152. - P. 835 - 838.
  16. Two-photon absorption in GaSe and CdGeAs<sub>2</sub> / K.L. Vodopyanov, S.B. Mirov, V.G. Voevodin, P.G. Schunemann // Opt. Commun. - 1998. - V. 155. - P. 47 - 50.
  17. Voevodin V.G., Leontieva O.V. Computer simulation of integrated optical backward parametric oscillator // Proc. of SPIE. - 1998. - V. 3485. - P. 380 - 384.
  18. Voevodin V.G., Leontieva O.V. The simulation of backward parametric oscillation in planar optical waveguides containing CdGeP<sub>2</sub> // Ternary and Multinary Compounds / Inst. Physics. Conf. Ser. - 1998. - N 152. - P. 993 - 996.
  19. Voevodin V.G., Voevodina O.V., Vedernikova T.V. Effect of impurity level widening on electrophysical properties of A<sup>2</sup>B<sup>4</sup>C<sub>2</sub><sup>5</sup> compounds // Cryst. Res. Technol. - 1996. - V. 31, S.I.1. - P. 93 - 96.
  20. Voevodin V.G., Leontieva O.V. Up-conversion of IR-radiation in the planar Cd<sub>x</sub>Zn<sub>1-x</sub>GeP<sub>2</sub> waveguides: computer simulation. // Cryst. Res. Technol. - 1996. - V. 31. - S.I. 1. - P. 123 - 126.
  21. Vodopyanov K.L., Voevodin V.G. Type I and type II ZnGeP<sub>2</sub> travelling-wave optical parametric generator tunable between 3.9 and 10 μm // Optic. Comm. - 1995. - V.117, N 3-4. - P. 277 - 282.
  22. Vodopyanov K.L., Voevodin V.G. 2.8 μm laser pumped type I and type II travelling-wave optical parametric generator in GaSe // Optic. Comm. - 1995. - V. 114. - P. 333 - 335.
  23. Воеводин В.Г., Степанов В.Е. Распространение гауссовых пучков лазерного излучения в искажающей среде // Квантовая электроника. - 1994. - Т. 21, № 8. - С. 791 - 792.
  24. Воеводин В.Г., Воеводина О.В. Термодинамические основы технологии полупроводниковых соединений A<sup>2</sup>B<sup>4</sup>C<sub>2</sub><sup>5</sup> // Известия вузов. Физика. - 1993. - Т. 36, № 10. - С. 40 - 51.
  25. Воеводин В.Г., Степанов В.Е. Новый подход к фазовой проблеме в адаптивной оптике // Оптика лазеров '93: Тез. докл. - СПб, 1993. - Ч. II. - С. 419.
  26. Элементная база оптико-электронных приборов / Ю.М. Андреев, Л.М. Буткевич, В.Г. Воеводин и др. / Под ред. В.Е. Зуева, М.В. Кабанова.- Томск: МП «РАСКО». 1992. - 274 с.
  27. Воеводин В.Г., Морозов А.Н., Степанов В.Е. О лучевых инвариантах и волновых уравнениях для поперечных мод в трехмерных градиентных волноводах. // Квантовая электроника. - 1992. - Т. 19, № 8. - С. 906 - 909.
  28. High efficiency middle IR parametric superradiance in ZnGeP<sub>2</sub> and GaSe crystals pumped by an erbium laser / K.L. Vodopyanov, L.A. Kulevskii, V.G. Voevodin, A.I. Gribenjukov // Optic. Comm. - 1991. - V. 83, N 5-6. - P. 322 - 326.

29. Генератор ИК-излучения на частоте второй гармоники ТЕА-СО<sub>2</sub>-лазера / А.А. Бетин, В.Г. Воеводин, К.В. Ергаков и др. // Квантовая электроника. - 1991. - Т. 16, № 7. - С. 812 - 816.
30. Воеводин В.Г., Воеводина О.В., Иванова М.А. Расчёт изобарно-изотермического потенциала реакций в некоторых системах А<sup>2</sup>-В<sup>4</sup>-С<sup>5</sup> // Изв. вузов. Физика. - 1990. - Т. 33, № 3. - С. 116. Деп. ВИНТИ. Рег. № 7367-В89.
31. Получение и оптические свойства структур Cd<sub>x</sub>Zn<sub>1-x</sub>Se - ZnSe и планарных волноводов на их основе. / В.Г. Воеводин, Т.А. Давыдова, А.Н. Морозов, В.В. Нуварьева, М.А. Петров, М.П. Фурман, Н.В. Чалдышева // Изв. вузов. Физика. - 1990. - Т.33, № 11. - С. 40 - 43.
32. Межмодовая интерференция в планарных оптических волноводах / В.Г. Воеводин, Г.Д. Ахметбеков, А.Н. Морозов, В.А. Калеева // Квантовая электроника. - 1990. - Т. 17, № 1. - С. 90 - 91.
33. Получение и свойства диффузионных волноводов на основе сложных полупроводниковых соединений / Н.Л. Батурина, В.Г. Воеводин, О.В. Воеводина и др. // Физика и техника акустооптики. Межвузовский сборник / Под ред. Е.С. Коваленко, А.С. Пуговкина. - Томск: Изд-во ТГУ. 1989. - С. 60 - 69.
34. Воеводин В.Г., Попова Е.А. Анализ температурной зависимости постоянной Холла в области собственной проводимости кристаллов р-CdGeAs<sub>2</sub> // Изв. вузов. Физика. - 1989. - № 12. - С. 80 - 82.
35. Способ изготовления параметрического преобразователя частоты оптического излучения из монокристалла ZnGeP<sub>2</sub> / В.Г. Воеводин, Н.Л. Батурина, А.И. Грибенюков, В.А. Калеева, Ю.М. Андреев // Авторское свидетельство № 1484132 (СССР). Приоритет 24.12.86г., зарегистр. 1.02.89 г.
36. Воеводин В.Г., Воеводина О.В. Диарсенид кадмия-олова - Томск.: Изд-во ТГУ. 1988. - 160 с.
37. Получение планарных волноводных структур Cd<sub>x</sub>Zn<sub>1-x</sub>GeP<sub>2</sub> - ZnGeP<sub>2</sub> / В.Г. Воеводин, А.И. Грибенюков, А.Н. Морозов, Н.В. Чалдышева // Письма в ЖТФ. - 1988. - Т. 58, В. 2. - С. 419 - 420.
38. Получение и исследование некоторых свойств эпитаксиальных слоёв ZnGeP<sub>2</sub> / В.Г. Воеводин, Ю.Г. Катаев, И.А. Бобровникова, и др. // Изв. вузов. Физика. - 1988. - Т.31, № 4. - С. 74 - 78.
39. Генерация второй гармоники излучения СО<sub>2</sub>-лазера в CdGeAs<sub>2</sub> / Ю.М. Андреев, В.Г. Воеводин, Т.В. Ведерникова и др. // Оптика атмосферы. - 1988. - Т. 1, №. 2. - С. 103 - 105.
40. Эффективное параметрическое преобразование частоты ИК-лазеров и их применение / В.Е. Зуев, М.В. Кабанов, Ю.М. Андреев, В.Г. Воеводин и др. // Изв. АН СССР. Сер. физическая. - 1988. - Т. 52, №. 6. - С. 1042 - 1048.
41. Способ изготовления параметрического преобразователя частоты оптического излучения из монокристалла ZnGeP<sub>2</sub> / Ю.М. Андреев, В.Г. Воеводин, А.И. Грибенюков, В.В. Зуев // Авторское свидетельство № 1452223 (СССР). Приоритет 14.05.87 г. Зарегистр. 15.09.88 г
42. Удвоение частоты излучения СО-лазеров с эффективностью 3%. / Ю.М. Андреев, В.Г. Воеводин, А.Д. Белых и др. // Квантовая электроника. - 1987. - Т.14, № 4. - С. 782 - 783.
43. Эффективная генерация второй гармоники излучения NH<sub>3</sub>-лазера в CdGeAs<sub>2</sub> / Ю.М. Андреев, В.Г. Воеводин, П.П. Гейко и др. // Квантовая электроника. - 1987. - Т. 14, № 4. - С. 784 - 786.
44. Смещение частот СО<sub>2</sub> и СО лазеров в кристалле ZnGeP<sub>2</sub>. / Ю.М. Андреев, В.Г. Воеводин, А.И. Грибенюков, В.П. Новиков // Квантовая электроника. - 1987. - Т. 14, № 6. - С. 1177 - 1178.
45. Преобразование частот нетрадиционных (4,3 и 10,4 мкм) полос излучения СО<sub>2</sub> - лазера в ZnGeP<sub>2</sub>. / Ю.М. Андреев, В.Г. Воеводин, П.П. Гейко и др. // Квантовая электроника. - 1987. - Т. 14, № 11. - С. 2137 - 2138.
46. Воеводин В.Г., Морозов А.Н., Винокурцева И.М. Получение и исследование Ti:LiNbO<sub>3</sub>:H<sup>+</sup> волноводов // Письма в ЖТФ. - 1987. - Т.13, В. 19. - С. 1177 - 1179.
47. Эффективная генерация второй гармоники наносекундного импульсного СО<sub>2</sub> лазера / Ю.М. Андреев, П.П. Гейко, В.Ю. Баранов, В.Г. Воеводин, и др. // Квантовая электроника. -1987. -Т. 14, № 11. - С. 2252 - 2254.
48. Высокоэффективная пикосекундная параметрическая суперлюминесценция в кристалле ZnGeP<sub>2</sub> в диапазоне 5-6,3 мкм / К.Л. Водопьянов, В.Г. Воеводин, А.И. Грибенюков, Л.А. Кулевский // Квантовая электроника. - 1987. - Т. 14, № 9. - С. 1815 - 1819.
49. Воеводин В.Г., Морозов А.Н. Использование планарных волноводов в устройствах воспроизведения двумерного изображения // Физика и техника акустооптики. - Томск: Изд-во ТГУ. 1987. - С.110 - 116.
50. Трассовый газоанализатор на основе перестраиваемого СО<sub>2</sub> лазера с удвоением частоты / Ю.М. Андреев., В.Г. Воеводин и др. // ЖПС. - 1987. - Т. 47, № 1. - С. 15 - 20.
51. Воеводин В.Г., Морозов А.Н., Токарев Н.А. Оптимизация параметров планарных волноводов для параметрического преобразования частоты когерентного излучения // Интегральная оптика (фи-

- зические основы, приложения) / Под ред. К.К. Светашева, Л.А. Ильиной. - Новосибирск: Наука. 1986. - С. 109 - 115.
52. Способ обработки диарсенида кадмия-германия / В.Г. Воеводин, С.А. Березная, Ю.М. Андреев, А.И. Грибенюков // Авторское свидетельство № 1282765 (СССР). Приоритет 5.06.85г. Зарегистр. 8.09.86 г.
  53. Воеводин В.Г., Морозов А.Н., Винокурцева И.М. Способ изготовления оптического волновода // Авторское свидетельство № 1295352 (СССР). Приоритет 10.10.85. Зарегистр. 8.11.86.
  54. Удвоитель частоты излучения CO<sub>2</sub>-лазеров / Ю.М. Андреев, В.Г. Воеводин, А.И. Грибенюков, О.Я. Зырянов, А.Н. Морозов // Приборы и техника эксперимента. - 1985. - В.4. - С. 244.
  55. Преобразование излучения CO<sub>2</sub>- и CO лазеров в кристалле ZnGeP<sub>2</sub> в область спектра 2,3-3,1 мкм. / Ю.М. Андреев, А.И. Грибенюков, А.А. Бетин, В.Г. Воеводин и др. // Квантовая электроника. - 1985. - Т. 12, № 7. - С. 1535 - 1537.
  56. Воеводин В.Г., Тернова Е.А. Энтальпия образования вакансий в соединениях A<sup>2</sup>B<sup>4</sup>C<sub>2</sub><sup>5</sup> // Изв. АН СССР. Неорганические материалы - 1985. - Т. 21, № 3. - Р. 362 - 365.
  57. Поведение примеси меди в монокристаллах ZnGeP<sub>2</sub> при диффузионном легировании / В.Г. Воеводин, А.И. Грибенюков, А.Н. Морозов, В.С. Морозов // Изв. вузов. Физика. - 1985. - В.2. - С. 64 - 69.
  58. Генератор второй гармоники CO<sub>2</sub>-лазера на основе ZnGeP<sub>2</sub> / Ю.М. Андреев, В.Г. Воеводин, А.И. Грибенюков и др. / Спектроскопические методы зондирования атмосферы. - Новосибирск: Наука. 1985. - С. 113 - 116.
  59. Пикосекундная параметрическая суперлюминесценция в кристалле ZnGeP<sub>2</sub> / К.Л. Водопьянов, В.Г. Воеводин, А.И. Грибенюков, Л.А. Кулевский. // Изв. АН СССР. Сер. физическая. - 1985. - Т. 49, № 3. - С. 569 - 572.
  60. Анализ передаточной функции нелинейного тонкоплёночного волновода / В.Г. Воеводин, М.А. Кривов, Б.А. Курицын, А.Н. Морозов // Известия вузов. Физика. - 1985. - В. 2. - С. 55 - 58.
  61. Преобразование частоты излучения CO<sub>2</sub>- и CO-лазеров в монокристаллах ZnGeP<sub>2</sub> / Ю.М. Андреев, В.Г. Воеводин, П.П. Гейко, А.И. Грибенюков // I Болгаро-Советский семинар «Лазерные методы и средства измерения и контроля параметров окружающей среды»: Сборник докладов. - София. Бузлуджа, 1985. - С. 252-259.
  62. Воеводин В.Г., Морозов А.Н. Преобразователь частоты излучения оптического диапазона (его варианты) // Авторское свидетельство № 1204056 (СССР). Приоритет 30.12.83 Зарегистр. 8.09.85.
  63. Воеводин В.Г., Морозов А.Н., Редько В.П. Устройство для передачи оптического изображения // Авторское свидетельство № 1211682 (СССР). Приоритет 9.08.83. Зарегистр. 15.10.85
  64. Эффективная генерация второй гармоники излучения перестраиваемого CO<sub>2</sub>-лазера в ZnGeP<sub>2</sub>. / Ю.М. Андреев, В.Г. Воеводин, А.И. Грибенюков и др. // Квантовая электроника. - 1984. - Т. 11, № 8. - С. 1511 - 1512
  65. Воеводин В.Г., Тернова Е.А. Термодинамический анализ процесса синтеза соединения ZnGeP<sub>2</sub> в системе Zn-Ge-P // Изв. вузов. Физика. - 1984. - №.2. - С. 118 - 120.
  66. О выращивании кристаллов ZnGeP<sub>2</sub> методом Чохральского / В.Г. Воеводин, Г.М. Головин, А.И. Грибенюков, В.С. Морозов // Электронная техника / ЦНИИ «Электроника». Сер. 6. Материалы. - 1984. - В. 2(187). - С. 67 - 68.
  67. Способ контроля однородности полупроводникового материала / Г.К. Арбузова, В.Г. Воеводин, Н.К. Максимова и др. // Авторское свидетельство № 1050473 (СССР). Приоритет 15.01.82. Зарегистр. 22.06.83.
  68. Фотолюминесценция эпитаксиальных слоёв твёрдого раствора ZnGeP<sub>2</sub>-2GeP / И.А. Бобровникова, В.Г. Воеводин, Л.Г. Нестерюк и др. // Изв. вузов. Физика. - 1982. - № 7. - С. 110 - 112.
  69. Исследование химического травления ZnGeP<sub>2</sub> / В.Г. Воеводин, Г.К. Арбузова, А.И. Грибенюков, Н.К. Максимова // Электронная техника / ЦНИИ «Электроника». Сер. 6. Материалы. - 1981. - В.3(152). - С. 42 - 44.
  70. Отжиг дефектов в монокристаллах CdGeAs<sub>2</sub>, облучённых электронами / В.Н. Брудный, В.Г. Воеводин, Т.В. Ведерникова и др. // Изв. вузов. Физика. - 1981. - № 9. - С. 122 - 125.
  71. Спектры фотоэда поверхностно-барьерных структур M-ZnGeP<sub>2</sub> / В.Г. Воеводин, А.И. Грибенюков, М.А. Кривов, В.С. Морозов // Изв. вузов. СССР. Физика. - 1980. - № 9. - С. 123 - 125.
  72. Получение и физические свойства ZnGeP<sub>2</sub> / А.П. Вяткин, В.Г. Воеводин, А.И. Грибенюков и др. // Получение, свойства и применение фосфидов - Киев: Наукова думка. 1977. - С. 41 - 45.