

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования “Национальный исследовательский
Томский государственный университет”

На правах рукописи



Талипов Нияз Хатимович

**Физико-технологические основы легирования узкозонных полупроводниковых
соединений $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ радиационно-термическими воздействиями**

Специальность:

01.04.10 – физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Томск

2015

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования “Национальный исследовательский Томский государственный университет”

Научный консультант: Войцеховский Александр Васильевич,
доктор физико-математических наук, профессор, заведующий
кафедрой квантовой электроники и фотоники
Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования “Национальный исследова-
тельский Томский государственный университет”

Официальные оппоненты:	Козловский Виталий Васильевич, доктор физико-математических наук, профессор, заместитель заведующего кафедрой экспериментальной физики по науч- ной работе Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Санкт-Петербургский по- литехнический университет Петра Великого”
------------------------	---

Костюченко Владимир Яковлевич,
доктор физико-математических наук, профессор, доцент ка-
федры общей физики
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования “Новосибирский государ-
ственный технический университет”

Чишко Владимир Федорович,
доктор физико-математических наук, главный специалист
Открытое акционерное общество “Швабе – Фотосистемы”

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе Российской
академии наук

Защита состоится “17” марта 2016 г. в 14 час. 30 мин. на заседании диссертационного совета Д212.132.06 в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего профессионального образования Национальном исследовательском технологическом университете “МИСиС” по адресу: 119049, г. Москва, Крымский вал, д. 3, ауд. К-212.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего профессионального образования Национального исследовательского технологического университета “МИСиС” и на сайте:
<http://misis.ru/about-university/news/talipov-niyaz-hatimovich>

Автореферат разослан “ ” 2016 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук,
профессор

Костишин Владимир Григорьевич

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Узкозонные полупроводниковые твердые растворы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ) заняли в настоящее время доминирующее положение в области создания широкоформатных матричных инфракрасных фотодетекторов. Наиболее широко применяются соединения $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с составом $x = 0,20\text{--}0,3$ для изготовления фотодетекторов на средневолновый (3–5 мкм) и длинноволновый (8–14 мкм) диапазоны ИК-спектра [1, 2]. С целью создания широкоформатных матричных фотоприемников на основе n - p переходов по планарной технологии на подложках большой площади требовалось развитие методов выращивания гетероэпитаксиальных структур КРТ, основными из которых являются жидкофазная эпитаксия на подложках CdZnTe (ЖФЭ КРТ) и низкотемпературная молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) на подложках GaAs и Si (ГЭС КРТ МЛЭ) [3, 4].

В настоящее время ионная имплантация является одним из основных методов формирования n - p переходов при создании многоэлементных фотоприемников среднего и дальнего ИК-диапазонов в узкозонных полупроводниковых соединениях $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ как в материале p -, так и n -типа [1]. Ионная имплантация полупроводников, начавшая свое интенсивное развитие в 70-е годы прошлого века, стала важнейшим научным направлением радиационной физики полупроводников, которое изучает модификацию дефектно-примесных подсистем в кристаллах при воздействии различных активационных процессов, как радиационных, так и термических [5].

На ранних этапах исследований свойств объемного КРТ было установлено, что при облучении кристаллов данного узкозонного твердого раствора электронами, гамма квантами, нейтронами либо протонами в нем независимо от исходного типа проводимости материала генерируются радиационные донорные дефекты, как предполагается, на основе междоузельных атомов ртути [6]. Первые эксперименты по исследованию влияния ионной имплантации на электрофизические свойства КРТ показали, что независимо от исходного типа проводимости материала и химической природы внедряемых ионов в имплантированной области образуется сильнолегированный n^+ -слой за счет радиационных дефектов донорного типа. Это свойство КРТ исключает необходимость последующей электрической активации внедренных атомов примеси в процессе постимплантационного отжига, что значительно упрощает технологию формирования n - p переходов с хорошими характеристиками в таком термически нестабильном материале.

Имплантация донорных ионов Al^+ , In^+ , Zn^+ , Hg^+ в КРТ p -типа и акцепторных ионов N^+ , P^+ , Au^+ в n -КРТ показала, что без постимплантационного отжига n - p переходы формируются только в материале p -типа и их свойства слабо зависят от дозы, энергии и сорта внедряемых ионов [7]. Однако генерируемые в большом количестве радиационные нарушения кристаллической структуры КРТ в приповерхностном слое, оказывают существенное влияние на величину темновых токов фотодиодов. Использование в дальнейшем ионов бора [8], который имеет небольшую массу, что приводит к меньшей плотности дефектов в имплантированном приповерхностном слое, подтвердило преимущество ионной имплантации и ее перспективность для изготовления многоэлементных ИК-приемников на эпитаксиальных слоях КРТ p -типа. Достоинство бора также заключается и в том, что он является донорной примесью в КРТ. Было установлено [9], что в n - p переходах на КРТ, созданных имплантацией ионов B^+ , величина темнового тока лимитируется в основном туннелированием через уровни дефектов в запрещенной зоне. Поэтому актуальным являлся вопрос об определении условий имплантации и отжига, контролируемо выводящих n - p переход на оптимальную глубину за область радиационных нарушений.

Было установлено [10–14], что в случае имплантации легких ионов Be^+ и B^+ в процессе постимплантационного отжига, как считается (модель “Bubulac”), за счет диффузии смещенных в каскаде соударений междоузельных атомов ртути формируется n^+n^-p структура с большой глубиной слаболегированного n^- -слоя. В n^+n^-p структуре n - p переход удален от нарушенной ионной бомбардировкой приповерхностной n^+ -области, поэтому такие структуры по сравнению с резкими n^+p переходами обладают более низкими туннельными токами утечки, что увеличивает параметр R_0A , а значит и обнаружительную способность у фотодиодов. Поэтому до настоящего времени ионная имплантация бора в гетероэпитаксиальные структуры КРТ p -типа, с помощью которой формируются n^+n^-p переходы методом низкотемпературного постимплантационного отжига, остается стандартной технологией создания матричных фотоприемников для длинноволнового ИК-диапазона в такой фирме, как “LETI/LIR-Sofradir joint Laboratory” (Франция) [15].

Одновременно с ионной имплантацией начал развиваться и метод ионно-лучевого травления p -КРТ низкоэнергетическими ионами Ag^+ , в процессе которого также формируются глубокие n - p переходы [16]. Интенсивно начали проводиться исследования по созданию в объемном и эпитаксиальном n -КРТ p - n переходов с помощью ионной имплантации акцепторной примеси, в частности, ионов As^+ , для активации которых необходим высокотемпературный отжиг (420–430 °C) в парах ртути, что изменяет стехиометрию материала, и были достигнуты определенные успехи в этом направлении, по созданию широкоформатных матричных планарных p - n переходов для длинноволнового ИК-диапазона, на ЖФЭ КРТ и средневолнового – на ГЭС КРТ МЛЭ n -типа [17]. Однако до настоящего времени формирование p - n переходов за счет активации акцепторных примесей в ГЭС КРТ МЛЭ n -типа для длинноволнового ИК-диапазона все еще остается трудно разрешимой проблемой, связанной, в первую очередь, с сохранением стехиометрии поверхности и устранением дефектов как акцепторного, так и донорного типа.

Таким образом, к моменту начала данной работы (1989 г.) был накоплен определенный научный задел по использованию ионной имплантации для формирования n - p переходов в объемных кристаллах и жидкофазных эпитаксиальных пленках КРТ p -типа, но детальных исследований процессов радиационного дефектообразования не проводилось. Однако преимущество ионной имплантации при создании фотодиодов с предельными параметрами на КРТ трудно реализовать без понимания физических механизмов радиационного дефектообразования и легирования, особенно в новом материале ГЭС КРТ МЛЭ, который на поверхности имеет широкозонный варизонный слой переменного состава, что существенно меняет динамику накопления в них радиационных дефектов, генерированных в процессе ионной имплантации, и, в конечном итоге, глубину и параметры n - p перехода. До настоящей работы не существовало систематических исследований с целью установления закономерностей процессов дефектообразования при ионной имплантации в ГЭС КРТ МЛЭ, знание которых крайне важно для создания многоэлементных фотоприемников с высокими параметрами. Изучение поведения радиационных дефектов и внедренных атомов примеси в имплантированных слоях объемного КРТ, как модельного материала, так и ГЭС КРТ МЛЭ являются актуальным и на сегодняшний день. В частности, необходимы были детальные исследования процессов накопления радиационных дефектов донорного типа, а также связи пространственного распределения электрически активных и структурных дефектов в зависимости от дозы, энергии, плотности ионного тока и массы ионов, температуры имплантации, состава верхнего варизонного слоя в ГЭС КРТ МЛЭ, подробные данные о которых отсутствовали в литературе. Открытыми оставались вопросы кинетики отжига и миграции электрически активных дефектов в зависимости от условий термообработки. Актуальной остается проблема формирования n - p переходов при таких условиях радиационной обработки, которая, в отличие от ионной имплантации и ионно-лучевого травления, вводит гораздо меньше структурных нарушений, не изменяет стехиометрию и не распыляет поверхность соединения. Отсутствовали прямые экспериментальные доказательства предположения, что диффузия атомов ртути, смещаемых при внедрении ионов, ответственна за процесс формирования глубоких n -слоев при постимплантационных отжигах (модель “Bubulac”).

До сих пор отсутствуют однозначные модели радиационного дефектообразования в гетероэпитаксиальных слоях КРТ, поэтому разработка строгой количественной теории радиационного дефектообразования при ионной имплантации позволит прогнозировать влияние радиационных воздействий на параметры материала, а также разработать технологию прецизионного управления электрофизическими свойствами ГЭС КРТ МЛЭ при создании многоэлементных фотоприемных структур.

Актуальной остается задача получения слоев n -типа проводимости на ГЭС КРТ МЛЭ не за счет радиационных дефектов, а за счет электрической активации имплантированной донорной примеси, решение которой необходимо для создания фотодетекторов со стабильными n - p переходами. В первую очередь это относится к проблеме низкотемпературной активации внедренных атомов бора, обладающих, по сравнению с индием, намного меньшим коэффициентом диффузии.

Используемые в инфракрасных тепловизионных системах матричные фотоприемники на основе КРТ в реальных условиях их применения [18] могут подвергаться воздействию мощных импульсов лазерного ИК-излучения с целью ослепления или повреждения [19]. Все более широкое применение ГЭС КРТ МЛЭ при создании фотоприемных устройств различного назначения обусловило необходимость проведения исследований влияния мощного лазерного ИК-излучения, в первую очередь, на электрофизические свойства как исходных гетероэпитаксиальных слоев КРТ p -

и n -типа, так и слоев n -типа проводимости, сформированных ионной имплантацией бора на ГЭС КРТ МЛЭ p -типа.

Важной представляется решение проблемы определения однородности электрофизических свойств материала, а также параметров основных и неосновных носителей заряда в p -КРТ ввиду большого различия их подвижностей, что обуславливает сильную зависимость кинетических коэффициентов от магнитного поля. Без ее решения невозможно проводить количественные исследования параметров конвертированных слоев на $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с составом $x \approx 0,2$.

Цель работы. Установление физических закономерностей легирования узкозонных твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ примесями и дефектами при ионных, термических и лазерных воздействиях, и разработка физических основ радиационно-термических методов управляемого формирования n - p переходов при создании многоэлементных фотоприемников инфракрасного диапазона с высокими параметрами.

Для достижения цели решались следующие основные задачи:

- исследование закономерностей процессов накопления и пространственного распределения структурных нарушений и радиационных донорных дефектов в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа, их пространственной эволюции и аннигиляции в процессе ионной имплантации в широких диапазонах энергии, дозы и массы ионов, плотности ионного тока, температуры имплантации;
- изучение процессов *in-situ* формирования n^+-n^- - p переходов при воздействии на поверхность объемных кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с различным составом верхнего варизонного слоя как ускоренных низкоэнергетических и высокоэнергетических ионов B^+ и Ag^+ , так и ионов H^+ и Ar^+ , образующихся в плазме без приложения внешнего ускоряющего напряжения;
- построение модели процессов *in-situ* формирования n^+-n^- - p структур в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа при ионной имплантации и ее экспериментальное подтверждение, а также проверка гипотезы “Bubulac” о роли смещенных атомов ртути в формировании n^- -слоев при постимплантационных отжигах;
- исследование кинетики постимплантационного отжига электрически активных радиационных донорных дефектов, процессов низкотемпературной ($T \leq 250$ °C) электрической активации имплантированных атомов бора и азота, кинетики $p \rightarrow n$ конверсии при отжигах p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ под анодным окислом, термической и временной стабильности фотодиодов, созданных ионной имплантацией бора, а также временной стабильности параметров ионно-имплантированных n -слоев;
- исследование воздействия мощного импульсного лазерного ИК-излучения в широком спектральном диапазоне от коротковолнового до длинноволнового на свойства поверхности, электрофизические и оптические параметры гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$;
- разработка метода однозначного определения параметров электронов, легких и тяжелых дырок в p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, который исключает математическую подгонку и позволяет определять пространственную однородность электрофизических свойств исходного материала и его состав.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Получены оригинальные результаты по накоплению и пространственному распределению структурных нарушений, электрически активных радиационных дефектов и примеси при ионной имплантации объемных кристаллов и гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, выращенных методами молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и жидкофазной эпитаксии, в зависимости от массы, энергии, дозы, плотности ионного тока, температуры имплантации и постимплантационных отжигов, исходных электрофизических параметров материала и составов верхнего варизонного и рабочего слоев МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

2. Установлено, что при имплантации ионов B^+ в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава $x \sim 0,22$ плотность ионного тока в диапазоне $0,0017\text{--}0,175$ мкА/см² (в отсутствие нагрева образца при наличии теплоотвода) не влияет ни на формирование n^+-n^- - p структуры, ни на пространственное распределение радиационных донорных дефектов в n^+ -слое, из чего следует, что кинетика формирования донорных центров и их миграция в процессе ионной имплантации зависят только от той энергии, которая выделяется индивидуально каждым внедренным ионом, а влияние скорости их внедрения менее существенно, важна лишь полная выделившаяся энергия, которая определяется только дозой и энергией ионов, и следовательно, – количеством генерированных электрически активных донорных дефектов, часть из которых аннигилирует на стоках, а остальная часть способна быстро мигрировать вглубь кристалла.

3. Установлены энергии активации отжига генерированных при различных режимах ионной имплантации бора электрически активных радиационных дефектов. Установлен механизм формирования поверхностного диффузионного источника ртути, формирующий конвертированный слой при отжиге $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ под анодным окислом. В объемных кристаллах и гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при низкотемпературных отжигах под анодным окислом сформированы слои как n -типа проводимости за счет электрической активации ионно-имплантированной донорной примеси – бора, так и p -типа проводимости за счет электрической активации внедренной акцепторной примеси – азота, и определена эффективность их электрической активации в зависимости от дозы. Установлено, что азот, в отличие от бора, является быстро диффундирующей примесью в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, которая эффективно компенсирует радиационные дефекты донорного типа, генерированные ионной бомбардировкой.

4. Установлен ряд общих закономерностей процессов радиационного дефектообразования и формирования n^+-n^-p структур при ионной имплантации, ионно-лучевом травлении и плазменной обработке объемных кристаллов и гетероэпитаксиальных структур $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, в которых существенную роль играет наличие структурных дефектов-стоков, захватывающих и нейтрализующих радиационные донорные дефекты. Развита физическая модель представления процессов *in-situ* формирования n^+-n^-p структур при ионной имплантации в МЛЭ гетероэпитаксиальных структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Получены экспериментальные подтверждения модели “Bubulac” формирования в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ n^+-n^-p структур в процессе постимплантационного отжига за счет диффузии смещенных ионной бомбардировкой атомов ртути.

5. Исследованы процессы нелинейного поглощения мощного импульсного ИК-излучения CO_2 -лазера в гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Получены оригинальные результаты по радиационной модификации поверхности и ее электрофизическим свойствам, а также пространственному распределению дефектов акцепторной природы при воздействии на гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ исходного p - и n -типа проводимости мощного импульсного ИК-излучения твердотельного $\text{YAG}/\text{Nd}^{3+}$ -лазера и химического DF-лазера.

6. Созданы фотодиоды за счет низкотемпературной электрической активации имплантированных атомов бора в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с токами, ограниченными только диффузионной компонентой. Обнаружен рост слоевой концентрации электронов как в имплантированных бором объемных кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, так и в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с разным составом поверхности при выдержке при комнатной температуре в течение нескольких лет, обусловленный постепенным высвобождением связанных в нейтральные примесно-дефектные комплексы внедренных атомов бора, который становится электрически активным, вследствие чего n -слои и фотодиоды на основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа остаются стабильными в течение многих лет.

7. На основе трехзонной модели для гальваномагнитных коэффициентов разработан метод определения концентрации и подвижности электронов, легких и тяжелых дырок в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в области смешанной проводимости и обоих сортов дырок – при низких температурах не требующий специальных методов подгонки параметров. Он позволяет определять как собственную концентрацию и, следовательно, – величину состава x , так и пространственную однородность электрофизических параметров исходных образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа. Получены соотношения для нахождения параметров электронов и легких дырок на основе измерения дифференциального магнитосопротивления и тяжелых дырок при измерении магнитосопротивления в состоянии насыщения полевой зависимости. Проведено экспериментальное сравнение методов дифференциального магнитосопротивления и “спектра подвижности”.

Научное значение работы заключается в решении крупной научной проблемы радиационной физики и технологии узкозонных полупроводников – разработке физических основ управляемого легирования тройных полупроводниковых твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ как донорными и акцепторными примесями, так и радиационными дефектами в процессе радиационно-термических воздействий. В результате проведенных исследований получено прямое экспериментальное доказательство научной гипотезы о том, что именно диффузия смещенных атомов ртути из нарушенной ионной бомбардировкой приповерхностной области при постимплантационных отжигах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа ответственна за формирование глубоких конвертированных n -слоев, установлены общие закономерности пространственного распределения радиационных донорных дефектов

при их накоплении и аннигиляции в процессе ионных и термических обработок объемных кристаллов и гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с различным составом поверхности в рамках представлений о трансформации общей дефектно-примесной картины в решетке в зависимости от соотношения упругих и неупругих потерь энергии при торможении ионов, а также впервые получены пространственные распределения дефектов акцепторной природы в гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при воздействии мощного импульсного лазерного ИК-излучения с различной длиной волны и интенсивностью. Данные закономерности имеют фундаментальный характер, знание которых позволяет управлять дефектно-примесным составом $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при радиационно-термических воздействиях.

Практическая значимость работы заключается в следующем:

1. В результате проведенных исследований разработаны физико-технологические методы легирования, модификации и управления дефектно-примесным составом тройных полупроводниковых твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при радиационно-термических воздействиях, обеспечивающих создание на основе гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа многоэлементных фотоприемников для среднего и дальнего инфракрасного диапазона с высокими параметрами.

2. Физически обоснованы оптимальные режимы ионной имплантации бора, при которых без постимплантационных отжига происходит *in-situ* формирование n^+-n^- - p переходов для многоэлементных фотоприемников на основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с низкими генерационно-рекомбинационными и туннельными токами утечки. Данные n - p переходы остаются стабильными в течение многих лет при выдержке при комнатной температуре.

3. В технологии формировании многоэлементных матричных фотоприемников (МФП) на основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа физически обоснован метод вскрытия контактных окон в диэлектрике и варизонном слое с помощью “сухого травления” методом ионно-лучевого травления Ag^+ к предварительно сформированным ионной имплантацией бора n^+-n^- - p переходам без изменения их параметров, что существенно упрощает процесс изготовления МФП. Определены оптимальные режимы отжига изготовленных имплантацией ионов бора матричных фотоприемных структур на основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с целью улучшения их параметров.

4. Показана принципиальная возможность создания фотодиодов за счет низкотемпературной электрической активации имплантированных атомов бора в МЛЭ гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с рабочим составом $x \sim 0,22$, у которых темновой ток ограничен только диффузионной компонентой вплоть до обратного напряжения смещения “–” 1,3 В.

6. Установлено, что облучение МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ мощными импульсами CO_2 -лазера в области фундаментального поглощения приводит к его просветлению. При плотности мощности порядка 10^6 Вт/см² пропускание МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при $T = 78$ К близко к пропусканию при $T = 295$ К и в 3 раза выше, чем пропускание при малой оптической мощности. Это просветление существенно снижает эффективность воздействия излучения CO_2 -лазера, используемого для засветки ИК-фотоприемников на основе КРТ в реальных условиях их применения. Установлено, что при воздействии на гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ исходного p - и n -типа проводимости мощного импульсного ИК-излучения твердотельного $\text{YAG}/\text{Nd}^{3+}$ и химического DF -лазеров величина пороговой плотности мощности, выше которой наблюдаются изменение электрофизических свойств и изменение состояния поверхности, облучаемого материала составляет 1,5 МВт/см².

7. Показано, что разработанный метод ионной имплантации бора позволяет создавать линейчатые и матричные фотоприемники форматом 288×4 и 128×128 элементов соответственно с параметрами, не уступающими зарубежным аналогам, изготовленным по технологии I^2/DMD . Результаты работы могут быть использованы в технологии формирования n - p переходов методом ионной имплантации бора как на радиационных дефектах донорного типа, так и при низкотемпературной электрической активации внедренных атомов бора при серийном производстве многоэлементных матричных фотоприемников для среднего и дальнего ИК-диапазона на основе гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа.

Объекты и методы исследований. Объектами исследований являлись объемные вакансионно-легированные монокристаллы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа и гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа, выращенные методами жидкофазной эпитаксии в ГИРЕДМЕТе (г. Москва) на

подложках CdZnTe и молекулярно-лучевой эпитаксии в ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова, (г. Новосибирск) на подложках GaAs. В ряде экспериментах использовались гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ n -типа, легированные индием. Имплантация ионов $^4\text{He}^+$, $^{11}\text{B}^+$, $^{14}\text{N}^+$, $^{19}\text{F}^+$, $^{31}\text{P}^+$, $^{40}\text{Ar}^+$, $^{75}\text{As}^+$, $^{84}\text{Kr}^+$, $^{131}\text{Xe}^+$ проводилась на промышленных ускорителях “Везувий-5”, “Днепр–М” и SCI 218 “Balzers”. Ионно-лучевое травление ионами Ar^+ осуществлялось на установке с диодной системой “IB-3” фирмы EIKO (Япония) и на установке ионного травления “IM/Sid” фирмы SECON (Австрия) с источником Кауфмана. Обработка в плазме аргона и водорода проводилась на лабораторной установке, состоящей из высоковакуумной камеры с системой откачки форвакуумным и турбомолекулярным насосами, УВЧ-генератора с частотой 40,56 МГц, кварцевого реактора с блоком контроля температуры и системы напуска газов. Лазерное облучение проводилось мощными импульсами ИК-излучения гибридного CO_2 -лазера ($\lambda = 9,47$ мкм, Научно-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-электронных приборов, г. Сосновый Бор Ленинградской области), твердотельного YAG/ Nd^{3+} -лазера ($\lambda = 1,06$ мкм, ЛТИ-345, ОАО “НИИ “Полюс” им. М. Ф. Стельмаха”, г. Москва) и химического DF-лазера ($\lambda = 3,8\text{--}4,2$ мкм, Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка Московской области). Изохронные и изотермические отжиги проводились в инертной среде, либо в вакууме. Основными методами исследования являлись: эффект Холла в конфигурации Ван-дер-Пау в сочетании с послойным травлением слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (метод дифференциальных холловских измерений); гальваномагнитный метод “спектр подвижности”; СВЧ-метод измерения времени жизни носителей заряда, оптическая интерферометрия и микроскопия; зондовая и оптическая профилометрия; вторичная ионная масс-спектрометрия; резерфордовское обратное рассеяние; дифракция быстрых электронов на отражение; электронная спектроскопия для химического анализа; измерение спектров оптического отражения; измерение ИК-спектров отражения и пропускания; измерение вольт-амперных и спектральных характеристик фотодиодов. Для расчета пространственного распределения имплантированных атомов примеси в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ использовался метод SRIM-2013. Проводилось математическое моделирование радиационного дефектообразования в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, а также моделирование в них тепловых полей, создаваемых при импульсном лазерном облучении.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Электрофизические свойства конвертированных n -слоев в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и пространственное распределение радиационных донорных дефектов в них являются параметрами режимов ионной имплантации, температуры мишени и постимплантационного отжига, химической природы и массы атомов внедряемой примеси, исходной концентрации дырок в материале и его рабочего состава, а также состава верхнего варизонного слоя МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Накопление электрически активных донорных дефектов и структурных нарушений в конвертированном n -слое с ростом дозы, энергии и массы внедряемых ионов приводит сначала к достижению насыщения слоевой концентрации электронов, а затем к ее снижению. С ростом состава верхнего варизонного слоя МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в области внедрения атомов бора слоевая концентрация электронов уменьшается при одинаковой дозе и энергии ионов бора.

2. Соотношение каналов образования малоподвижных и подвижных радиационных донорных центров существенно меняется в зависимости от вкладов упругих и неупругих потерь энергии при торможении ионов в решетке $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, приводящему к генерации различного количества активных доноров и нейтральных стоков и, следовательно, к формированию общей дефектной картины в приповерхностном слое, трансформирующейся в процессе ионной имплантации. Для легких ионов (He^+ , B^+ , N^+) неупругие потери энергии, связанные с возбуждением электронной подсистемы кристалла, превышают ядерные потери, а с увеличением массы внедряемых ионов доля упругих потерь энергии значительно возрастает по сравнению с неупругими, поэтому процессы радиационного дефектообразования, связанные с формированием большого количества структурных дефектов – стоков для электрически активных подвижных донорных центров, при имплантации легких и тяжелых ионов существенно различаются: при внедрении тяжелых ионов от Ar^+ до Xe^+ независимо от энергии и дозы всегда создаются только резкие n^+p переходы, а для легких ионов наряду с резкими n^+p переходами в зависимости от режимов имплантации возможно *in situ* формирование n^+n^-p структуры без постимплантационного отжига, в которой при одинаковой дозе ионов бора глубина n^- -слоя увеличивается с уменьшением энергии.

3. Процессы накопления генерированных ионной бомбардировкой донорных дефектов и их миграция за область проецированного пробега внедряемых ионов, как в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с верхним варизонным слоем повышенного состава, так и объемном $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа протекают качественно одинаково. Снижение концентрации электронов и глубины n^+ - и n^- -слоя в n^+-n^- - p структуре при имплантации ионов B^+ в МЛЭ гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с переменным составом $x_s = 0,33\text{--}0,56$ в области проецированного пробега ионов (R_p) по сравнению с объемными кристаллами $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, либо МЛЭ гетероэпитаксиальными структурами $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ без варизонного слоя, главным образом, обусловлено меньшей концентрацией генерируемых электрически активных донорных дефектов и примесно-дефектных комплексов на основе междоузельных атомов ртути вследствие их пониженной концентрации в поверхностном слое повышенного состава.

4. Формирование n^+-n^- - p структуры в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при имплантации легких ионов, плазменной обработке и ионно-лучевом травлении происходит вследствие миграции вглубь кристалла не захваченных на стоки генерированных подвижных донорных дефектов – междоузельных атомов ртути. Процесс формирования n^- -слоя при постимплантационном отжиге имеет диффузионный характер с теми же параметрами диффузии ртути $d_n^2/t = (7\text{--}8) \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$ при $T = 200^\circ\text{C}$, как и при отжиге под анодным окислом. Электрофизические параметры и глубины n -слоев, полученных при одновременном отжиге p -КРТ: неимплантированного – под анодным окислом, а имплантированного ионами B^+ – без покрытия, соответствуют друг другу, что служит прямым доказательством того, что именно диффузия в объем смещенных атомов ртути, генерированных в приповерхностной области при ионной бомбардировке, приводит к формированию n^+-n^- - p структуры в процессе постимплантационного отжига (модель “Bubulac”).

5. На начальных стадиях постимплантационной термообработки отжигаются первичные донорные дефекты, а затем более стабильные вторичные примесно-дефектные комплексы. Энергии активации отжига донорных дефектов в объемных кристаллах и гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ увеличивается с ростом дозы ионов B^+ в интервале $5 \cdot 10^{12}\text{--}5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ эВ и имеет две ярко выраженные области: при низких температурах $90\text{--}130^\circ\text{C}$ величина $E_A = 0,06$ и $E_A = 0,71\text{--}0,86$ эВ при $T = 150\text{--}250^\circ\text{C}$. Локальные деформации и вызванные ими напряжения кристаллической решетки вокруг протяженных дефектов, создаваемых имплантацией ионов B^+ , значительно понижают энергетический барьер отжига простейших донорных дефектов, не связанных в сложные примесно-дефектные комплексы.

6. Двухступенчатый отжиг p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ под анодным окислом при $T = 200\text{--}250^\circ\text{C}$ полностью устраняет дефекты донорного типа и активирует имплантированные с энергией атомы бора. Процесс электрической активации бора происходит одновременно с отжигом и диффузией донорных дефектов. Коэффициент использования примеси снижается с увеличением дозы и растет в случае внедрения ионов B^+ в нагретую до температуры 250°C подложку. Имплантированный азот является быстро диффундирующей акцепторной примесью в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, эффективно компенсирующий как предварительно введенные ионами B^+ радиационные донорные центры, так и электрически активные атомы бора. Эффективность электрической активации атомов азота в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с увеличением дозы уменьшается.

7. При воздействии на гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ исходного p - и n -типа проводимости мощного импульсного ИК-излучения твердотельного $\text{YAG}/\text{Nd}^{3+}$ -лазера ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$) и химического DF-лазера ($\lambda = 3,8\text{--}4,2 \text{ мкм}$) величина пороговой плотности мощности, выше которой наблюдаются изменение электрофизических свойств и изменение состояния поверхности облучаемого материала имеет значение $1,5 \text{ МВт}/\text{см}^2$. Основными дефектами, генерируемыми импульсами ИК-излучения с плотностью мощности выше пороговой в поглощающем слое гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, являются дефекты акцепторной природы – вакансии ртути, приводящие к формированию поверхностного сильнолегированного p^+ -слоя с концентрацией дырок $2 \cdot 10^{17}\text{--}2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, как в исходном материале n -типа, так и p -типа. Пространственное распределение генерируемых вакансий ртути зависит от интенсивности и длины волны лазерного излучения: дефекты, порождаемые импульсами $\text{YAG}/\text{Nd}^{3+}$ -лазера, концентрируются лишь вблизи поверхности в слое глубиной до 1 мкм , причем максимум концентрации дырок лежит на глубине $0,2\text{--}0,3 \text{ мкм}$, в то

время как излучение DF-лазера создает дефекты по всему объему гетероэпитаксиальной структуры.

8. Использование режимов ионной имплантации бора в МЛЭ гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с учетом толщины и состава верхнего варизонного слоя, при которых без постимплантационного отжига *in-situ* формируются n^+-n^-p переходы на глубине, значительно удаленной от области радиационных нарушений, генерируемых в процессе ионной имплантации, снижает туннельные и генерационно-рекомбинационные токи утечки и повышает динамическое сопротивление и параметр R_0A фотодиодов в многоэлементных матричных ИК-приемниках.

Связь работы с научными программами, планами, темами. НИР “Разработка технологии получения методом МЛЭ фоточувствительных слоев A_2B_6 для многоэлементных охлаждаемых линейчатых и матричных фотоприемников” (№ Договора 3065 от 19.05.1995 г. с Министерством обороны РФ); НИР “Разработка базовых промышленно-ориентированных технологий и создание макетов субматричных (многорядных) фотоприемных модулей для широкоформатных обзорных ИК-тепловизионных систем повышенной четкости на основе эпитаксиальных слоев КРТ” (№ Договора 4004 от 18.08.1999 г. с Министерством обороны РФ); НИР “Исследование путей создания бездефектного линейчатого фотоприемного модуля в составе линейки фотодиодов на основе слоев МЛЭ КРТ и кремниевого мультиплексора для спектрального диапазона 8–12 мкм” (№ Договора 4297 от 05.06.2001 г. с Министерством обороны РФ); НИР “Разработка и изготовление образцов матричных ФЧЭ на основе эпитаксиальных слоев КРТ форматом 4×288 , состыкованных с мультиплексором” (№ Договора 265-01 от 01.09.2001 г. с Министерством обороны РФ); НИР “Лазерная спектроскопия многослойных полупроводниковых структур, используемых для создания инфракрасных матричных фотоприемников” (Государственный контракт № П2322 от 16.11.2009 г. в рамках Федеральной целевой программы “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 гг.); Грант Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущей научной школы Российской Федерации НШ–3851.2012.10. Проведение исследований в 2014–2016 г.г. по теме “Эпитаксиальные полупроводниковые наноконструкции с квантовыми ямами и точками для селективных фотоприемников с управляемыми характеристиками в инфракрасном и терагерцовом диапазонах” (Государственное задание № 16.1032.2014/К).

Степень достоверности полученных результатов и выдвигаемых на защиту научных положений определяется тем, что все экспериментальные данные получены с использованием современных методов радиационно-термических обработок, а также электрофизических, структурных, оптических, физико-химических и фотоэлектрических методов исследования полупроводников, согласованностью экспериментальных данных с модельными расчетами. Данные, полученные в работе, согласуются с экспериментальными результатами других авторов. Научные положения и выводы работы не противоречат основным положениям радиационной физики полупроводников и известным результатам по исследованию процессов радиационного дефектообразования в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

Личный вклад соискателя в диссертационную работу заключается в определении цели и постановке задачи, выборе способов решения и методов исследования, проведении методических и физико-технологических разработок, постановке и проведении экспериментов, а также обработке, анализе и интерпретации полученных результатов, написании научных статей и докладов. Автором внесен определяющий вклад в разработку физико-технологических основ формирования n - p переходов методом ионной имплантации при создании многоэлементных матричных фотоприемников на основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа.

Работы проводились в тесном взаимодействии с соавторами, которые не возражают против использования в диссертации совместно полученных результатов.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на всесоюзных, российских и международных конференциях, совещаниях и семинарах: II Всесоюзном семинаре “Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках” (Павлодар, 1989); III Всесоюзной конференции “Ионно-лучевая модификация полупроводников и других материалов микроэлектроники” (Новосибирск, 1991); I, II, IV, IX и XI Российских конференциях по физике полупроводников (Нижегород - 1993, Зеленогорск - 1996, Новосибирск - 1999, Новосибирск-Томск - 2009, Санкт-Петербург - 2013); IV Всероссийской конференции “Физические и физико-химические основы ионной имплантации” (Новосибирск, 2012); XVI, XVII, XVIII, XIX, XX, XXI, XXII, XXIII Международных научно-технических конференциях по фотоэлектронике и приборам ночного видения (Москва - 2000, 2002, 2004, 2006, 2008, 2010, 2012, 2014); XI Международной научно-технической конференции “Высокие технологии в промышленности России (Материалы и устройства

функциональной электроники и фотоники)” (Москва, 2005); III, IV и V Международной конференции по физике кристаллов “Кристаллофизика 21-го века” (Москва - 2006, 2010, 2013); Совещаниях “Актуальные проблемы полупроводниковой фотоэлектроники” Фотоника-2003 и Фотоника-2008 (Новосибирск - 2003, 2008); Российской конференции и школе по актуальным проблемам полупроводниковой нанофотоэлектроники (Новосибирск, 2011); Конференции и школе по актуальным проблемам физики полупроводниковых структур (Новосибирск, 2014); Российской конференции и актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники “Фотоника-2015” (Новосибирск, 2015), Международных научно-практических конференциях “Актуальные проблемы радиофизики” АПР-2006, АПР-2008, АПР-2010, АПР-2012, АПР-2013, АПР-2015 (Томск - 2006, 2008, 2010, 2012, 2013, 2015); 1995th International Conference on Solid State Devices and Materials (Osaka, Japan, 1995); 3th and 4th International Workshop “Expert Evaluation and Control of Compound Semiconductor Materials and Technologies” (Freiburg, Germany - 1996, Cardiff, United Kingdom - 1998); 8th International Conference on Narrow Gap Semiconductors (Shanghai, China, 1997); IV International Conference on Material Science and Material Properties for Infrared Optoelectronics (Kyiv, Ukraine, 1998); International Conference “Optical Systems and Design” (Saint-Etienne, France, 2003); International Congress on “Optics and Optoelectronics” (Warsaw, Poland, 2005); 13th and 14th International Conference on Radiation Physics and Chemistry of Inorganic materials (Tomsk, Russia - 2006, 2009); 17th International Conference on “Ion Beam Modification of Materials” (Montreal, Canada, 2010).

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 108 печатных работах, в том числе: 51 статья в научных журналах (из них 42 из перечня ВАК), 1 коллективная монография, 3 патента РФ, 53 тезисов докладов, материалов и трудов отечественных и международных конференций, совещаний и семинаров.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения и списка литературы. В конце каждой главы приводятся выводы. Работа содержит 167 рисунков и 37 таблиц, встроенных в текст. Список литературы включает 488 наименований на 42 страницах. Общий объем диссертации составляет 478 страниц.

СОДРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность исследования, сформулированы цель и задачи работы, основные защищаемые положения, представлены научная новизна, научная значимость и практическая ценность полученных результатов.

В первой главе представлен обзор литературы по ионной имплантации в объемные кристаллы и гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, термическому отжигу ионно-имплантированных слоев, ионно-лучевому травлению (ИЛТ) и плазменной обработке $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, а также лазерному облучению кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

В первом разделе рассмотрены ряд особенностей, связанных с введением структурных нарушений при бомбардировке поверхности легкими и тяжелыми ионами, а также основные методы их исследования – структурные и оптические. Приводятся результаты по отжигу структурных нарушений при различных режимах термообработок как печных, так и лазерных, а также условий защиты поверхности КРТ от потери ртути, в частности, собственным оксидом. Рассматриваются различные точки зрения на механизм возникновения междоузельной ртути, за счет диффузии которой при отжигах $p\text{-КРТ}$ под анодным окислом (АО) происходит $p \rightarrow n$ конверсия типа проводимости. Показано, что радиационные донорные дефекты определяют исходный n -тип проводимости $p\text{-КРТ}$, как имплантированного ионами различной химической природы, так и подвергнутого ионно-лучевому травлению и плазменной обработке. Полагается, что основными радиационными донорными дефектами в КРТ, генерированными ионной бомбардировкой, являются междоузельные атомы ртути и дефектно-примесные комплексы на их основе. Электрическая активность атомов имплантированной примеси, как донорной (В, In) так и акцепторной (Р, As), начинает проявляться только в результате постимплантационного отжига электрически активных донорных дефектов при высокой ($T = 300\text{--}500\text{ }^\circ\text{C}$) температуре в атмосфере насыщенных паров ртути. Выявлен ряд закономерностей при ионной имплантации $p\text{-КРТ}$, таких как насыщение дозовых зависимостей слоевой (N_s) и объемной (n) концентрации электронов, а также уровня структурных нарушений. Однако в литературе существует большой разброс величин насыщения N_s , который связан с различным подходом к методам определения электрофизических параметров n -слоев и анализе результатов.

Установлено, что радиационные дефекты в КРТ обладают большой подвижностью и мигрируют во время имплантации в глубь кристалла, формируя приповерхностный сильнолегированный n^+ -слой с максимумом концентрации электронов $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, который смещается за область проецированного пробега ионов с ростом их дозы. Установлено, что в p -КРТ, имплантированного ионами В^+ , в процессе постимплантационного отжига при температуре 200°C формируется n^+-n^-p переход, в котором глубокий слаболегированный n^- -слой с концентрацией электронов $n = 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и их высокой подвижностью $\mu_n \approx 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ при $T = 77$ (в дальнейшем все электрофизические параметры приводятся для $T = 77 \text{ K}$), как предполагается, образуется за счет диффузии из имплантированной нарушенной области смещенных атомов ртути, заполняющих и нейтрализующих собственные вакансии – акцепторы, и при этом электрофизические свойства n^- -слоя определяются остаточными донорными примесями (модель “Bubulac”). Метод формирования n^+-n^-p переходов в p -КРТ при имплантации ионов Be^+ и В^+ и постимплантационном отжиге получил название “Ion Implantation and Diffusion of the Irradiation-Displaced Mercury Atoms (I^2/DMD)” [14].

Во втором разделе показано, что процесс формирования глубокого конвертированного слоя при ионно-лучевом травлении (ИЛТ) кристаллов p -КРТ носит диффузионный характер. Конверсия типа проводимости p -КРТ при ИЛТ связывают с рекомбинацией собственных дефектов – вакансий ртути и междоузельных атомов ртути, генерируемых в процессе бомбардировки и быстро диффундирующих в глубь кристалла. Высокая скорость конверсии при ионной бомбардировке по сравнению со скоростью конверсии при отжиге в парах ртути объясняется с тем, что вблизи поверхности бомбардируемого низкоэнергетическими ионами кристалла создается множество неравновесных междоузельных атомов ртути. Глубина конверсии зависит только от режимов ионно-лучевого травления и не зависит от энергии ионов.

В третьем разделе рассмотрены вопросы воздействия мощных импульсов лазерного излучения CO_2 -лазера ($\lambda = 10,6 \text{ мкм}$), рубинового ($\lambda = 0,694 \text{ мкм}$) и неодимового ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$) на электрофизические, оптические параметры и свойства поверхности объемных кристаллов КРТ и ЖФЭ КРТ. Отмечается противоречивость данных как о типе проводимости поверхности КРТ, облученной мощными лазерными импульсами рубинового и неодимового лазеров, а также о ее стехиометрии.

Вместе с тем остается ряд вопросов, недостаточно освещенных в литературе, либо данные по которым противоречивы или отсутствуют:

- дискуссионным остается вопрос о локализации максимума радиационных нарушений в ионно-имплантированном КРТ при исследовании методом электроотражения.
- противоречивыми являются экспериментальные данные о величине и дозе насыщения слоевой концентрации электронов при имплантации различных ионов в p -КРТ, что может быть вызвано как неоднородностью по электрофизическим свойствам исходных образцов, так и методом измерения параметров конвертированного слоя. Не изучался вопрос о влиянии накопления и пространственного распределения структурных нарушений с ростом дозы ионов различной массы на величину насыщения слоевой концентрации электронов и на распределение по глубине электрически активных радиационных донорных дефектов;
- противоречивыми и недостаточными являются данные о формировании n^+-n^-p структур без постимплантационного отжига. Отсутствуют экспериментальные данные о процессах формирования n^+-n^-p структур в КРТ p -типа в зависимости от энергии, дозы и массы ионов, плотности ионного тока, температуры имплантации, температуры постимплантационного отжига. Отсутствуют прямые экспериментальные доказательства того, что именно диффузия атомов Hg ответственна за формирование глубокого n^-p перехода. Совершенно остались не исследованными процессы формирования n^+-n^-p структур в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при ионной имплантации;
- не исследовалась кинетика отжига и не определена энергия активации отжига электрически активных дефектов в ионно-имплантированных слоях p -КРТ при различных температурах. Не исследовалась возможность активации при отжиге под анодным окислом имплантированных атомов бора в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ длинноволнового ($\lambda_c = 10 - 11 \text{ мкм}$) состава $x \approx 0,22$. Отсутствуют какие-либо данные об электрической активации имплантированных атомов бора в гетероэпитаксиальных слоях МЛЭ КРТ. Не рассматривался вопрос о применении ионной имплантации азота для акцепторного легирования ГЭС КРТ МЛЭ;
- кроме Оже-спектроскопии нет других прямых экспериментальных доказательств того, что

при отжигах КРТ под анодным окислом каким-либо образом меняется состав поверхности, по которому можно судить о реакциях, проходящих на границе раздела АО-КРТ, а также о механизме образования диффузионного источника ртути. Нет количественного анализа увеличения содержания ртути на границе раздела методом РОР. Не исследована кинетика формирования n -слоя и его электрофизические свойства. Не определена энергия активации диффузии ртути. Не исследованы капсулирующие свойства АО на структурах ГЭС КРТ МЛЭ;

- нет данных о капсулирующих свойствах низкотемпературного плазмохимического SiO_2 , который применяется для формирования границы-раздела в фотоприемных структурах;

- отсутствуют экспериментальные данные сравнительного анализа резких n^+-p переход и n^+-n^-p переходов, сформированных на ГЭС КРТ МЛЭ при различных режимах ионной имплантации В^+ без постимплантационного отжига. Не проводится сравнительный анализ ВАХ диодов, полученных как без постимплантационного отжига, так и с отжигом;

- не приведено сравнительного анализа процесса формирования n^+-n^-p структуры на одних и тех же исходных образцах КРТ при ионной имплантации и ионно-лучевым и плазменным обработкам и нет ответа на главный вопрос: почему при ионной имплантации глубокий n^- -слой формируется только при отжиге, а при низкоэнергетическом ионном и плазменном травлении – сразу в процессе обработки? Не были проведены эксперименты по плазменному травлению p -КРТ в различной среде без подачи напряжения смещения на образец при различной плотности тока ВЧ-разряда. Требуется своего экспериментального подтверждения модель формирования n^- -слоя за счет быстрой диффузии Hg при ионно-лучевом травлении. Необходимы детальные исследования влияния состава верхнего варизонного слоя на процессы формирования n^+-n^-p структур при ионно-лучевом травлении ГЭС КРТ МЛЭ p -типа.

- не исследовано воздействие мощного излучения CO_2 -лазера в области фундаментального поглощения для структур ГЭС КРТ МЛЭ с рабочим составом $x = 0,21-0,22$ и его влияние на электрофизические параметры материала. Отсутствуют экспериментальные данные по электрофизическим свойствам ГЭС КРТ МЛЭ после воздействия мощных импульсов коротковолнового лазерного ИК-излучения неодимового лазера и более длинноволнового химического фтор-дейтериевого лазера ($\lambda \approx 4$ мкм), для которого излучение будет практически полностью поглощаться на большей глубине в верхнем варизонном слое ГЭС КРТ МЛЭ, по сравнению с коротковолновым ИК-излучением неодимового лазера. Не исследовано пространственное распределение электрически активных дефектов в гетероэпитаксиальных структурах КРТ генерированных лазерным ИК-излучением и не установлена их природа.

В заключении приводится постановка задача исследований.

Во второй главе рассматриваются объекты и основные методы исследований.

В первом разделе описывается подготовка образцов КРТ для исследований. Объемные кристаллы КРТ и структуры ЖФЭ КРТ имели состав $x = 0,20-0,3$, но в основном в экспериментах использовались образцы состава $x = 0,21-0,22$. Гетероэпитаксиальные слои КРТ, выращенные методом МЛЭ, имеют верхний широкозонный слой переменного состава (варизонный слой), в котором состав обычно уменьшается от $x_s = 0,3-0,6$ на поверхности до $x = 0,2-0,3$ в рабочем слое. Толщина варизонного слоя ($d_{\text{вар}}$), как правило, составляла $d_{\text{вар}} = 0,3-0,6$ мкм. В ряде специальных случаев он выращался толщиной $d_{\text{вар}} = 1,5$ мкм.

Объемные кристаллы КРТ и ЖФЭ КРТ вакансионно легировались до концентрации дырок $p = 4 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и подвижность дырок в них составляла величину $\mu_p = 400-600 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Сразу после роста структуры ГЭС КРТ МЛЭ имеют n -тип проводимости с типичной концентрацией электронов $n = 5 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и их подвижностью $\mu_n = 5 \cdot 10^4 - 1 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, и для получения вакансионного p -типа проводимости с $p = 5 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ они отжигаются в инертной атмосфере с низким давлением паров ртути при температуре до 230°C в течение 1–3 суток [3].

В ряде экспериментов с отжигами на поверхности образцов КРТ выращивался анодный окисел (АО) толщиной 100–200 нм. Также использовалась пленка SiO_2 толщиной до 300 нм, нанесенная пиролитическим методом при $T = 100^\circ \text{C}$

Ионы $^4\text{He}^+$, $^{11}\text{В}^+$, $^{14}\text{N}^+$, $^{19}\text{F}^+$, $^{31}\text{P}^+$, $^{40}\text{Ar}^+$, $^{75}\text{As}^+$, $^{84}\text{Kr}^+$, $^{131}\text{Xe}^+$ имплантировались с энергией 10–360 кэВ в интервале доз $1 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ при плотности тока $j \leq 0,02 \text{ мкА/см}^2$ на промышленных ускорителях “Везувий-5”, “Днепр-М” и SCI 218 “Balzers” при комнатной температуре. Имплантация ионов В^+ в p -КРТ также проводилась при $T = 80 \text{ K}$ и при нагреве мишени вплоть до $T = 275^\circ \text{C}$.

Исследовалось воздействие на поверхность КРТ плазмы ВЧ разряда водорода или инертных газов в качестве активирующей радиации. Обработка в плазме непокрытых образцов КРТ осуществлялась при плотности тока 4–10 мкА/см² без подачи напряжения смещения на мишень. Ионно-лучевое травление ионами Ag⁺ с энергией 0,5–1 кэВ в течение 1–20 минут при плотности тока 0,1–0,3 мА/см² при комнатной температуре осуществлялось как на установке с диодной системой “IB-3” фирмы ЕИКО (Япония), так и на установке ионного травления “IM/Sid” фирмы SECON (Австрия) с источником Кауфмана.

Длительные термические отжиги образцов КРТ проводились в атмосфере азота при температуре 100–300 °С в течение 24–72 ч. Термообработка длительностью 10–120 с осуществлялись в специально изготовленной печи для быстрого отжига.

Во втором разделе рассматриваются гальваномангнитные методы. Исследования параметров *n*-слоев на *p*-КРТ, полученных в результате ионной имплантации, плазменной обработки, ионно-лучевого травления и отжига под анодным окислом, проводились методом эффекта Холла с послойным травлением (метод дифференциальных холловских измерений). Описывается процедура группового химического травления *n*-слоев и толщины удаленного слоя (*z*). Для исходного образца *p*-КРТ с *n*-слоем и после каждого шага травления определялись значения слоевого коэффициента Холла (R_s) и слоевой проводимости (σ_s) по методу Ван-дер-Пау. За глубину *n*-слоя (*n*-*p* перехода) принималась суммарная толщина удаленного материала перед последним шагом травления, когда э.д.с. Холла меняла знак с отрицательного на положительный при малых величинах индукции магнитного поля $B < 0,1$ кГс. Слойовая концентрация N_s и эффективная подвижность $\mu_{n\text{эфф}}$ электронов рассчитывались из измеренных величин R_s и σ_s по двухслойной модели, учитывающей шунтирующее влияние подложки *p*-типа. Расчет объемной концентрации электронов проводился дифференцированием сглаженных зависимостей $N_s(z)$.

Определение исходных параметров основных носителей у некоторых кристаллов *p*-КРТ методом эффекта Холла неоднозначно ввиду наличия у них знакопеременной зависимости постоянной Холла от индукции магнитного поля $R_H(B)$, связанной с большим различием подвижностей электронов и дырок $b = \mu_n / \mu_p \gg 1$ [20]. Знакопеременность $R_H(B)$ в образцах КРТ может быть обусловлена рядом причин ([21]): (1) возникновением конвертированного поверхностного слоя; (2) присутствием включений, либо каналов с *n*-типом проводимости в матрице *p*-типа; (3) сильной неоднородностью состава; (4) смешанной проводимостью в объеме.

Учитывая такую особенность кристаллов *p*-КРТ, на основе трехзонной модели разработан способ определения концентрации и подвижности электронов, легких и тяжелых дырок из экспериментальных зависимостей кинетических коэффициентов от магнитного поля, не требующий применения методов подгонки. Получены соотношения для определения параметров трех сортов носителей заряда безотносительно того, обладает зависимость $R_H(B)$ знакопеременным, либо знакоположительным характером, по величинам $\sigma(B)$ и $R_H(B)$ при пяти фиксированных значениях индукции магнитного из области магнитных полей $B \leq 10$ кГс (при трех значениях B – для двух сортов). Из величин концентраций электронов и дырок определяется собственная концентрация и, следовательно, состав x , который хорошо согласуется с величиной состава, определяемой по спектрам оптического пропускания. Метод применен для определения концентрации и подвижности электронов, легких и тяжелых дырок в *p*-КРТ с составом $x = 0,200 - 0,220$ при $T = 20-125$ К. Полученные экспериментальные данные показывают, что в области смешанной проводимости отношение подвижностей электронов и тяжелых дырок $b = \mu_n / \mu_h$ в интервале $T = 60-125$ К остается практически постоянным. Подтверждается также, что в данном интервале температур величина b не соответствует представлению о доминирующей роли рассеяния на заряженных центрах, поскольку для соотношения подвижностей и эффективных масс электронов и тяжелых дырок имеет место неравенство $b \gg \sqrt{m_h^* / m_n^*} \approx 10$, которое ранее было установлено для области гелиевых температур в бесщелевом КРТ [22].

Данный метод позволил отбирать для исследований однородные по свойствам объема и поверхности кристаллы и гетероэпитаксиальные слои *p*-КРТ, поскольку “аномалии” зависимости $R_H(B)$, связанные с другими каналами электронной проводимости, им сразу выявлялись.

Разработан метод дифференциального магнитосопротивления ($\beta(B) = \Delta\sigma(B) / \sigma(B)$, $d\beta(B) / dB$) определения параметров электронов и легких дырок в *p*-КРТ. Рассматривается способ определения

концентрации и подвижности тяжелых дырок в p -КРТ по величине магнитосопротивления в состоянии насыщения полевой зависимости. Метод дифференциального магнитосопротивления является наглядным физическим методом. Его можно применять для таких полупроводниковых соединений, как КРТ p -типа, в которых подвижность разного сорта носителей сильно отличается друг от друга по величине. Концентрация и подвижность электронов и легких дырок определяется из простых соотношений, и совпадает с данными, полученными с помощью более сложных методов, например, методом “спектра подвижности”.

Исследование формирующихся n -слоев проводилось только на таких исходных образцах p -КРТ, для которых заведомо выполнялось условие $R_H(B) > 0$, чтобы избежать неоднозначной интерпретации наличия отрицательного значения R_H в области малых магнитных полей $B < 1$ кГс, которое могло быть связано как с наличием конвертированных n -слоев, так и с влиянием смешанной проводимости. Поэтому для исследования $p \rightarrow n$ конверсии, по разработанному методу отбирались заведомо однородные по своим электрофизическим параметрам исходные образцы p -КРТ. Следует особо подчеркнуть данный выбор исходных образцов, поскольку в рассмотренной литературе по ионной имплантации p -КРТ это условие никак не выделялось, а оно оказалось одним из наиболее важных факторов при исследовании n -слоев методом дифференциальных холловских измерений.

В третьем разделе описываются структурные и оптические методы. Накопление структурных дефектов при ионной имплантации и содержание атомов ртути в приповерхностных областях $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ после термических отжига исследовалось методом резерфордского обратного рассеяния. Источником ионов He^+ служил электростатический ускоритель типа Ван де Граафа “TUR 0,5/200”. Он позволял плавно изменять энергию ионов от 0,3 до 2,3 МэВ. Спектры измерялись одним из трех поверхностно-барьерных кремниевых детекторов, установленных под углами 96° , 135° и 166° . Обработка спектров РОР велась с помощью ЭВМ.

Для оценки структурного совершенства приповерхностной области ионно-имплантированного КРТ использовался метод оптического отражения. Мерой “размытия” дублета E_1 , $E_1 + \Delta_1$ при увеличении дефектности кристаллической структуры может служить легко определяемый параметр “резкости” пиков $Q = \Delta R/R_1(E_1)$, где R_1 – величина коэффициента отражения в пике E_1 , ΔR – величина провала между пиками E_1 и $E_1 + \Delta_1$. Измеряя спектры оптического отражения на ионно-имплантированных образцах при послойном травлении, на основе параметра $Q = \Delta R/R_1(E_1)$ можно определить пространственное распределение нарушений кристаллической структуры. Энергетическое положение пиков E_1 , $E_1 + \Delta_1$ монотонно зависит от состава: значение более острого пика E_1 меняется от 2,08 эВ для HgTe до 3,31 эВ. для CdTe . Это позволяет, зная калибровочную кривую $E_1(x)$ определять изменение состава твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ после различных обработок, в частности отжига под анодным окислом.

Для исследования структуры поверхности имплантированных различными дозами ионов B^+ образцов КРТ использовалась дифракция быстрых электронов на отражение (электроннограф “ЭМР-100”). Пространственное распределение имплантированных атомов примеси исследовалось методом вторичной ионной масс спектроскопии (ВИМС) и методом SRIM-2013.

Третья глава посвящена исследованию ионно-имплантированных объемных кристаллов и гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа.

В первом разделе рассматривается пространственное распределение имплантированных атомов примеси (B, N, As), измеренное методом ВИМС, которое сравнивается с профилями, рассчитанными методом SRIM-2013. Установлено, что при внедрении больших доз ионов $\text{B}^+ \sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, близких к пределу растворимости в решетке КРТ, происходит радиационно-стимулированная диффузия атомов бора в объем кристалла. При дозах ионов $\text{B}^+ 1 \cdot 10^{13} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ их пространственное распределение определяется только процессами торможения ионов в решетке КРТ, что подтверждается хорошим согласием экспериментальных профилей распределения внедренных атомов бора, измеренных методом ВИМС, и расчетных профилей, полученных с помощью метода SRIM-2013.

Во втором разделе приводятся экспериментальные результаты по влиянию дозы, массы, энергии и плотности тока имплантируемых ионов на интегральные электрофизические параметры n -слоев в объемных кристаллах и гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа, а также влияние на эти параметры состава верхнего варизонного слоя в ГЭС КРТ МЛЭ. Впервые обнаружено, что при имплантации ионов B^+ в объемные кристаллы КРТ и ЖФЭ КРТ p -типа на зависимостях слоевой концентрации электронов в n -слое от дозы в интервале $10^{11} - 10^{16} \text{ см}^{-2}$ после начального

роста и последующего достижения предельного значения величины слоевой концентрации электронов на уровне $N_s^{\max} \approx 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при $D(N_s^{\max}) \approx 10^{14} \text{ см}^{-2}$ с дальнейшим ростом дозы происходит снижение N_s (рис. 1). В отличие от объемного КРТ и ЖФЭ КРТ зависимость слоевой концентрации электронов от дозы ионов B^+ , имплантированных в ГЭС КРТ МЛЭ с верхним варизонным слоем, имеет совершенно другой характер (рис. 2): в ГЭС КРТ МЛЭ в интервале доз $1 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ величина $N_s^{\max} = (7-8) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ гораздо ниже величины насыщения $N_s \approx 10^{14} \text{ см}^{-2}$, характерной для объемного КРТ и не наблюдается эффект снижения N_s при больших дозах. То есть наличие варизонного слоя в ГЭС КРТ МЛЭ существенно меняет динамику накопления радиационных дефектов донорного типа в данном материале при ионной имплантации.

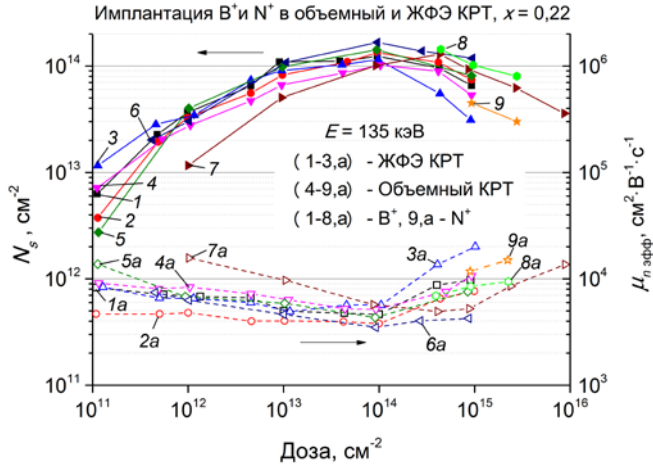


Рис. 1 – Зависимость N_s и $\mu_{n, \text{эфф.}}$ от дозы ионов B^+ (1–8,а) и N^+ (9, а), имплантируемых в объемный КРТ и ЖФЭ КРТ.

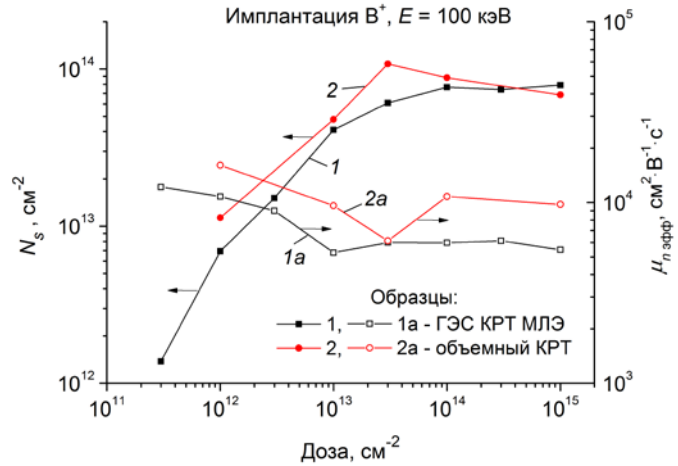


Рис. 2 – Зависимость N_s и $\mu_{n, \text{эфф.}}$ от дозы ионов B^+ , имплантируемых в объемный КРТ ($\chi = 0,220$) и ГЭС КРТ МЛЭ ($\chi_s / \chi = 0,45/0,225$, $d_{\text{вар}} = 0,4 \text{ мкм}$).

Установлено, что с ростом массы ионов от 4 (He^+) до 131 (Xe^+) а.е.м., имплантируемых при одинаковых режимах в объемный КРТ p -типа, наблюдается монотонное снижение слоевой концентрации электронов. При внедрении тяжелых ионов Xe^+ , в отличие от легких ионов B^+ , зависимость $N_s(D)$ с ростом дозы монотонно падает во всем интервале доз $1 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Наблюдается однозначная связь между величиной N_s и уровнем структурных нарушений кристалла с ростом дозы и массы ионов, определенном по спектрам оптического отражения. Показано, что при энергиях ионов B^+ в интервале 15–150 кэВ, зависимость $N_s(E)$ сильно изменяется только в том случае, если доза $D < D(N_s^{\max}) \approx 10^{14} \text{ см}^{-2}$. В случае имплантации ксенона наблюдается непрерывный рост величины N_s во всем интервале энергий 15–150 кэВ при этом уровень N_s для ионов Xe^+ меньше, чем при имплантации ионов B^+ с такой же энергией.

Эффект снижения слоевой концентрации электронов после достижения предельного значения с накоплением радиационных дефектов при росте дозы ионов B^+ в интервале $1 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ наблюдается только в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с низким составом поверхности $\chi_s = 0,22 - 0,33$, в то время как увеличение состава поверхности до $\chi_s = 0,49 - 0,56$ приводит как к значительному снижению величины N_s , так и отсутствию насыщения (рис. 3). С ростом энергии имплантируемых в ГЭС КРТ МЛЭ ионов B^+ в интервале 20–150 кэВ наблюдается монотонное возрастание слоевой концентрации электронов, однако в области энергий 100–150 кэВ рост N_s существенно замедляется для всех составов поверхности $\chi_s = 0,22 - 0,56$, причем величина N_s тем ниже, чем выше состав поверхности (рис. 4).

Важнейшим параметром ионной имплантации является плотность тока. От нее зависит как скорость набора дозы ионов, так и динамика накопления радиационных дефектов. Установлено, что плотность тока в диапазоне 0,0017–0,175 мкА/см при имплантации ионов B^+ в ГЭС КРТ МЛЭ не влияет на электрофизические параметры n -слоя.

Из приведенного анализа влияния дозы, массы и энергии ионов на электрофизические параметры имплантированного КРТ p -типа видно, что слоевая концентрация и подвижность электронов, разупорядочение поверхности существенным образом зависят от условий ионной бомбардировки.

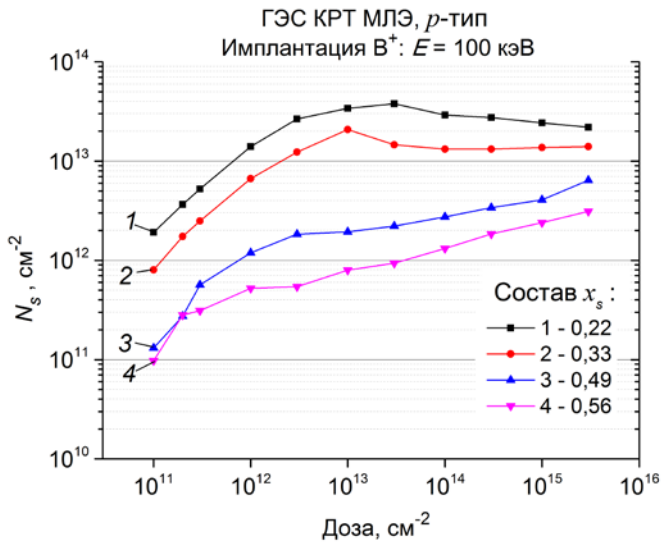


Рис. 3 – Зависимость N_s от дозы ионов V^+ в ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом поверхности x_s .

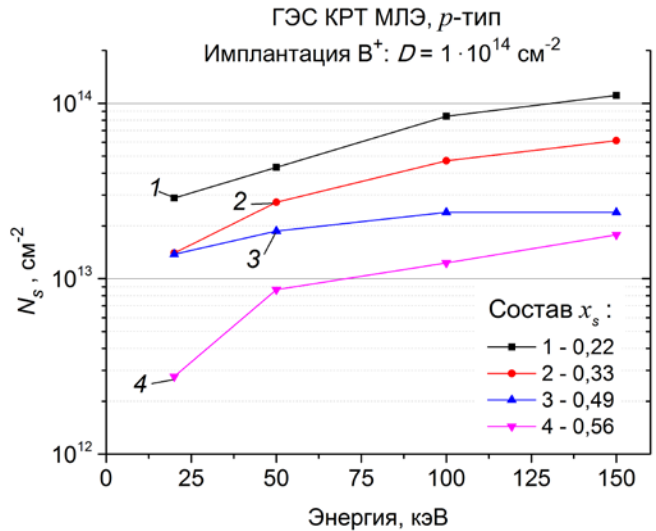


Рис. 4 – Зависимость N_s от энергии ионов V^+ в ГЭС КРТ МЛЭ с различным составом поверхности x_s .

Обнаружено, что величина N_s в объемном КРТ и ЖФЭ КРТ уменьшается с накоплением дефектов, тогда как электрофизические свойства ионно-имплантированного ГЭС КРТ МЛЭ с верхним варизонным слоем существенно отличаются от свойств объемного и жидкофазного материала, что обусловлено влиянием поверхностного слоя повышенного состава.

В третьем разделе рассматриваются особенности формирования конвертированных n -слоев при накоплении радиационных дефектов в процессе ионной имплантации p -КРТ. Накопление структурных дефектов и их пространственное распределение в объемных кристаллах КРТ при имплантации легких ионов V^+ и тяжелых ионов He^+ исследовалось методами резерфордского обратного рассеяния, дифракции быстрых электронов на отражение и оптического отражения.

Анализ спектров ROP показал, что имплантация ионов V^+ с энергией 100 кэВ привела к сильному разупорядочению поверхностного слоя КРТ на глубине порядка 0,1 мкм. Из вида каналированных спектров ROP следует, что заметное деканалирование начинается при дозе $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, а при дозах $1 \cdot 10^{14}$ и $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ наблюдается характерный для протяженных дефектов излом спектров. Аморфный слой при большой дозе ионов V^+ $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ не образовался, что характерно для ионной имплантации в КРТ. О значительном росте количества структурных дефектов в приповерхностном слое КРТ с ростом дозы ионов V^+ , имплантированных с энергией 135 кэВ, свидетельствуют данные дифракции быстрых электронов ($E = 75 \text{ кэВ}$) на отражение.

Методом оптического отражения с послойным травлением установлено, что при имплантации тяжелых ионов He^+ максимальные структурные нарушения локализуются в поверхностном слое толщиной порядка проецированного пробега ионов, а сами структурные дефекты проникают на глубину (z) 0,5–0,8 мкм, что в 20–30 раз больше величины R_p ионов He^+ . В случае же имплантации легких ионов V^+ максимальные нарушения кристаллической структуры генерируются в поверхностном слое толщиной $\sim R_p$, а затем в объеме количество структурных дефектов монотонно снижается вплоть до глубины $(4-5)R_p$, которая увеличивается с ростом дозы в интервале 10^{14} – 10^{15} см^{-2} . Установлено, что в процессе имплантации легких ионов He^+ , V^+ , N^+ с энергией 15–150 кэВ дозой 10^{13} – 10^{16} см^{-2} при комнатной температуре в p -КРТ происходит *in-situ* формирование n^+-n^-p структур (рис. 5), тогда как при имплантации тяжелых ионов от Ag^+ до He^+ при любых дозах и энергиях создается только резкий n^+-p переход (рис. 6).

При имплантации в p -КРТ как легких ионов V^+ , так и тяжелых ионов He^+ с энергией 100–150 кэВ глубина сильнолегированного n^+ -слоя сначала растет и достигает максимума в интервале доз $1 \cdot 10^{11}$ – $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и с дальнейшим увеличением дозы до $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ она начинает снижаться (рис. 5, а, б).

Полученные данные о структуре поверхности и распределении дефектов донорного типа в кристаллах КРТ p -типа, имплантированных различными дозами и энергиями ионов V^+ , свидетельствуют, что существуют, по крайней мере, три области стока для электрически активных радиацион-

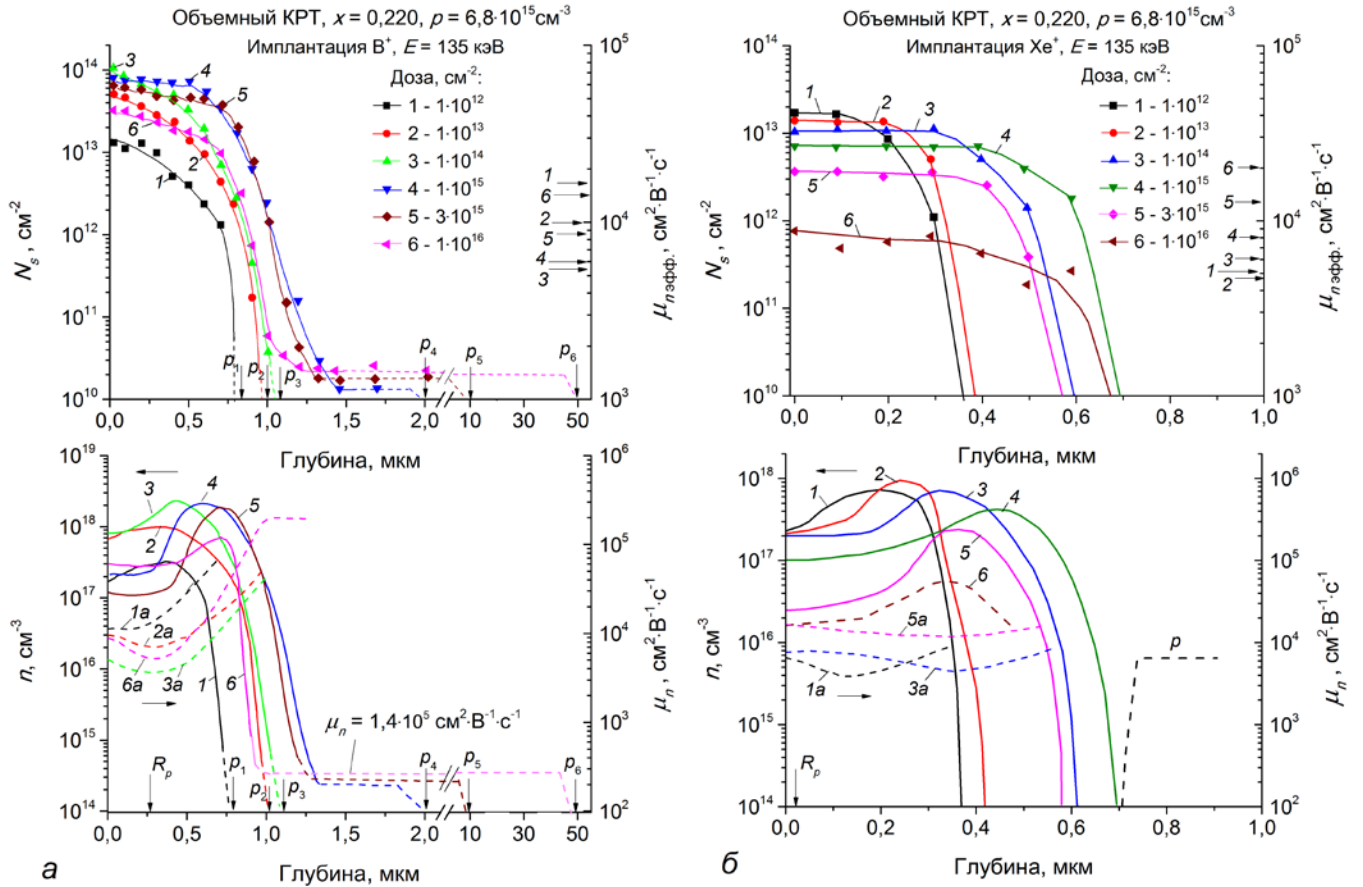


Рис. 5 – Распределение по глубине N_s , n и μ_n в объемном p -КРТ, имплантированном различными дозами ионов B^+ (а) и He^+ (б). p_1 – p_6 – глубина n -слоя.

ных дефектов: (1) приповерхностный нарушенный слой глубиной $z < R_p$, содержащий протяженные дефекты; (2) окрестность $R_p \pm \Delta R_p$ с максимальной концентрацией примесно-дефектных комплексов; (3) объем кристалла, в который диффундируют незахваченные поверхностными стоками подвижные донорные дефекты и формируют n^- -слой, при этом подвижность электронов в нем может достигать величины $\mu_n \sim 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

При внедрении в p -КРТ инертных атомов ксенона все наблюдаемые эффекты связаны только с накоплением большого количества структурных нарушений вблизи поверхности с ростом дозы. Отсутствие слаболегированного n^- -слоя при имплантации ионов He^+ , по-видимому, обусловлено закреплением подвижных донорных дефектов на крупных структурных нарушениях кристаллической решетки, образующихся в гораздо большей степени, чем при имплантации ионов B^+ . Одним из подтверждений этому, является вид распределений носителей заряда по глубине в объемном p -КРТ, имплантированном легкими, но с различающимися массами, ионами $^4He^+$ и $^{11}B^+$ с энергией 140 кэВ дозой $1 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$: в случае имплантации большой дозы $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ионов $^4He^+$ глубина n^- -слоя составляет 14 мкм, тогда как для ионов бора она намного меньше – 9 мкм.

Другим подтверждением является самый интересный и неожиданный результат, полученный нами для ионно-имплантированного p -КРТ, который заключается в росте глубины n^- -слоя в n^+-n^- - p структуре при уменьшении энергии легких ионов B^+ (рис. 6, а) и отсутствие слаболегированного “хвоста” при любой энергии тяжелых ионов He^+ (рис. 6, б).

Наиболее ярко эффект увеличения глубины n^- -слоя с уменьшением энергии ионов B^+ наблюдается на образцах p -КРТ с пониженной концентрацией дырок $p = (4,4 - 4,5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, то есть с меньшей концентрацией вакансий ртути. В таких образцах диффузия смещенных атомов ртути из нарушенного слоя происходит на большую глубину, прежде чем она заполнит все встреченные вакансии ртути.

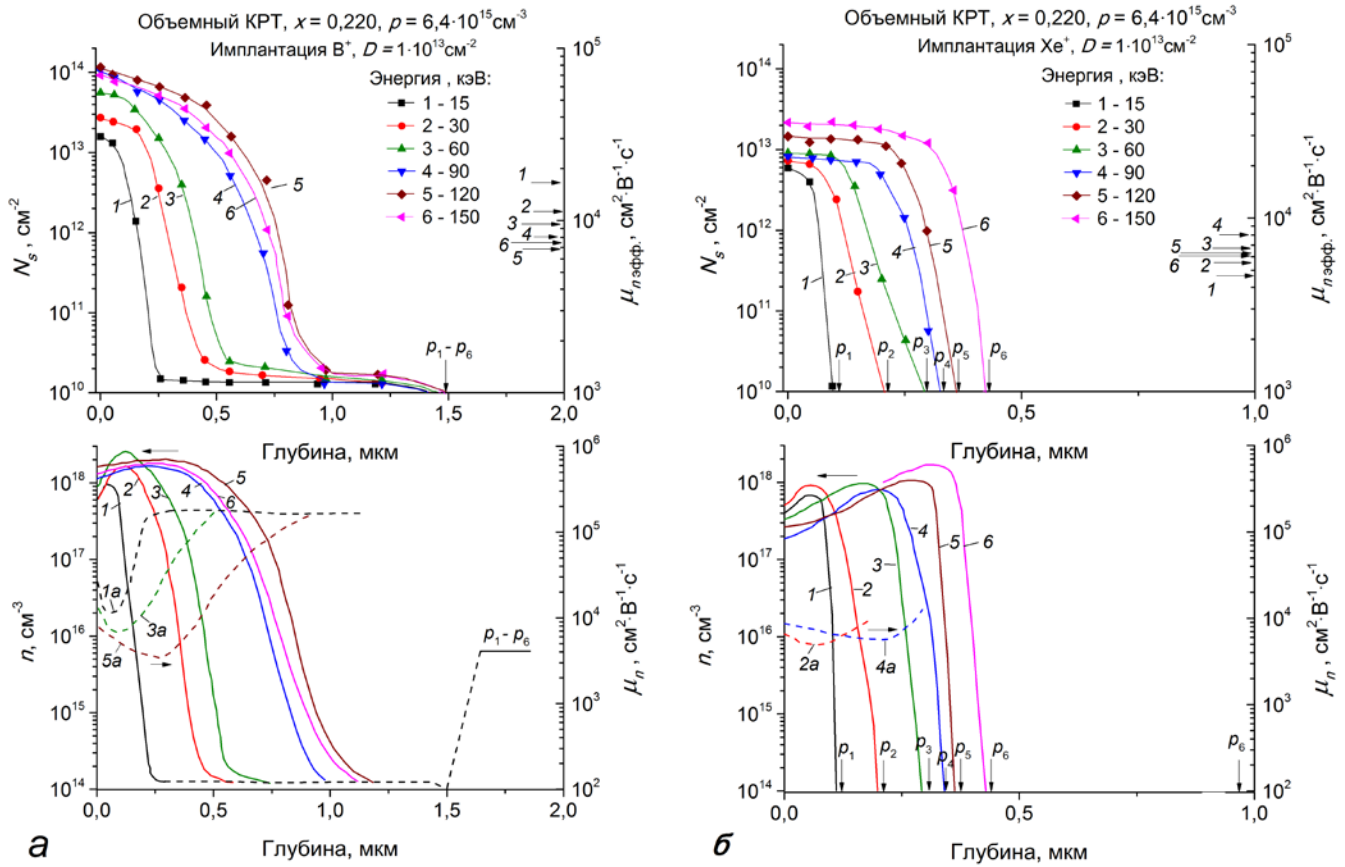


Рис. 6 – Распределение по глубине N_s , n и μ_n в объемном p -КРТ, имплантированном ионами B^+ (а) и He^+ (б) с различной энергией. p_1 – p_6 – глубина n -слоя.

Эффект закрепления подвижных радиационных донорных дефектов на крупных структурных нарушениях показали следующие эксперименты по имплантации ионов B^+ и He^+ в объемный p -КРТ. В первом эксперименте энергия и доза ионов B^+ ($E = 10$ кэВ, $D = 5 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$) и He^+ ($E = 135$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$) подобраны так, чтобы выровнять как величины R_p , так и выделенную в упругих столкновениях энергию, что должно было обеспечить приблизительно равное число первичных смещений атомов в кристалле. Действительно, наблюдаются близкие значения величин $N_s = (3-4) \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$ для обоих ионов, однако характер пространственного распределения электрически активных донорных дефектов существенно различается: глубина n^+ -слоя с величиной $n = 1 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ в максимуме распределения $n(z)$ в обоих случаях составила 0,8 мкм, в то же время при имплантации ионов B^+ сформировался n^- -слой на глубине 3,5 мкм, тогда как для ионов He^+ наблюдается только сильный спад концентрации электронов вблизи поверхности, а n^- -слой не образуется.

В другом эксперименте предварительно созданные структурные дефекты вблизи поверхности p -КРТ путем ее бомбардировки тяжелыми ионами He^+ , не только блокировали формирование n^- -слоя, но также повлияли на распределение носителей заряда в самом n^- -слое при последующей имплантации легких ионов B^+ . Для легких ионов неупругие потери энергии, связанные с возбуждением электронной подсистемы кристалла КРТ, превышают ядерные потери, а с увеличением массы ионов доля упругих потерь энергии значительно возрастает по сравнению с неупругими, поэтому процессы радиационного дефектообразования, связанные с формированием большого количества структурных дефектов – стоков для электрически активных подвижных донорных центров, при внедрении легких и тяжелых ионов существенно различаются: для тяжелых ионов при любых энергиях и дозах всегда образуются только резкие n^+ - p переходы, а для легких ионов наряду с резкими n^+ - p переходами в зависимости от режимов имплантации возможно *in situ* формирование n^+ - n^- - p структуры без постимплантационного отжига.

Эксперименты по имплантации ионов молекулярного азота (N_2^+) и аргона в ГЭС КРТ МЛЭ показали, что наблюдается хорошее качественное совпадение результатов ионной имплантации тяжелых ионов в гетероэпитаксиальный МЛЭ КРТ и в объемные кристаллы КРТ, причем динамика изменения электрофизических свойств ионно-имплантированных образцов, обусловленная накоплением и эволюцией электрически активных радиационных дефектов, в обоих материалах имеет

ряд общих черт: а) рост слоевой и объемной концентраций электронов до некоторого максимального значения с увеличением дозы имплантируемых ионов; б) локализация профиля распределения $n(z)$ в области проецированного пробега ионов при их малых дозах и смещение его на глубину $z > R_p$ для больших доз; в) существенное снижение концентрации донорных центров с ростом дозы внедряемых ионов в приповерхностном слое толщиной $0 < z < R_p$; г) отсутствие формирования слаболегированного n^- -слоя при больших дозах внедряемых ионов.

Из рассмотрения и анализа дозовых зависимостей пространственного распределения донорных центров в приповерхностной имплантированной ионами B^+ области ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом верхнего варизонного слоя можно сделать следующие выводы: 1) состав поверхности существенно влияет только на величину концентрации в максимуме профиля распределения $n(z)$ и вблизи поверхности, а глубина сильнолегированного n^+ -слоя от величины состава x_s не зависит; 2) в образцах ГЭС КРТ МЛЭ без варизонного слоя характер дозовых зависимостей распределения концентрации и подвижности электронов по глубине такой же, как и в объемных кристаллах КРТ; 3) различие в динамике накопления донорных центров в ГЭС КРТ МЛЭ с ростом состава поверхности x_s связано с уменьшением количества смещенных атомов ртути; 4) наличие градиента состава в варизонном слое, не влияет на миграцию донорных центров вглубь гетероэпитаксиальной структуры.

Наличие верхнего варизонного слоя в ГЭС КРТ МЛЭ снижает не только концентрацию электронов в n^+ -слое и его глубину, но также уменьшает глубину n^- -слоя в n^+-n^- - p структуре по сравнению с объемными кристаллами и гетероэпитаксиальными структурами без варизонного слоя при одинаковых режимах имплантации ионов B^+ (рис. 7, а, б).

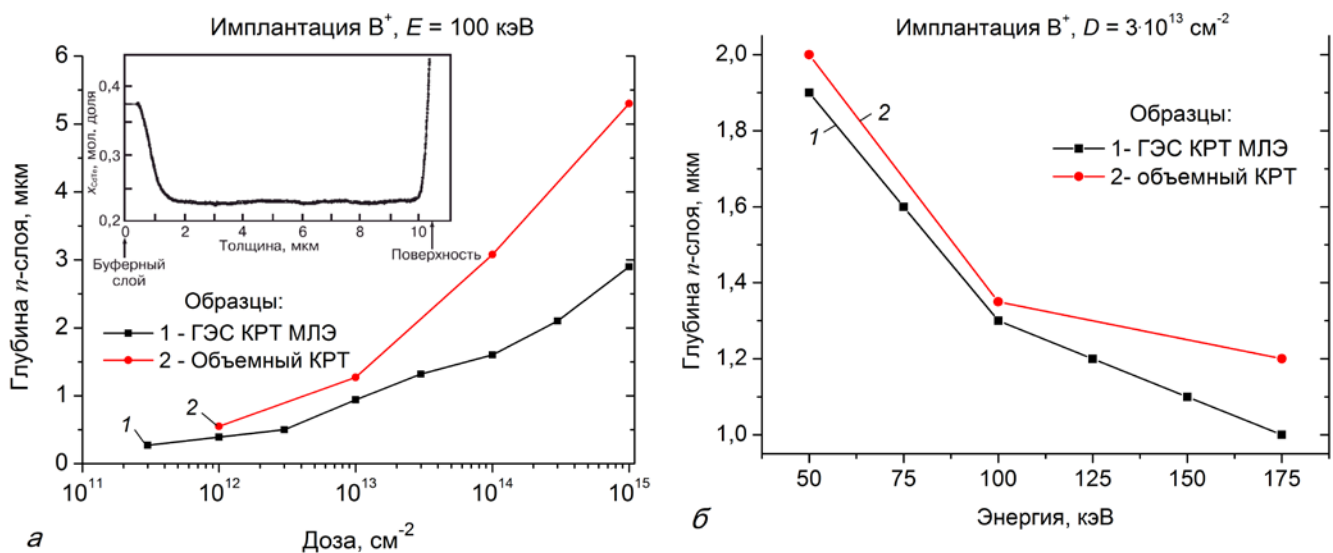


Рис. 7 – Зависимость глубины n^- -слоя в ГЭС КРТ МЛЭ (1) и объемном КРТ (2) от дозы (а) и энергии (б) ионов B^+ . Состав: объемного КРТ – $x = 0,220$; ГЭС КРТ МЛЭ – $x_s/x = 0,45/0,225$, $d_{\text{вар}} = 0,4$ мкм. Вставка – распределение состава по толщине ГЭС КРТ МЛЭ.

Формирование n^+-n^- - p структуры в ГЭС КРТ МЛЭ с варизонными слоями с составом $x_s = 0,33$ – $0,56$ происходит при имплантации ионов бора только с энергией 20–100 кэВ дозой 10^{14} – 10^{15} см^{-2} , тогда как при энергии 150 кэВ формируется только резкий n^+ - p переход (рис. 8). Процессы накопления генерированных ионной бомбардировкой донорных дефектов и их миграция за область проецированного пробега внедряемых ионов, как в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с верхним варизонным слоем, так и объемном p -КРТ протекают одинаково. Снижение концентрации электронов и глубины n^+ - и n^- -слоя в n^+-n^- - p структуре при имплантации ионов B^+ в гетероэпитаксиальные структуры КРТ с переменным составом в области R_p по сравнению с объемным КРТ, либо ГЭС КРТ МЛЭ без варизонного слоя, главным образом, обусловлено меньшей концентрацией генерируемых электрически активных донорных дефектов и примесно-дефектных комплексов на основе междоузельных атомов ртути вследствие их пониженной концентрации в поверхностном слое повышенного состава.

С помощью программного комплекса SRIM-2003 был проведен расчет полного количества каскадов соударений, возникающих в ГЭС КРТ МЛЭ с переменным составом материала в области

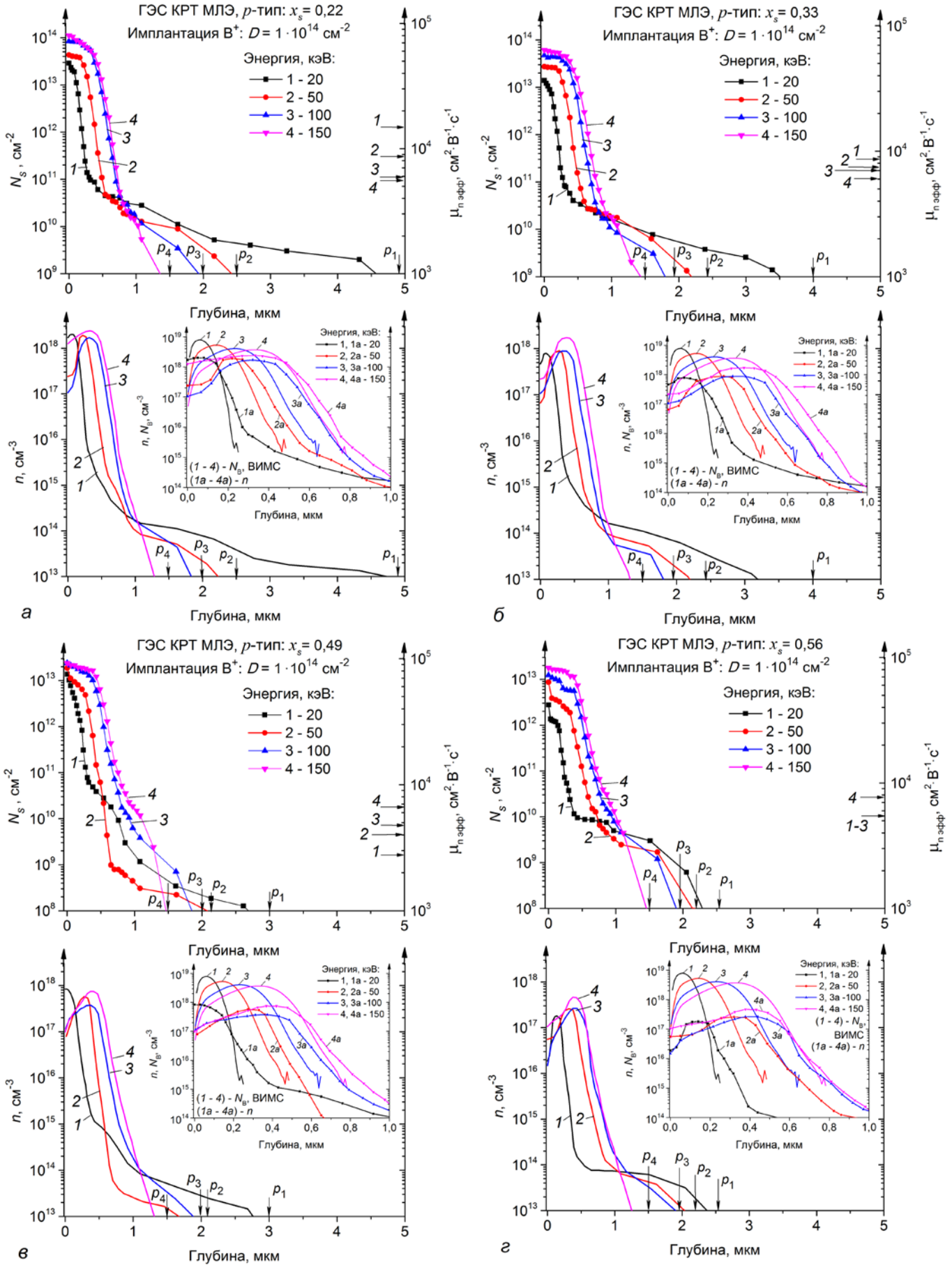


Рис. 8 – Распределение по глубине слоевой концентрации N_s и концентрации электронов n в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с различным составом поверхности x_s : а – 0,22; б – 0,33; в – 0,49; г – 0,56, имплантированном ионами B^+ дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при различных энергиях: 1 – 20; 2 – 50; 3 – 100; 4 – 150 кэВ. $\mu_{n \text{ эфф.}}$ – эффективная подвижность электронов в n -слое. На вставках показаны распределения атомов бора (N_B) и концентрации электронов (n) вблизи поверхности. p_1 – p_4 – глубина n -слоя.

внедрения ионов бора ($E = 100$ кэВ), который показал, что для структур с величиной состава поверхности $x_s = 0,33, 0,49$ и $0,56$ количество первичных смещений атомов ртути на 25, 30 и 40 % меньше соответственно, чем для структур с $x_s = 0,22$. Экспериментальные результаты показывают, что встроенное электрическое, связанное с наличием градиента состава в области проецированного пробега внедряемых ионов, не оказывает определяющего влияния на результирующее распределение донорных центров в n^+-n^- -р структуре.

Установлено, что при имплантации ионов B^+ в ГЭС КРТ МЛЭ состава $x \sim 0,22$ плотность ионного тока в диапазоне $0,0017-0,175$ мкА/см² (в отсутствие нагрева образца при наличии теплоотвода) не влияет ни на формирование n^+-n^- -р структуры, ни на пространственное распределение донорных дефектов в n^+ -слое, из чего следует, что кинетика формирования донорных центров и их миграция при ионной имплантации зависят только от той энергии, которая выделяется индивидуально каждым внедренным ионом, а влияние скорости их внедрения менее существенно, важна лишь полная выделившаяся энергия, которая определяется только дозой и энергией ионов, и следовательно, количеством генерированных электрически активных донорных дефектов, часть из которых аннигилирует на стоках, а остальная часть способна быстро мигрировать вглубь кристалла.

Анализ экспериментальных данных позволил предложить модель процессов радиационного дефектообразования в КРТ, которая основывается на определяющей роли диффузии первичных радиационных дефектов (междоузельных атомов I_{Hg} и вакансий ртути V_{Hg}) и образовании комплексов вторичных, электрически активных радиационных дефектов. В рамках этой модели можно выделить следующие основные факторы, которые главным образом определяют результирующее распределение электрически активных радиационных дефектов: (1) генерация в области максимального энерговыделения внедряемых ионов первичных радиационных дефектов – междоузельных атомов (I_{Hg}) и вакансий ртути (V_{Hg}); (2) диффузия первичных дефектов I_{Hg} и V_{Hg} ; (3) рекомбинация I_{Hg} и V_{Hg} между собой; (4) рекомбинация первичных радиационных дефектов на стоках, то есть их захват нарушениями кристаллической структуры (нейтральными вакансионными кластерами (V_{Hg})^x, дислокационными петлями, линейными дислокациями и др.); (5) образование электрически активных комплексов радиационных дефектов на основе вакансий и междоузельных атомов.

Представленная физическая модель процессов радиационного дефектообразования, адекватно описывает экспериментальные результаты по пространственному распределению электрически активных донорных центров в сильнолегированном n^+ -слое в ионно-имплантированных объемных кристаллах и гетероэпитаксиальных структурах КРТ. Наблюдаемые отличия результатов ионной имплантации ионов B^+ в ГЭС КРТ МЛЭ с переменным составом в области внедрения ионов и в объемный КРТ, главным образом, обусловлены различной динамикой накопления электрически активных радиационных дефектов и зависимостью электрофизических свойств материала от состава КРТ. В заключении главы рассмотрена модель формирования n^+-n^- -р структуры при имплантации легких ионов. За основу модели, принята гипотеза, выдвинутая в работах [10, 12, 14], что междоузельная ртуть, диффузионным источником которой является ионно-имплантированный слой, формирует глубокий n^- -слой. Основные положения модели заключаются в следующем: формирование n^+-n^- -р структуры при ионной имплантации легких ионов B^+ , это сложный многоступенчатый процесс, который осуществляется в несколько этапов, когда соотношение каналов образования активных доноров и нейтральных стоков меняется по глубине и зависит от общей дефектной ситуации, трансформирующейся в процессе ионной имплантации. Формирования n^+-n^- -р структуры при имплантации легких ионов B^+ обусловлено тем, что примесно-дефектный донорный комплекс “атом бора – междоузельная ртуть” является малоподвижным и он формирует границу n^+ -слоя на “хвосте” пробега ионов бора, а свободная, несвязанная в примесные комплексы с атомами бора междоузельная ртуть (или высвобожденная из него за счет какого-либо активационного процесса, вероятнее всего за счет возбуждения электронной подсистемы), быстро мигрирует в объем и формирует n^- -слой. Его глубина определяется только количеством продиффундировавших междоузельных атомов Hg, которые способны заполнить собственные вакансии (V_{Hg}) – акцепторы в объеме кристалла.

В четвертой главе представлены результаты исследований по термическому отжигу радиационных донорных дефектов и электрической активации имплантированных атомов бора и азота.

В первом разделе рассматривается капсулирование поверхности КРТ диэлектриками SiO_2 и анодным окислом (АО), а также конверсия $p-Cd_xHg_{1-x}Te$ при отжиге под анодным окислом. Пленка двуокиси кремния толщиной 100–300 нм выращивалась пиролитическим методом при температуре

подложки 100 °С. Установлено, что в процессе отжига при $T = 200\text{--}250$ °С под пленкой SiO_2 заметной потери атомов Hg с поверхности КРТ не происходит, поэтому при данных температурах она может использоваться в качестве защитного покрытия. Исследования методом РОР показывают, что в процессе отжига при высокой ($T = 300$ °С) температуре под SiO_2 поверхность КРТ значительно обедняется ртутью, которая диффундирует сквозь пленку SiO_2 и улетучивается в атмосферу. Поток атомов ртути составляет величину $3,9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Оценка коэффициента диффузии ртути в SiO_2 при температуре 300 °С дает значение $\sim 10^{-14} \text{ см}^2/\text{с}$. Учитывая полученные результаты по исследованию маскирующих свойств пленки SiO_2 , она использовалась для защиты поверхности КРТ при постимплантационных отжигах и “горячей” имплантации в интервале температур 100–275 °С.

В случае отжига КРТ под пленкой анодного окисла результаты существенным образом меняются. Из данных РОР следует, что при $T = 200$ °С начинается процесс накопления атомов Hg на границе раздела АО–КРТ. Толщина обогащенного ртутью поверхностного слоя КРТ составляет ~ 50 нм. Изменение объемной концентрации атомов Hg в нем при $T = 300$ °С имеет значение $\Delta N_{\text{Hg}} = 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. По величине это практически совпадает с концентрацией атомов Cd в соединении $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x = 0,20$, равной $2,96 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Поэтому было предположено, что в поверхностном слое при $T = 300$ °С произошло образование фазы HgTe за счет замещения кадмия ртутью вследствие химического взаимодействия между КРТ и анодным окислом. Эти данные РОР подтвердили измерения спектров оптического отражения, из которых также следовало, что состав поверхности КРТ с увеличением температуры отжига уменьшается, что свидетельствовало о замещении кадмия в подрешетке CdTe ртутью, которое может происходить только за счет термически активируемых химических реакций между АО и КРТ. В результате химических реакций ртуть из пленки анодного окисла занимает место кадмия, образуя фазу HgTe, а также выделяется в свободном состоянии. Несвязанная ртуть накапливается вблизи поверхности в междоузлиях решетки и в процессе отжига диффундирует в объем, что приводит к $p \rightarrow n$ конверсии типа проводимости p -КРТ. Концентрацию междоузельной ртути $N_{\text{Hg}}(\text{I})$ в приповерхностном диффузионном источнике можно определить, как разность величин ΔN_{Hg} , полученных из спектров РОР и оптического отражения. Эта разность имеет значение $N_{\text{Hg}}(\text{I}) \approx (8\text{--}9) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Учитывая, что максимальное увеличение содержания ртути происходит в поверхностном слое ~ 20 нм, для слоевой концентрации свободной ртути получено значение $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Такого количества атомов Hg хватило бы для формирования n -слоя глубиной 2 мм в объемном p -КРТ с исходной концентрацией дырок 10^{16} см^{-3} , если бы не происходила потеря ртути из соединения сквозь защитные покрытия АО и SiO_2 .

Чтобы исключить возможное влияние на процесс конверсии p -КРТ при нагреве под АО улетучивания свободной ртути из поверхностного диффузионного источника, распределение по глубине концентрации электронов для температур отжига в интервале $T = 175\text{--}300$ °С, исследовалось после быстрого нагрева образца под графитовым излучателем и выдержке в течение 30–600 с при заданной температуре. Для всех режимов термообработки пространственное распределение концентрации электронов на начальном участке глубиной в несколько микрон имела постоянное значение $4 \cdot 10^{14}\text{--}1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а дальше уменьшалась по некоторому закону, близкому по виду к функции erfc , математически описывающей процесс диффузии. Подвижность электронов для всех образцов имела одинаковое значение по глубине n -слоя $\mu_n = (1,5\text{--}3,6) \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

Установлено, что электрофизические свойства n -слоя, образовавшегося при отжиге $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа под АО, соответствуют литературным данным для концентрации и подвижности электронов в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ n -типа, получаемым отжигом под давлением насыщенных паров ртути. Процесс формирования n -слоя при отжиге p -КРТ под анодным окислом имеет диффузионный характер с параметром диффузии ртути $d_n^2/t = (1,2\text{--}7,6) \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$ при $T = 200$ °С и в температурном интервале 200–275 °С имеет энергию активации 0,65 эВ диффузии атомов Hg. При $T = 300$ °С глубина конвертированного слоя лимитируется истощением диффузионного источника ртути вследствие ее испарения сквозь диэлектрик.

В отличие от объемных кристаллов КРТ и ЖФЭ КРТ, в которых состав однороден по всей толщине образца, ГЭС КРТ МЛЭ имеет верхний варизонный слой. Изменение состава поверхности ГЭС КРТ МЛЭ ($x_s/x = 0,34/0,210$) после отжига под анодным окислом исследовалось методом оптического отражения (рис. 9). Слой пониженного состава толщиной 100 нм после отжига легко удаляется последующим анодным окислением (или травлением). Совокупность экспериментальных данных по измерению электрофизических свойств показали возможность использования АО как

эффективного маскирующего покрытия для постимплантационных отжига ГЭС КРТ МЛЭ p -типа в температурном интервале 200–250 °С без изменения исходных параметров образца.

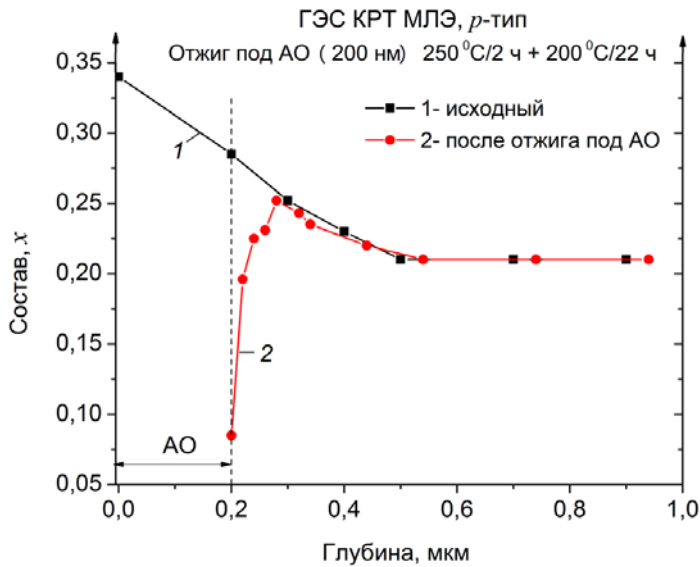


Рис. 9 – Профиль состава в ГЭС КРТ МЛЭ до и после отжига под АО в двухступенчатом режиме: 250 °С/2 ч + 200 °С/22 ч.

($E = 50$ кэВ) они сохраняются в слое глубиной до 100 нм.

Установлено, что энергия активации отжига донорных дефектов, генерированных имплантацией ионов V^+ , увеличивается с ростом дозы и температуры постимплантационной термообработки под капсулирующим покрытием из SiO_2 . Чем меньше доза и больше величина исходной концентрации дырок в p -КРТ, тем ниже температура полного отжига донорных центров, которая лежит в интервале 220–275 °С. На начальных стадиях постимплантационной термообработки отжигаются первичные донорные дефекты, а затем более стабильные вторичные примесно-дефектные комплексы. Энергии активации отжига донорных дефектов в объемных кристаллах и гетероэпитаксиальных структурах КРТ увеличивается с ростом дозы ионов V^+ и имеет две ярко выраженные области: при низких температурах 90–130 °С величина $E_A = 0,06$ эВ и $E_A = 0,71–0,86$ эВ при $T = 150–250$ °С. Локальные деформации и вызванные ими напряжения кристаллической решетки вокруг протяженных дефектов, создаваемых имплантацией ионов V^+ , значительно понижают энергетический барьер отжига простейших донорных дефектов, не связанных в сложные примесно-дефектные комплексы.

В третьем разделе приводятся результаты по отжигам имплантированного ионами V^+ объемного КРТ p -типа, а также эксперименты, подтверждающие модель “Bubulac” формирования n^+-n^-p структуры за счет диффузии смещенных атомов ртути. Показано, что при постимплантационных отжигах длительностью до 1 ч имплантированного ионами V^+ КРТ p -типа формирование n^+-n^-p структуры происходит только в температурном интервале 150–200 °С, а повышение температуры до $T = 250$ °С приводит к образованию резкого n^+-p перехода. Глубина n^- -слоя в n^+-n^-p структуре существенно зависит от энергии, дозы и исходной концентрации дырок в p -КРТ. Чем ниже энергия ионов V^+ и концентрация дырок, тем больше глубина n^- -слоя. На основе проведенных исследований установлено, что процесс формирования n^- -слоя при постимплантационном отжиге имеет диффузионный характер с теми же параметрами диффузии ртути $d_n^2/t = (7–8) \cdot 10^{-9}$ см²/с при $T = 200$ °С, как и при отжиге под анодным окислом.

Электрофизические параметры и глубины n^- -слоев, полученных при одновременном отжиге p -КРТ: неимплантированного – под анодным окислом, а имплантированного ионами V^+ – без покрытия, соответствуют друг другу, что является доказательством того, что именно диффузия в объем смещенных атомов ртути, генерированных в приповерхностной области при ионной бомбардировке, приводит к формированию n^+-n^-p структуры в процессе постимплантационного отжига (рис. 10).

Во втором разделе представлены результаты по отжигу структурных нарушений и электрически активных радиационных дефектов донорного типа в ионно-имплантированном КРТ. Методами дифракции быстрых электронов и оптического отражения установлено, что кинетика отжига структурных нарушений существенно зависит от массы и дозы ионов, то есть от исходного уровня генерированных ионной бомбардировкой структурных дефектов в решетке КРТ. В случае имплантации легких ионов B^+ с $E = 135$ кэВ и $D = 10^{15}$ см⁻², дефекты структуры полностью отжигаются при $T = 250$ °С в течение 1 ч. При внедрении тяжелых ионов P^+ кристаллическая структура при $T = 250$ °С восстанавливается только для небольших доз $D \leq 10^{14}$ см⁻², тогда как при больших дозах 10^{15} и 10^{16} см⁻²

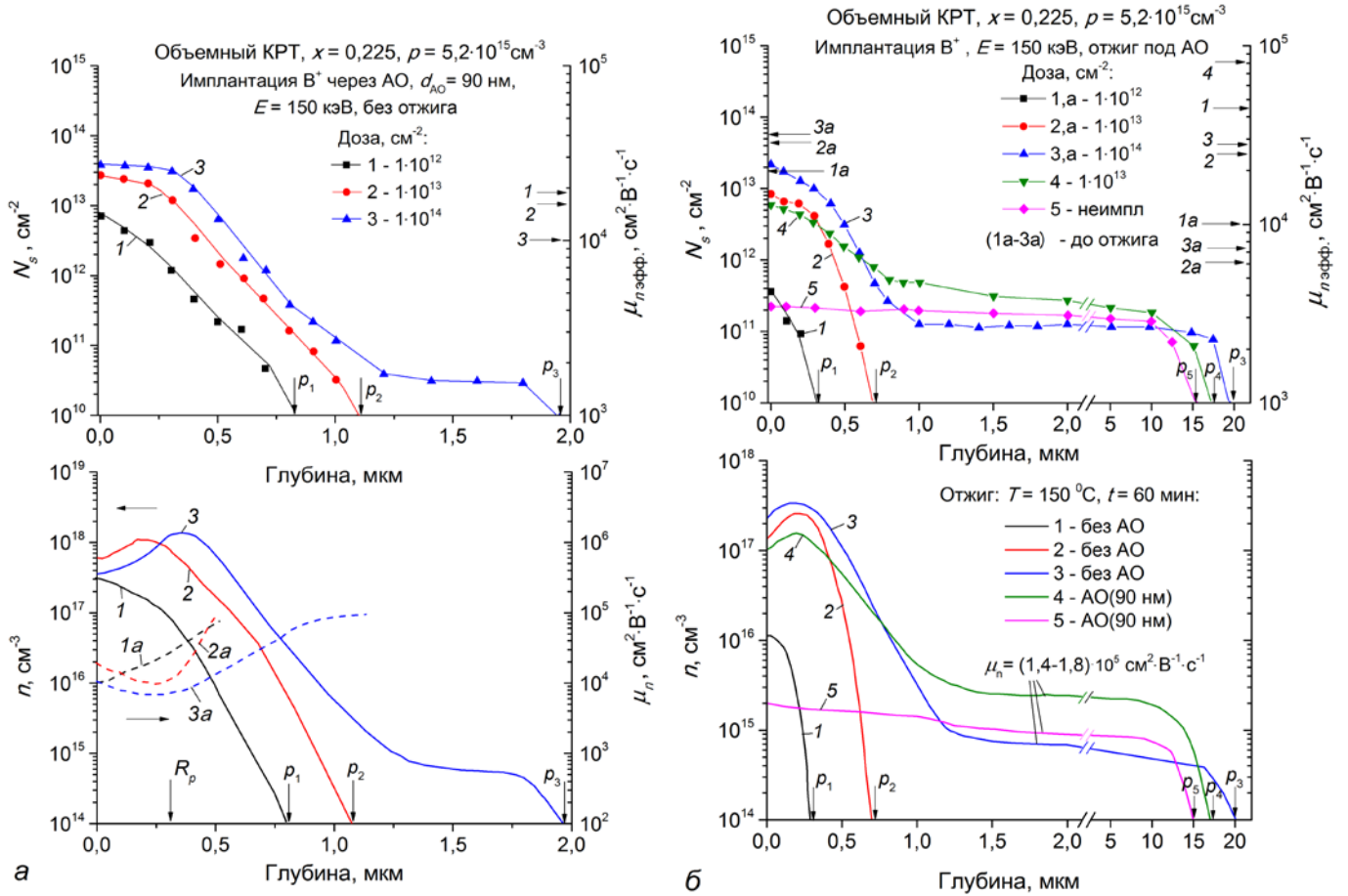


Рис. 10 – Распределение по глубине N_s , n и μ_n в p -КРТ типа, неимплантированном (б, кривая 5) и имплантированном ионами V^+ с энергией 150 кэВ различными дозами (а, кривые 1–3 и б, кривые 1–4): а – 1, 2, 3 – имплантация через АО толщиной 90 нм; б – 1, 2, 3, а – имплантация без покрытия, 4 – имплантация через АО толщиной 90 нм. Доза: 1(а, б) – $1 \cdot 10^{12}$; 2(а, б) – $1 \cdot 10^{13}$; 3(а, б) – $1 \cdot 10^{14}$; 4(б) – $1 \cdot 10^{13}$ см^{-2} . Условия отжига: а – без отжига; б – (1а–3а) – N_s до отжига, (1–5) отжиг $T = 150$ $^{\circ}\text{C}$, $t = 60$ мин. без покрытия (1–3) и под АО (4, 5).

Количество междоузельной ртути, способной диффундировать в глубь КРТ, в данном источнике существенно зависит от дозы внедряемых ионов. При небольших дозах ($D \leq 10^{13}$ см^{-2}) ее количества недостаточно для формирования n^- -слоя как в процессе самой имплантации, так и при последующем отжиге. Поэтому, с целью создания n^+-n^- -р структур, необходимо внедрять большие дозы ($D > 10^{13}$ см^{-2}) ионов V^+ .

В четвертом разделе рассматривается роль температуры имплантации ионов V^+ на процесс формирования n^+-n^- -р структуры. Установлено, что имплантация легких ионов V^+ в p -КРТ при повышенной температуре в интервале 90–130 $^{\circ}\text{C}$ приводит к формированию n^+-n^- -р структуры с гораздо большей глубиной n^- -слоя, по сравнению с постимплантационными отжигами при аналогичных температурах и длительностях, что обусловлено радиационно-стимулированной активацией процесса диффузии смещенных атомов ртути вследствие возбуждения электронной подсистемы. Внедрение ионов V^+ при $T = 200$ –250 $^{\circ}\text{C}$ создает резкий n^+-p переход, глубина которого определяется пространственным распределением примесно-дефектных комплексов, зависящего от энергии ионов, при этом достигается меньший уровень легирования и более высокая подвижность электронов, чем в случае имплантации ионов V^+ при комнатной температуре. Имплантация небольших доз ($D \leq 3 \cdot 10^{13}$ см^{-2}) ионов V^+ при температуре 90–100 $^{\circ}\text{C}$ с целью формирования n^+-n^- -р структур в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа может служить альтернативой технологии I^2/DMD .

Обнаружено, что низкотемпературная имплантация при $T = 80$ К больших доз ионов бора $\sim 10^{15}$ см^{-2} приводит как к подавлению процесса формирования n^+-n^- -р структуры, так и к значительному снижению концентрации электронов в n^+ -слое по сравнению с имплантацией при комнатной температуре. Откуда следует, что большая концентрация не успевших отжечься структурных дефектов,

которые генерируются при низкотемпературной имплантации и являются стоками, нейтрализующими радиационные донорные дефекты, уменьшает концентрацию электронов в n^+ -слое и его глубину, а также подавляет формирование n^- -слоя. Распределение концентрации электронов по глубине в n^+ -слое, полученное в случае имплантации при $T = 80$ К, точно совпадает с профилем распределения атомов бора, тогда как имплантация при $T = 300$ К приводит к существенному расширению n^+ -слоя за область пространственного распределения внедренного бора вследствие миграции малоподвижных донорных дефектов, не связанных с атомами бора в примесно-дефектные комплексы. Следовательно, в процессе нагрева до комнатной температуры имплантированного при $T = 80$ К образца КРТ, происходит частичная электрическая активации внедренных атомов бора.

В пятом разделе представлены экспериментальные результаты по низкотемпературной электрической активации имплантированных в объемные кристаллы КРТ и гетероэпитаксиальные слои КРТ атомов бора и азота при отжигах под анодным окислом. Впервые показано, что двухступенчатый отжиг p -КРТ под анодным окислом при $T = 200\text{--}250$ °С полностью устраняет дефекты донорного типа и активирует имплантированные с энергией $100\text{--}300$ кэВ и дозой $1 \cdot 10^{13}\text{--}4 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$ атомы бора. Бор во время отжига под АО практически не диффундирует в объем полупроводника. Процесс электрической активации внедренных атомов бора происходит одновременно с отжигом и диффузией донорных дефектов. Коэффициент использования примеси лежит в интервале $0,03\text{--}14$ %. Он снижается с увеличением дозы и растет в случае внедрения ионов B^+ в нагретую до температуры 250 °С подложку. Снижение эффективности активации атомов бора с ростом дозы внедряемых ионов B^+ свидетельствует о том, что при большей концентрации атомы бора связываются в более устойчивые нейтральные примесно-дефектные комплексы, чем при меньших концентрациях. Для распада этих комплексов и частичного высвобождения из них атомов бора нужны либо высокие температуры активационного отжига, либо термоудары, о чем свидетельствует увеличение эффективности электрической активации внедренных атомов бора в ГЭС КРТ МЛЭ в процессе термоциклирования от $T = 77$ К до комнатной температуры.

Показано, что “спектр подвижности” с многозонной подгонкой является эффективным методом контроля процесса электрической активации имплантированного бора в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при низкотемпературных отжигах под АО.

Внедренные атомы азота, являющиеся акцепторами, эффективно компенсируют радиационные донорные центры, генерированные как *in-situ* в процессе ионной бомбардировки, так и в процессе предварительной имплантации донорной примеси – бора. Установлено, что имплантированный азот, в отличие от бора, является быстро диффундирующей, акцепторной примесью в $Cd_xHg_{1-x}Te$. Эффективность активации внедренных атомов азота в ГЭС КРТ МЛЭ с увеличением дозы от $1 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$ до $1 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$ уменьшается с $6,9$ % до $1,4$ % и существенно возрастает в процессе термоциклирования от $T = 77$ К до комнатной температуры.

Пятая глава посвящена ионно-лучевому травлению и плазменной обработке объемных кристаллов и гетероэпитаксиальных структур $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -типа.

В первом разделе рассматриваются особенности формирования n^+-n^-p структур при ионно-лучевом травлении объемных кристаллов p -КРТ различного состава. В начале раздела обсуждается возможный механизм формирования n^+-n^-p структуры при ИЛТ. Ионы Ag^+ , бомбардирующие поверхность КРТ при ИЛТ с энергиями $0,5\text{--}1$ кэВ, проникают на глубину всего лишь единиц нанометров, то есть всего на несколько постоянных решетки, которая для $Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te$ составляет $0,646$ нм. Расчеты методом SRIM-2013 распределения внедренных в $Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te$ с энергией $0,5$ кэВ атомов Ag и распределение смещенных атомов Hg , Te и Cd показывают, что максимум смещений атомов соединения $Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te$ приходится на окрестность $R_p \pm \Delta R_p = 2,6 \pm 1,6$ нм и количество смещенных атомов Hg на порядок превышает количество смещенных атомов Cd и в 6 раз – атомов Te .

Как было показано в главе 3, *in-situ* формирование n^+-n^-p структуры происходит только при имплантации легких ионов (He^+ , B^+ , N^+), тогда как при внедрении тяжелых ионов (Ag^+ , Xe^+) образуются только резкие n^+ - p переходы. Одной из характерных и интересных особенностей формирования n^+-n^-p структуры в процессе имплантации легких ионов B^+ является то, что глубина слаболегированного n^- -слоя увеличивается с уменьшением энергии. При высоких энергиях ионов Ag^+ ($E = 100$ кэВ) разупорядоченные области, содержащие большое количество смещенных атомов в решетке КРТ, в процессе релаксации энергии трансформируются в крупные структурные дефекты и

нейтральные примесно-дефектные комплексы, являющиеся стоками для подвижных донорных дефектов (In_{Hg}), поэтому n^- -слой не образуется.

В случае низкоэнергетического ионно-лучевого травления Ag^+ ($E = 0,5$ кэВ) средний размер разупорядоченной области, вмещающей в себя все смещенные атомы соединения $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, охватывает объем ~ 2 нм³, который занимают всего 6–7 элементарных ячеек. Если разупорядоченные области, которые локализуется в поверхностном слое глубиной до 8 нм, куда проникают ионы Ag^+ , представить в виде сферического образования, то их средний радиус будет ~ 1 нм, сопоставимый с постоянной решетки. Очевидно, что разупорядоченные области такого маленького размера не могут трансформироваться в крупные структурные дефекты-стоки (для их образования просто не хватит “строительного” материала из смещенных атомов и вакансий) и, по-видимому, “самоотжигаются” при взаимной аннигиляции дефектов в течение времени релаксации $\sim 10^{-9}$ с, (релаксация энергии в происходит за время периода тепловых колебаний решетки $\sim 10^{-12}$ с) при этом некоторое количество смещенных междоузельных атомов Hg могут не встроиться обратно в решетку КРТ и, в отсутствие крупных дефектов-стоков, начинают быстро диффундировать в объем в кристалла на большую глубину, вследствие чего происходит $p \rightarrow n$ конверсия и формируется n^+-n^- - p структура. Оставшиеся от релаксации разупорядоченных областей кластеры, состоящие из небольшого количества вакансий и междоузельных атомов, в процессе ИЛТ формируются в мелкие дислокационные петли. Часть In_{Hg} стекает на дислокационные петли-стоки в поле упругих напряжений, создаваемых ими вокруг себя, формируя приповерхностный сильнолегированный n^+ -слой.

Следует иметь в виду, что не все упругие потери энергии ионов Ag^+ идут на дефектообразование. На смещение атомов решетки идет только та часть энергии в каскаде соударений, которая превышает пороговую энергию смещения (E_d), а оставшаяся, довольно значительная доля упругих потерь энергии, которая меньше E_d , передается фононам, то есть идет на возбуждение тепловых колебаний. В конечном итоге, в тепло превращается и та часть энергии, которая пошла на ионизацию, поскольку характерное время передачи энергии от электронной подсистемы к ионной составляет $\sim 10^{-13}$ – 10^{-12} с, что соизмеримо с временем торможения ионов ($\sim 10^{-13}$ с). Согласно расчетам SRIM-2013, для ионов Ag^+ с $E = 0,5$ кэВ доля энергии, идущей на ионизацию ($\varepsilon_{\text{ион.}}$), составляет 27 %, дефектообразование ($\varepsilon_{\text{деф.}}$) – 32 %, а передается фононам ($\varepsilon_{\text{фон.}}$) – 41 %. Плотность мощности ионного пучка (P), бомбардирующего поверхность в процессе ИЛТ, при типичной плотности тока (j) 0,2 мА/см² и энергии ионов Ag^+ 0,5 кэВ составляет $P = 0,1$ Вт/см². Эта плотность мощности на порядок больше величины $P = 0,01$ Вт/см² при ионной имплантации Ag^+ с типичными режимами $j = 0,1$ мкА/см² и $E = 100$ кэВ. Отметим, что при энергии ионов Ag^+ 100 кэВ потери составляют: $\varepsilon_{\text{ион.}} = 44$ %, $\varepsilon_{\text{деф.}} = 23$ % и $\varepsilon_{\text{фон.}} = 33$ %.

Температура мишени в процессе ионно-лучевого травления оказывает большое влияние на распространение фронта $p \rightarrow n$ конверсии. Из решения дифференциального уравнения баланса энергии при радиационном нагреве (в отсутствие принудительного теплоотвода от мишени) получена аналитическая зависимость температуры КРТ от времени обработки и плотности тока пучка ионов, как варьируемого параметра. Расчеты показывают, что при энергии ионов Ag^+ 0,5 кэВ и плотности тока в интервале 0,1–0,5 мА/см² образец КРТ нагревается до максимальной температуры 50–125 °С в течение 3–4 минут, что, как правило, меньше времени типичного процесса ИЛТ. Все эксперименты по ионно-лучевому травлению КРТ выполнялись с охлаждением проточной водой столика, на котором закреплялся образец.

Подтверждено [23], что процесс $p \rightarrow n$ конверсии при ИЛТ Ag^+ в вакансионно легированных объемных кристаллов $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ подчиняется диффузионному соотношению $d_n \propto \sqrt{jt / (N_A - N_D)}$, а глубина конвертированного слоя уменьшается с ростом состава и исходной концентрации дырок $p = N_A - N_D$. Показано, что для кристаллов p -КРТ состава $x = 0,200$ – $0,210$, как подвергнутых ИЛТ при комнатной температуре, так и после отжига под АО при $T = 200$ °С, наблюдаются близкие величины параметра диффузии $d_n^2 / t = (2\text{--}7) \cdot 10^{-9}$ см²/с, которые свидетельствует о том, что коэффициенты диффузии ртути для данных процессов практически одинаковые, однако механизм активации диффузии атомов Hg различен. Процессы, происходящие при низкоэнергетической ионной имплантации, когда формируются глубокие n^- -слои в n^+-n^- - p структуре и ионно-лучевое травление имеют одинаковый механизм активации диффузии смещенных атомов ртути – возбуждение электронной подсистемы кристалла.

Впервые обнаружено, что ионно-лучевое травление кристаллов p -КРТ повышенного состава $x = 0,250\text{--}0,265$ приводит к формированию n^+-n^--p структуры с глубоководкомпенсированным n^-- слоем с очень низкой проводимостью, величина которой в несколько раз ниже, чем проводимость объема $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа, тогда как в p -КРТ с составом $x = 0,20\text{--}0,22$ формируется только n^+-n^- - p структура (рис. 11). Оценка концентрации электронов в n^-- слое дает величину $n^- \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

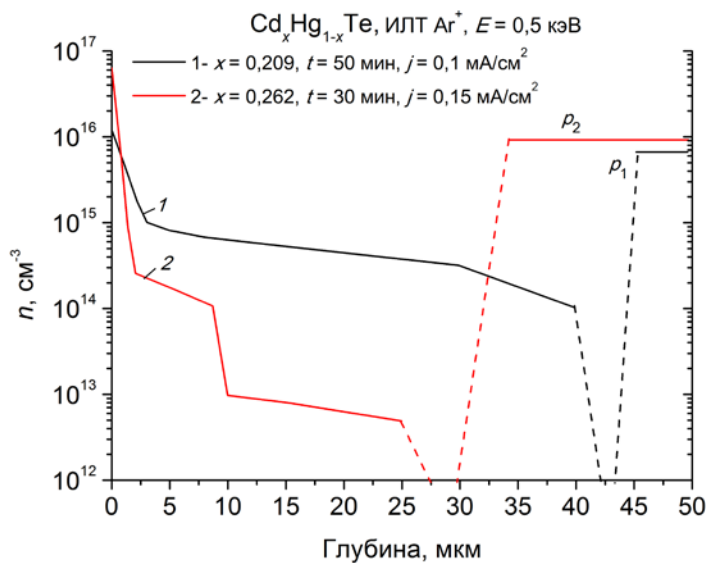


Рис. 11 – Распределение n по глубине для образцов p -КРТ подвергнутых ИЛТ Ag^+ с $E = 0,5 \text{ кэВ}$ и $j = 0,1$ (1) и $0,15$ (2) мА/см^2 в течение 50 (1) и 30 (2) мин. Состав x : 1 – $0,209$; 2 – $0,262$. 1 – n^+-n^- - p структура, 2 – n^+-n^--p структура.

узельные атомы Hg успевают продиффундировать за время обработки. Поэтому на “хвосте” профиля распределения, где полной компенсации акцепторов не произошло, концентрация электронов на порядок ниже, чем в n^- -слое, в котором междоузельные атомы Hg полностью скомпенсировали собственные вакансии.

Во втором разделе приводятся экспериментальные результаты по влиянию состава варизонного слоя на формирование n^+-n^- - p структур при ионно-лучевом травлении ГЭС КРТ МЛЭ. Процесс ИЛТ Ag^+ с энергией $0,5 \text{ кэВ}$ проводился с плотностью тока $0,1\text{--}0,3 \text{ мА/см}^2$ и длительностью $5\text{--}20$ мин. Исследование зависимости слоевой концентрации электронов от времени ИЛТ показывает, что в течение $10\text{--}20$ минут для всех структур ГЭС КРТ МЛЭ с составом поверхности $x_s = 0,22\text{--}0,56$ наступает насыщение величины N_s на уровне $1,3\cdot 10^{12}\text{--}4,4\cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, причем, чем выше состав x_s , тем меньше N_s . Эффект насыщения слоевой концентрации наблюдается также и на зависимости N_s от плотности тока.

Такое насыщение, в первую очередь, обусловлено тем, что сформированный в приповерхностной области ГЭС КРТ МЛЭ n^+ -слой глубиной $0,5\text{--}1 \text{ мкм}$ с высокой концентрацией электронов на уровне $10^{16}\text{--}10^{17} \text{ см}^{-3}$, независимо от состава поверхности x_s , практически не меняется по глубине с увеличением времени травления и плотности тока. Режимы ИЛТ и состав приповерхностной области существенно влияют только на глубину n^- -слоя с низкой концентрацией электронов. В отличие от n^+ -слоя, на процесс формирования n^- -слоя состав поверхности x_s оказывает существенное влияние. Для образцов с составом $x_s = 0,22\text{--}0,33$ при всех режимах ИЛТ наблюдается полная $p \rightarrow n$ конверсия на всю толщину образца ($d = 10 \text{ мкм}$), а для составов $x_s = 0,49\text{--}0,56$ глубина n^- -слоя резко уменьшается при одинаковых режимах ИЛТ. Концентрация электронов в n^- -слое для всех составов x_s и режимов ИЛТ составляет величину $n = (1\text{--}3)\cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, подвижность $\mu_n = (5\text{--}9)\cdot 10^4 \text{ см}^2\cdot\text{В}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$.

Анализ экспериментальных данных позволил сделать вывод, что процесс ИЛТ в ГЭС КРТ МЛЭ с градиентом состава в приповерхностной области отличен от ИЛТ в однородных гетеропитаксиальных структурах и кристаллах КРТ. Это подтверждает существенное различие в результатах, полученных для образца без варизонного слоя с $x_s = 0,22$ и образцов с варизонными слоями с $x_s = 0,33\text{--}0,56$. Воздействие низкоэнергетических ионов Ag^+ на поверхность ГЭС КРТ МЛЭ, которая с

В холловских измерениях n^-- слой проявляется после травли верхних n^+ - и n^- -слоев: в зависимости слоевой проводимости от глубины травления наблюдается явно выраженный минимум в той области, где толщина n^-- слоя максимальна. При ионно-лучевом травлении толщина n^-- слоя зависит от дозы ионов Ag^+ и составляет величину от 5 до 15 мкм . Формирование n^-- слоя обусловлено тем, что в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с большим составом $x = 0,250\text{--}0,265$ содержание атомов ртути на $7\text{--}9\%$ ниже, чем у $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с составом $x = 0,20\text{--}0,22$. Вследствие этого, в процессе ионной обработки p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с составом $x = 0,250\text{--}0,265$ количество генерируемой на поверхности междоузельной ртути, за счет диффузии которой происходит $p \rightarrow n$ конверсия типа проводимости, недостаточно для полной компенсации акцепторов – вакансий ртути по всей толщине слоя вплоть до глубины, до которой междо-

увеличением x , все больше обедняется ртутью, отличается от воздействия на поверхность образца с однородным составом $x = 0,22$. Аналогичные выводы были сделаны при исследовании ионной имплантации бора в ГЭС КРТ МЛЭ с различными варизонными слоями. С уменьшением содержания ртути на поверхности меняется как кинетика образования и поверхностная концентрация свободной междоузельной ртути, которая в процессе ИЛТ диффундирует в объем кристалла, так и кинетика распыления поверхности вследствие различной энергии активации данного процесса для поверхности с изменяющимся составом.

В третьем разделе рассматриваются процессы формирования n^+-n^-p и $n^+-n^-n^-p$ структур при обработке объемного p -КРТ в плазме водорода и аргона. Установлено, что обработка в плазме газов Ag и H_2 объемных кристаллов p - $Cd_xHg_{1-x}Te$ с $x = 0,217-0,25$ без приложения ускоряющего напряжения позволяет получать очень глубокие (до 130 мкм) слои n -типа проводимости с высокими электрофизическими характеристиками. Концентрация электронов в n^+ -слое составляет величину $(2-4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, которая на порядок выше, чем при ионно-лучевом травлении Ag^+ .

Обнаружено пороговое значение плотности тока ВЧ-разряда ($j = 4 \text{ мкА/см}^2$), ниже которого $p \rightarrow n$ конверсия типа проводимости под действием плазмы не наблюдается. Параметр диффузии ртути $d_n^2/t \approx (3-4) \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}$ при плазменной обработке на порядок больше, чем при ионно-лучевом травлении, что обусловлено более высокой концентрацией смещенных атомов Hg в поверхностном диффузионном источнике вследствие отсутствия распыления поверхности при плазменной обработке. Столь быстрая диффузия междоузельных атомов ртути при плазменной обработке, также, как и при низкоэнергетической ионной имплантации бора и ИЛТ Ag^+ , является радиационно-стимулированной диффузией, которая активируется, возбуждением электронной подсистемы, вызываемой бомбардировкой поверхности КРТ низкоэнергетичными ($E \sim 10 \text{ эВ}$) частицами плазмы.

При добавлении паров серной кислоты в плазму процесс $p \rightarrow n$ конверсии типа проводимости не происходит ни при каких режимах обработки, поскольку пары серной кислоты в процессе воздействия плазмы удаляют высвобождаемую ртуть с поверхности, то есть поверхностный источник атомов Hg отсутствует.

Плазменная обработка нагретого до температуры $100-150^\circ\text{C}$ p -КРТ не формирует n^+-n^-p структуры, как это происходит без нагрева, а образуется только слаболегированный n^- -слой без поверхностного n^+ -слоя. Обработка в плазме Ag p -КРТ ($x = 0,25, p = 5,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), нагретого до 100°C , в течение 20 мин сформировала n^- -слой глубиной 40 мкм с параметрами $N_s = 1,3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $\mu_{n \text{ эфф.}} = 1,1 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, при этом в поверхностном слое концентрация электронов составила $8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. По-видимому, малоподвижные радиационные дефекты донорного типа, ответственные за формирование сильнолегированного n^+ -слоя, в случае “горячей” плазменной обработки успевают отжигаться уже при низкой температуре подложки, в отличие от дефектов, созданных ионной бомбардировкой при повышенной температуре. Часть междоузельной ртути, не успевшей встроиться обратно в решетку, быстро диффундирует в объем кристалла и заполняет вакансии ртути.

Так же, как и при ИЛТ, плазменная обработка КРТ состава $x = 0,250$ приводит к формированию $n^+-n^-n^-p$ структуры. Формирование глубококомпенсированного n^- -слоя в p -КРТ с $x \geq 0,25$ связано с недостаточным количеством генерированных на поверхности междоузельных атомов Hg, по сравнению с КРТ более низкого состава $x < 0,22$, чтобы полностью заполнить собственные вакансии по всей глубине кристалла, куда они успевают продиффундировать за время обработки.

В четвертом разделе приводятся экспериментальные доказательства влияния дефектов-стоков на процессы формирования n^+-n^-p структуры в p -КРТ при имплантации ионов бора. Установлено, что созданные предварительной имплантацией ионов B^+ в объемных кристаллах КРТ структурные нарушения, блокируют формирование глубокого n^- -слоя при последующей плазменной обработке в аргоне. Аналогичные эксперименты по влиянию предварительно введенных имплантацией ионов B^+ дефектов на формирование n^- -слоя были поставлены и для ионно-лучевого травления Ag^+ ГЭС КРТ МЛЭ p -типа. Они подтвердили, что в сформированной при имплантации ионов B^+ n^+-n^-p структуре при последующем ионно-лучевом травлении ионами Ag^+ дальнейшее увеличение глубины n^- -слоя не происходит (рис. 12).

Данный эффект обусловлен тем, что в предварительно имплантированном высокоэнергетичными ионами B^+ ГЭС КРТ МЛЭ формируются дефекты-стоки для междоузельной ртути, генерируемой при последующем ИЛТ низкоэнергетичными ионами Ag^+ .

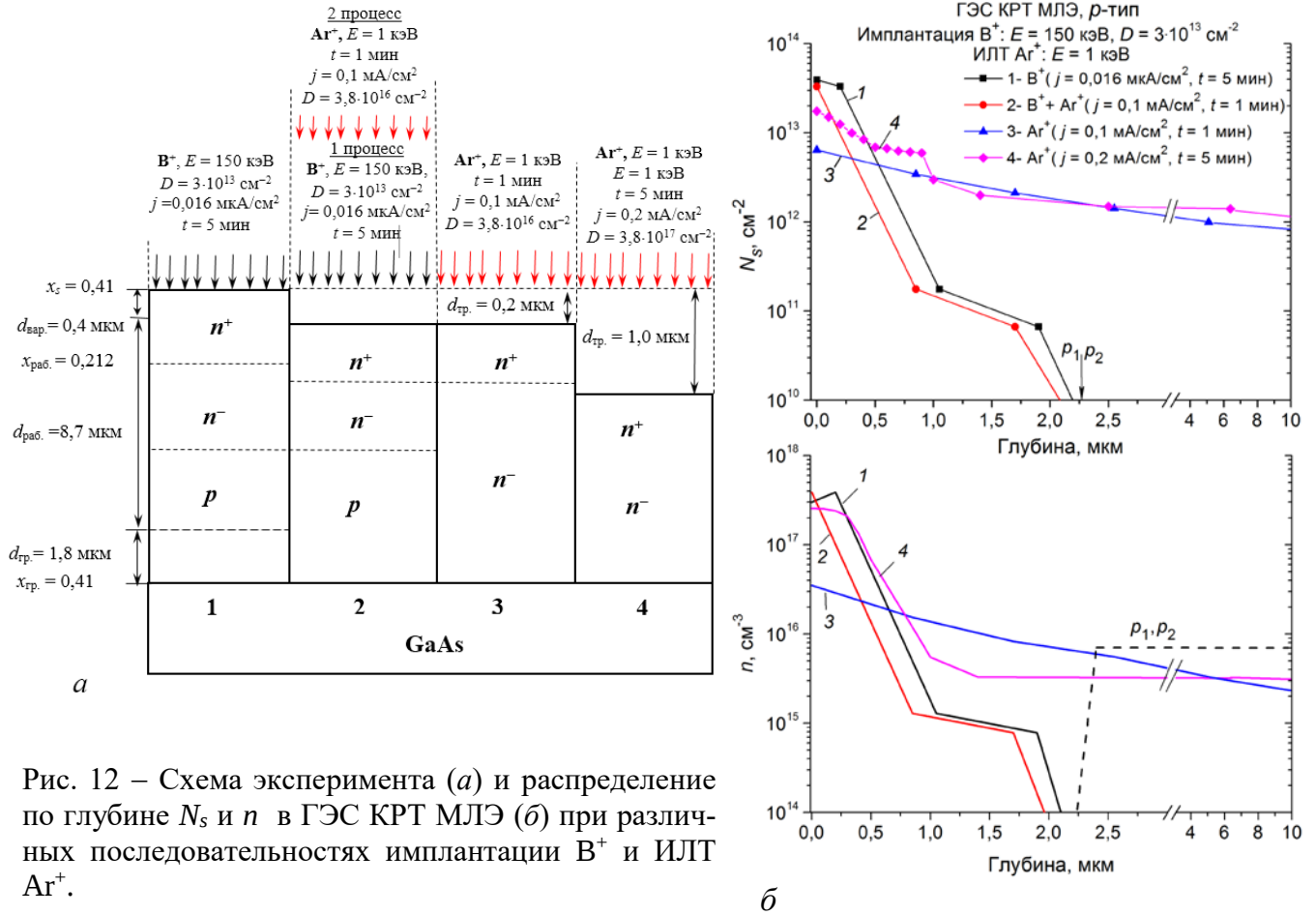


Рис. 12 – Схема эксперимента (а) и распределение по глубине N_s и n в ГЭС КРТ МЛЭ (б) при различных последовательностях имплантации B^+ и ИЛТ Ar^+ .

Таким образом, совокупность экспериментальных данных по влиянию предварительно введенных ионной бомбардировкой нарушений кристалла на процесс формирования n^+n^-p структуры при ионно-лучевом травлении и плазменной обработке, отжигу под анодным окислом предварительно имплантированных ионами B^+ кристаллов КРТ, являются прямым подтверждением предложенной нами модели, что *in-situ* формирование n^+n^-p структуры в процессе имплантации в p -КРТ легких ионов происходит вследствие миграции вглубь кристалла не захваченных на стоки подвижных донорных дефектов – междоузельных атомов Hg, а также подтверждением модели “Bubulac” формирования глубоких n - p переходов в p -КРТ при постимплантационных отжигах за счет диффузии смещенных атомов ртути.

В шестой главе представлены результаты исследования лазерной оптической стойкости гетероэпитаксиальных структур и имплантированных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

Для экспериментов использовались структуры ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ n - и p -типа. Образцы ГЭС КРТ МЛЭ в рабочем слое имели состав $x = 0,209\text{--}0,220$, а в верхнем варизонном слое – $x_s = 0,45\text{--}1,0$. У некоторых образцов после широкозонного слоя специально выращивалась ступенька повышенного состава с $x = 0,250$ в рабочем слое глубиной 2,5 мкм. В ГЭС КРТ МЛЭ n -типа концентрация электронов составляла величину $n = (2\text{--}9) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, подвижность – $\mu_n = (0,6\text{--}1,0) \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. ЖФЭ КРТ n -типа имел состав $x = 0,216\text{--}0,218$, концентрацию электронов $n = (0,2\text{--}1,1) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и подвижность электронов $\mu_n = (0,9\text{--}1,1) \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. В гетероэпитаксиальных структурах КРТ p -типа концентрация дырок имела значение $p = (0,6\text{--}1,2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, подвижность – $\mu_p = 470\text{--}570 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. В часть образцов ГЭС КРТ МЛЭ p -типа, имеющих в рабочем слое ступеньку повышенного состава ($x = 0,25$), была проведена имплантация ионов бора с энергией 100 кэВ, дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Структуры со стороны слоя КРТ были облучены: (1) при температуре 295 и 78 К мощными импульсами гибридного CO_2 -лазера с длиной волны 9,47 мкм (Научно-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-электронных приборов, г. Сосновый Бор Ленинградской области) [24]. Диаметр лазерного луча составлял 5,5 мм. Профиль пучка был близок к гауссову. Оптическая система была отъюстирована так, чтобы однородно облучать в криостате образцы площадью 4×4

мм². Длительность импульса по уровню 0,5 составляла 300 нс, средняя плотность энергии, падающей на образец, варьировалась в интервале от 0,07 до 0,30 Дж/см². При измерении пропускания образцов на длине волны 9,47 мкм также использовался маломощный (несколько мВт) квазинепрерывный режим излучения; (2) при комнатной температуре импульсами YAG/Nd³⁺-лазера, генерирующего в режиме модулированной добротности излучение на длине волны 1,06 мкм (лазер ЛТИ-345, ОАО “НИИ “Полус” им. М. Ф. Стельмаха”, г. Москва). Длительность импульса YAG/Nd³⁺-лазера на полувысоте имела значение 15 и 25 нс. Диаметр пучка составлял 10 мм. Излучение YAG/Nd³⁺-лазера характеризуется высокой стабильностью по мощности и достаточно степенью однородности в площади сечения пучка. Ослабление энергии пучка проводилось с помощью фильтров НС-6, ТС-1, ФС-6. Плотность мощности падающего на образец излучения лазера на неодиме в импульсе варьировалась от 1,5 до 13,5 МВт/см². Часть структур была облучена импульсами очень большой интенсивности ($\tau_n = 11$ нс, энергия 175 мДж, плотность мощности 20 МВт/см²); (3) при комнатной температуре импульсами химического DF-лазера (Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка Московской области), излучающего на длине 3,8–4,2 мкм. Химический DF-лазер имел диаметр лазерного луча 68 мм, длительность импульса – 2 мкс на полувысоте, 4 мкс у основания, расходимость пучка – $1,5 \cdot 10^{-3}$ рад. Полная энергия в импульсе составляла 50 Дж. Излучение DF-лазера проходило через пластину СаF₂, от которой частично отраженный луч (коэффициент отражения $R = 5,9$ %) попал на измеритель мощности ИКТ-1Н. Прошедший луч с помощью плоского медного зеркала 1 ($R = 95$ %) направлялся на сферическое медное зеркало 2 с фокусным расстоянием 390 см, формировавшего конус излучения, в который помещался облучаемый образец. Изменением расстояния от облучаемого образца до сферического зеркала плотность мощности импульсов DF-лазера варьировалась в интервале 1,35–10,2 МВт/см².

Электрофизические свойства облученных гетероэпитаксиальных структур КРТ исследовались методом дифференциального эффекта Холла. Поверхность исходных и облученных мощными импульсами YAG/Nd³⁺- и DF-лазеров образцов исследовалась методом электронной спектроскопии для химического анализа (ЭСХА) на установке “Microlab МК II”, на сканирующем электронном микроскопе “JEOL”, оптическом цифровом микроскопе фирмы “Nikon”, профилометре “Dektak-8” и оптическом профилометре “Woko NT 9100 Surface profiler” фирмы Veeco Instr. Inc. Также на Фурье-спектрометре “Инфралюм ФТ- 02” при комнатной температуре измерялись спектры отражения и пропускания исходных и облученных образцов.

В первом разделе приводятся экспериментальные результаты по нелинейному поглощению мощного импульсного длинноволнового ИК-излучения СО₂-лазера в гетероэпитаксиальных структурах Cd_xHg_{1-x}Te. Впервые установлено, что мощное импульсное ИК-излучение СО₂-лазера в области фундаментального поглощения приводит к просветлению ГЭС КРТ МЛЭ. При плотности мощности (P) порядка 10^6 Вт/см² пропускание образца при $T = 78$ К близко к пропусканию при $T = 295$ К и в 3 раза выше, чем пропускание при малой мощности. Такое поведение пропускания при большой мощности можно объяснить тем, что на начальной стадии облучения происходит мгновенный разогрев образца и он “просветляется”, поэтому часть оставшейся энергии импульса уходит уже из разогретого образца. Следовательно, перегрева образца ГЭС КРТ МЛЭ, в приповерхностной области не происходит. Подтверждением этому служит отсутствие каких-либо видимых изменений поверхности при сравнении в оптическом микроскопе исходных и облученных образцов. В спектрах ИК-отражения и пропускания измеренных на Фурье-спектрометре при $T = 295$ К облученных импульсами СО₂-лазера большой мощности с плотностью энергии 0,3 Дж/см² ($P = 10^6$ Вт/см²) образцов также не наблюдается никакого существенного отличия от исходных структур. По сравнению с коротковолновым импульсным облучением неодимовым лазером с сопоставимой плотностью мощности, это просветление существенно снижает эффективность лазерного воздействия на КРТ, что подтверждают измерения как эффекта Холла, так и оптического ИК-отражения. Измерения эффекта Холла показали, что для ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ n -типа с низкой концентрацией электронов порядка $2 \cdot 10^{14}$ см⁻³ критической плотностью энергии импульсного облучения на длине волны 9,47 мкм является величина 0,3 Дж/см², при которой начали проявляться незначительные изменения концентрации и подвижности электронов. Образцы ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ n -типа с концентрацией электронов порядка 10^{15} см⁻³ и ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с концентрацией дырок порядка 10^{16} см⁻³ не чувствительны к импульсному облучению СО₂-лазера вплоть до плотности мощности 10^6 Вт/см².

Во втором разделе рассматривается математическая модель тепловых процессов в Cd_xHg_{1-x}Te в поле лазерного излучения и проведен расчет тепловых полей в ГЭС КРТ МЛЭ при импульсном

облучении CO_2 -лазером на длине волны 9,47 мкм. Для нахождения распределения температуры по глубине образца использовалось одномерное уравнение теплопроводности, учитывающее то, что теплоемкость, теплопроводность и коэффициент поглощения лазерного излучения вещества мишени, зависят от состава x и температуры [25]. Расчет спектральных зависимостей коэффициента поглощения для ряда составов твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ $x = 0,20, 0,21$ и $0,22$ показал, что с ростом температуры образца коэффициент поглощения падает при меньших длинах волн. Аналогичный эффект наблюдается и с ростом величины x . Он оказывает существенное влияние на поведение температурных полей в мишени при мощном короткоимпульсном лазерном облучении. При расчете тепловых полей в качестве исходных данных использовались результаты эксперимента по облучению структур ГЭС КРТ МЛЭ CO_2 -лазером на длине волны 9,47 мкм, с длительностью импульса на половине высоты 300 нс, и плотностью энергии 0,07–0,3 Дж/см².

Эффект просветления ГЭС КРТ МЛЭ заключается в том, что в течение воздействия лазерного импульса образец начинает нагреваться вследствие поглощения энергии излучения (рис. 13), а в самом начале импульса образец имеет максимальный для него коэффициент поглощения. Затем, с ростом температуры мишени для приповерхностных слоев, коэффициент поглощения уменьшается, и излучение начинает проходить эти слои с меньшим поглощением (рис. 14), в результате чего снижается нагрев образца.

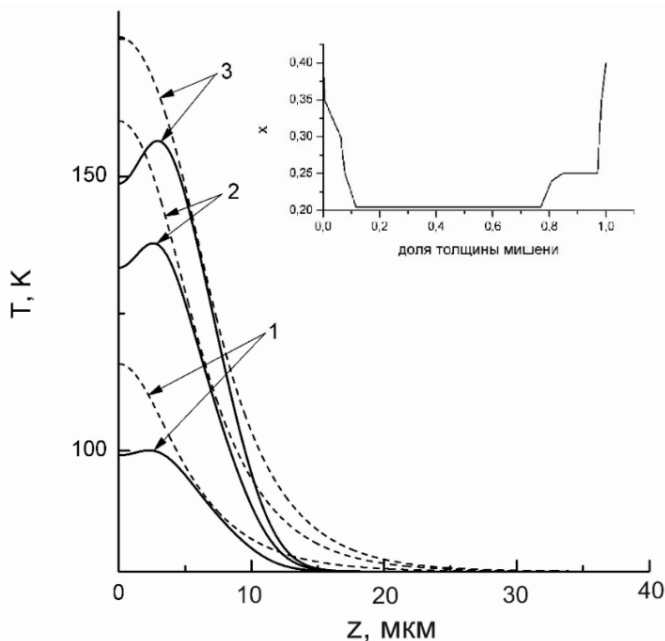


Рис. 13 – Профили температуры, рассчитанные с учетом зависимостей параметров ГЭС КРТ МЛЭ от температуры и распределения состава x , показанного на вставке. Кривые соответствуют моменту половины импульса для разных значений плотности энергии: 1 – 0,07; 2 – 0,2; 3 – 0,3 Дж/см². Пунктирные кривые – расчет для тех же параметров, состав мишени брался постоянным $x = 0,205$ по всей глубине структуры. Температура мишени 77 К.

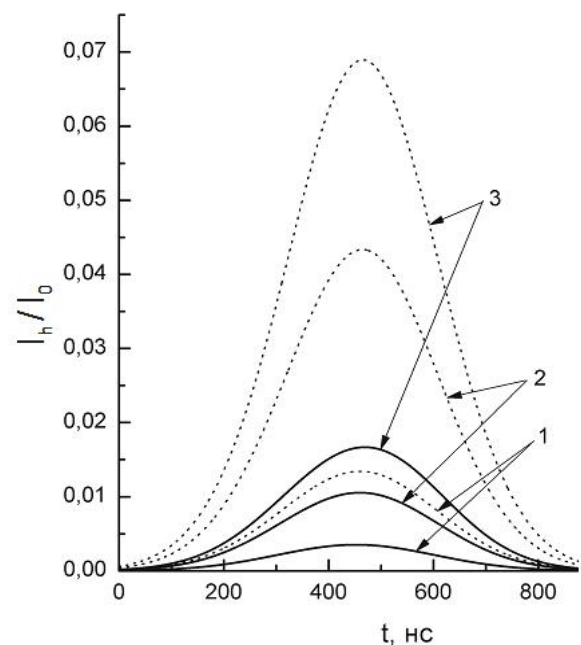


Рис. 14 – Зависимость относительного пропускания лазерного импульса через ГЭС КРТ МЛЭ от времени. Кривые соответствуют моменту половины импульса и рассчитаны для разных значений плотности энергии: 1 – 0,07; 2 – 0,2; 3 – 0,3 Дж/см². Пунктирные кривые – расчет профилей температуры для тех же параметров, состав мишени брался постоянным $x = 0,205$ по всей глубине структуры. Температура мишени 77 К.

Таким образом, излучение может проникать в более глубокие слои КРТ и, при достаточно большом коэффициенте поглощения, нагревать эти слои. Для тонких мишеней излучение может проходить сквозь мишень, поглощаясь в ней лишь частично.

В третьем разделе представлены результаты исследований электрофизических свойств гетероэпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p - и n -типа после воздействия мощного импульсного ИК-излучения твердотельного $\text{YAG}/\text{Nd}^{3+}$ -лазера и химического DF-лазера. Установлено, что заметное изменение электрофизических свойств облученных гетероэпитаксиальных структур КРТ наблюдается уже при плотности мощности 1,5 МВт/см². Эту величину интенсивности лазерного ИК-излучения

можно считать пороговой. Основными дефектами, генерируемыми мощными импульсами ИК-излучения в поглощающем слое гетероэпитаксиальных структур КРТ, являются дефекты акцепторной природы – вакансии ртути. Повышенная концентрация V_{Hg} приводит к формированию поверхностного сильнолегированного p^+ -слоя с концентрацией дырок $2 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, как в облученном лазером материале n -типа, так и p -типа.

Показано, что пространственное распределение генерируемых вакансий ртути зависит от интенсивности и длины волны лазерного излучения: дефекты, порождаемые импульсами YAG/Nd³⁺-лазера, концентрируются лишь вблизи поверхности в слое глубиной до 1 мкм (рис. 15), причем максимум концентрации дырок лежит на глубине 0,2–0,3 мкм, в то время как излучение DF-лазера создает дефекты в значительной части рабочего слоя гетероэпитаксиальной структуры КРТ (рис. 16).

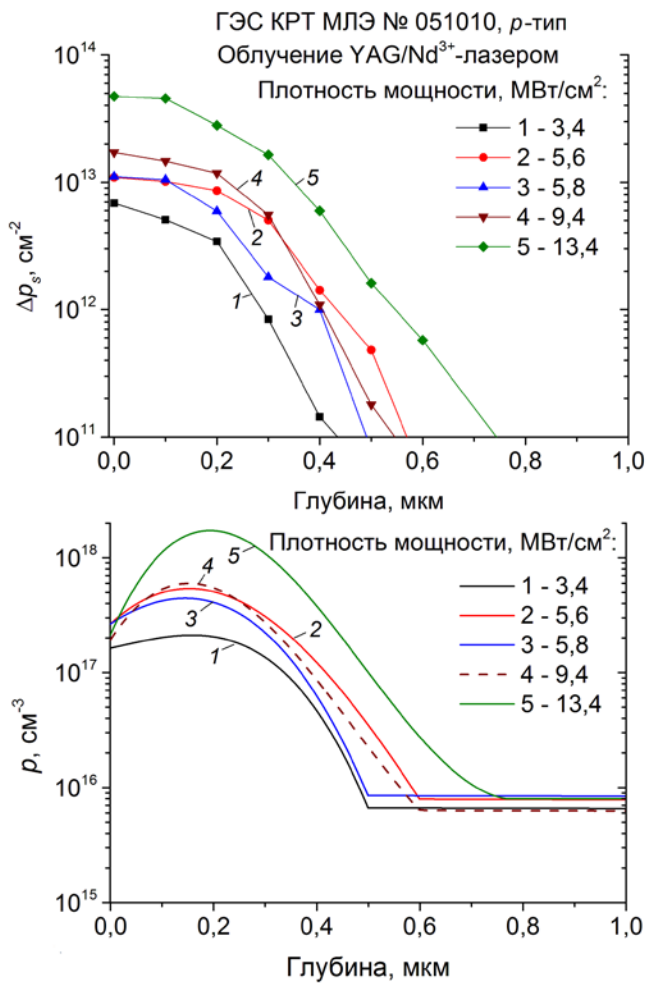


Рис. 15 – Распределение изменения слоевой концентрации Δp_s и концентрации дырок p по глубине ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при различной плотности мощности излучения YAG/Nd³⁺-лазера.

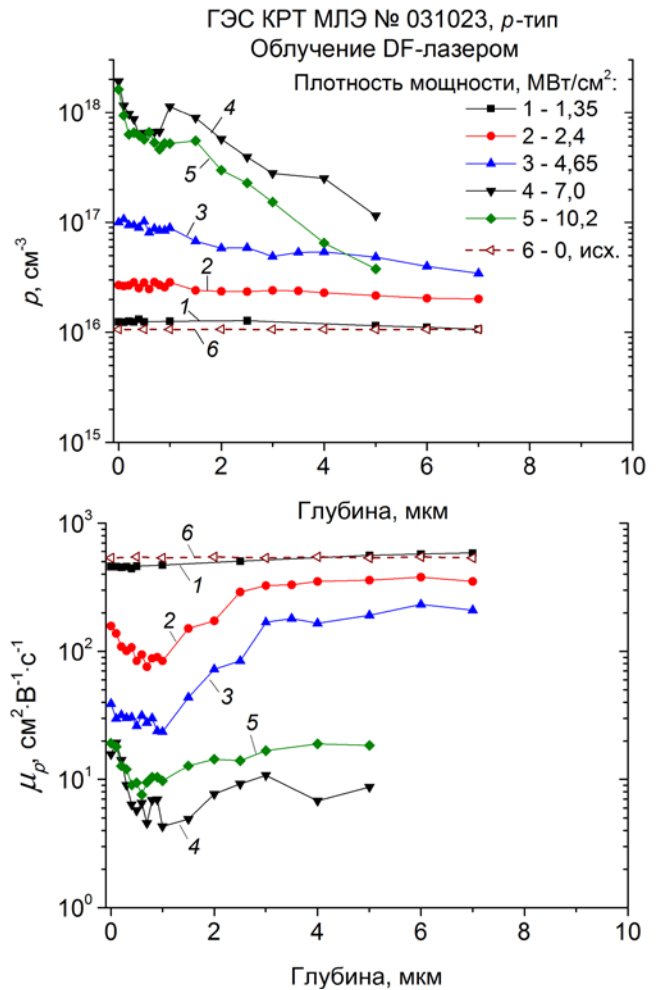


Рис. 16 – Распределение концентрации p и подвижности дырок μ_p по глубине ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при различной плотности мощности излучения DF-лазера.

Несколько неожиданный результат получен для ГЭС КРТ МЛЭ, покрытого защитной пленкой из Al_2O_3 . При плотности мощности 3,4 и 5,6 МВт/см² излучения YAG/Nd³⁺-лазера в образцах ГЭС КРТ МЛЭ с покрытием профиль концентрации p лежит глубже, чем в образцах без покрытия, а сама концентрация дырок возрастает. В данном эксперименте при высокой оптической мощности $P > 5 \text{ МВт/см}^2$ реализуются температуры, превышающие температуру плавления КРТ. Следовательно, можно предположить, что определяющий вклад в формирование p^+ -слоя вносит не процесс испарения ртути в течение лазерного импульсного воздействия, а вторичные тепловые процессы – расплавление и рекристаллизация приповерхностных областей гетероэпитаксиальных структур КРТ, что приводит к росту концентрации вакансий Hg. При облучении YAG/Nd³⁺-лазером большой плотностью мощности ($P = 5,6 \text{ МВт/см}^2$) имплантированных ионами бора образцов ГЭС КРТ МЛЭ было

установлено, что в результате плавления и рекристаллизации облученного поверхностного слоя радиационные донорные дефекты отжигаются, и n -слой формируется за счет электрической активация внедренных атомов бора.

В четвертом разделе рассматривается влияние мощного импульсного ИК-излучения на свойства поверхности гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Установлено, что плавление и частичное испарение поверхности гетероэпитаксиальных слоев КРТ наступает при плотности мощности излучения YAG/Nd³⁺ и DF-лазеров $P \geq 5 \text{ МВт/см}^2$, при этом сама поверхность обогащается ртутью. В интервале $P = (3-5) \text{ МВт/см}^2$ на поверхности ГЭС КРТ МЛЭ происходит генерация термоупругих напряжений с элементами механического повреждения целостности слоев, образуется сетка трещин. Ниже этой интенсивности лазерного облучения заметных изменений свойств поверхности не происходит. Обнаружено, что возникновению сетки трещин в ГЭС КРТ МЛЭ при облучении мощными импульсами DF-лазера способствуют V-дефекты, в которых, по-видимому, коэффициент поглощения лазерного ИК-излучения выше, чем у остальной поверхности, и они начинают переплавляться при меньшей интенсивности излучения.

Показано, что по сравнению с облучением лазером на неодиме с длиной волны 1,06 мкм, облучение DF-лазером с длиной волны 3,8–4,2 мкм при сопоставимых плотностях мощности дает более сильное изменение морфологии поверхности ГЭС КРТ МЛЭ и ЖФЭ КРТ и глубины ее сублимации. Это связано с большей глубиной поглощения излучения DF-лазера, равной 1 мкм, тогда как излучение YAG/Nd³⁺-лазера поглощается на глубине до 0,3 мкм. Возможно, последнее обстоятельство связано также с большей длительностью импульса DF-лазера, вследствие чего процессы релаксации в кристаллической решетке начинаются через больший промежуток времени в процессе рекристаллизации расплавленного приповерхностного слоя.

В спектрах поглощения облученных гетероэпитаксиальных структур КРТ наблюдается четкий сдвиг положения края собственного поглощения в коротковолновую область, величина которого возрастает по мере роста плотности мощности падающего ИК-излучения. Этот рост связан, по-видимому, с относительным уменьшением содержания стехиометрической ртути в составе твердого раствора, что коррелирует с исследованиями методом электронной спектроскопии для химического анализа. Согласно оценкам, изменение состава Δx твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ по смещению края собственного поглощения находится в пределах $\Delta x \approx 0,005-0,01$ без учета возможного влияния на это смещение эффекта Мосса-Бурштейна.

Установлено, что при мощном импульсном облучении YAG/Nd³⁺- и DF-лазера вблизи границы облученной и необлученной областей ГЭС КРТ МЛЭ формируется поверхностная периодическая структура [26–28]. Период структуры коррелирует с длиной волны излучения обоих лазеров, что свидетельствует о наличии интерференции падающей и отраженной волн лазерного ИК-излучения от фазовой границы “расплав–кристалл” в приповерхностном расплавленном слое ГЭС КРТ МЛЭ за время импульса с формированием волнообразного температурного поля. Затухание ППС с увеличением расстояния от границы облученной и необлученной областей обусловлено тем, что интерференция происходит на клине, сформированном за счет быстрого латерального стока тепла в необлученную область с выравниванием рельефа расплавленной поверхности вдали от нее.

Седьмая глава посвящена применению ионной имплантации бора для создания линейчатых и матричных фотоприемников на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа.

В первом разделе рассматривается влияние режимов ионной имплантации бора, площади n - p перехода (A) и состава поверхности x_s на параметры фотодиодов на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа. Также исследовалась возможность создания фотодиодов за счет низкотемпературной электрической активации внедренных атомов бора в ГЭС КРТ МЛЭ.

Экспериментально показано, что имплантация ионов B^+ , применяемая для создания широкоформатных МФП на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с широким интервалом составов x_s/x на поверхности и в рабочем слое, является управляемым процессом, позволяющим контролируемо формировать как резкие n^+ - p переходы, так и переходы с n^+ - n^- - p структурой на заданной глубине. Из исследований ВАХ фотодиодов, созданных на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа при различных режимах имплантации ионов B^+ , следует, что n^+ - n^- - p переходы по сравнению с резкими n^+ - p переходами обладают гораздо меньшими темновыми токами вследствие снижения генерационно-рекомбинационной и туннельной компоненты (рис. 17).

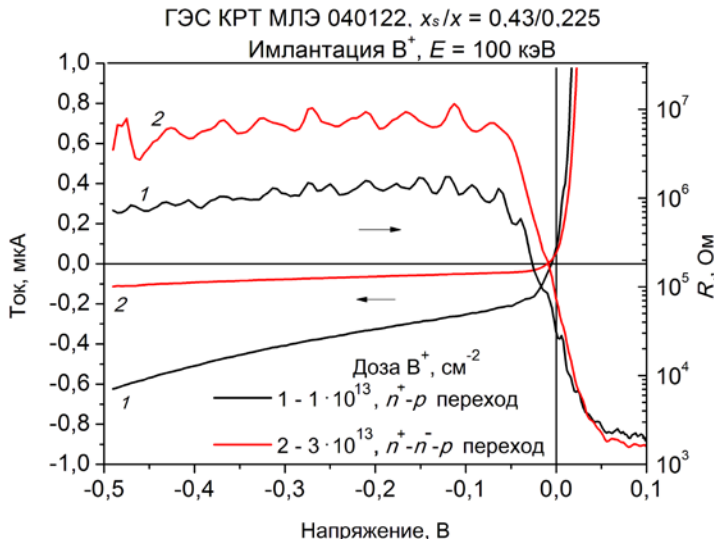


Рис. 17 – Вольт-амперные характеристики диодов и дифференциальное сопротивление R_d , сформированных на ГЭС КРТ МЛЭ с составом $x_s/x = 0,43/0,225$, $d_{\text{вар.}} = 0,4$ мкм при имплантации ионов B^+ с энергией 100 кэВ дозами: 1– $1 \cdot 10^{13}$ (резкий n^+-p переход с $d_n \approx 1$ мкм); 2– $3 \cdot 10^{13}$ (n^+-n^-p переход с $d_n \approx 2,5$ мкм.) $A = 35 \times 35$ мкм².

ходы на глубине 3–5 мкм, значительно удаленной от области радиационных нарушений, генерируемых в процессе ионной имплантации, что снижает туннельные и генерационно-рекомбинационные токи утечки и повышает динамическое сопротивление и параметр R_0A .

Впервые изготовлены мезафотодиоды на основе активированного бора в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с рабочим составом $x = 0,218$ ($\lambda_c = 11$ мкм), которые имели высокое дифференциальное сопротивление в максимуме $R_dA = (6-8) \cdot 10^2$ Ом·см², произведение $R_0A = 5-6$ Ом·см² и диффузионную “полку” обратной ветви ВАХ вплоть до напряжений смещения “–”1,3 В (рис. 18).

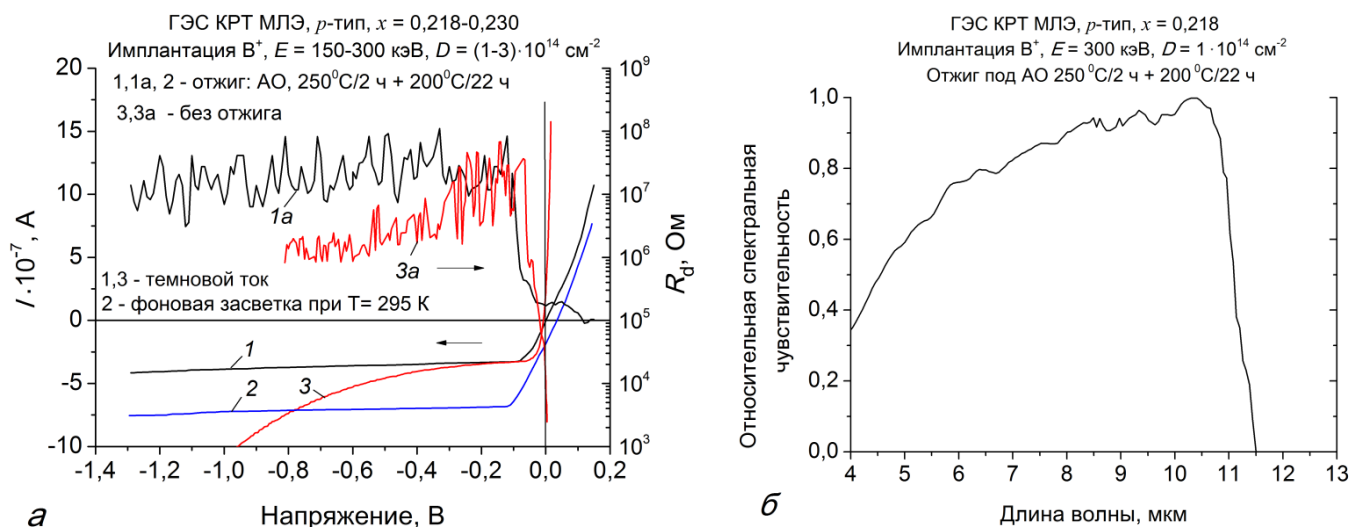


Рис. 18 – (а) зависимость тока I и дифференциального сопротивления R_d от приложенного напряжения для фотодиодов, сформированных имплантацией ионов B^+ : 1, 1а, 2 – ГЭС КРТ МЛЭ с $x = 0,218$, $E = 300$ кэВ, $D = 1 \cdot 10^{14}$ см⁻², отжиг под АО 250 °С/2 ч + 200 °С/22 ч, мезадиоды; 3, 3а – ГЭС КРТ МЛЭ с $x = 0,230$, $E = 150$ кэВ, $D = 3 \cdot 10^{14}$ см⁻² без постимплантационного отжига, планарные диоды. (б) – относительная спектральная чувствительность мезадиодов. $A = 50 \times 50$ мкм².

Отсутствие туннельных и генерационно-рекомбинационных токов в мезафотодиодах (рис. 18) свидетельствует о высоком совершенстве кристаллической структуры в ионно-имплантированном слое после активационного отжига под АО.

Из измерений темновых токов диодов разной площади ($A = 35 \times 35$, 50×50 , 100×100 , 200×200 , 250×250 и 400×400 мкм²), изготовленных на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа методом имплантации ионов B^+ , установлено, что для корректной оценки произведения динамического сопротивления на площадь фотодиода R_dA или произведения R_0A , вместо геометрической площади $n-p$ перехода A необходимо использовать эффективную площадь сбора носителей $A_{\text{эфф.}}$, учитывающую диффузионную длину электронов, вследствие чего параметры $R_dA_{\text{эфф.}}$ и $R_0A_{\text{эфф.}}$ являются более корректными по сравнению с параметрами R_dA и R_0A .

Оптимальный состав верхнего вари-зонного слоя в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа ($x \sim 0,22$) должен иметь значение $x_s = 0,49-0,56$, который обеспечивает лучшую защиту поверхности и в то же время позволяет при энергии ионов B^+ 20–50 кэВ и дозе $3 \cdot 10^{13} - 3 \cdot 10^{14}$ см⁻² *in-situ* формировать n^+-n^-p пере-

Во втором разделе представлены экспериментальные результаты по исследованию термической и временной стабильности n -слоев и n - p переходов, сформированных ионной имплантацией бора. Обнаружен рост слоевой концентрации электронов в имплантированных бором объемных кристаллах КРТ и ГЭС КРТ МЛЭ p -типа с разным составом поверхности при выдержке при комнатной температуре в течение нескольких (от 1–5) лет. Рост слоевой концентрации электронов обусловлен постепенным высвобождением связанных в нейтральные примесно-дефектные комплексы внедренных атомов бора, который становится электрически активным, вследствие чего n -слои и фотодиоды на ГЭС КРТ МЛЭ p -типа остаются стабильными в течение многих лет.

Показано, что с целью уменьшения темновых токов и увеличения динамического сопротивления, а также фототока диодов на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа, либо после операции ионной имплантации бора, либо после формирования индиевых столбов на линейчатых и матричных фотоприемниках необходимо проводить низкотемпературный отжиг в инертной среде или в вакууме при температуре 90–110 °С в течение 4 ч, при этом частично отжигаются радиационные донорные дефекты, что приводит к уменьшению концентрации электронов в сильнолегированном n^+ -слое, а глубина n^+ - n^- - p перехода увеличивается до 4–6 мкм. Режимы постимплантационных отжигов надо выбирать исходя из того, чтобы не “разгонять” n^- -слой на всю толщину гетероэпитаксиальной структуры, поскольку при этом будут формироваться вертикальные n - p переходы и будет происходить латеральное расширение площади n - p перехода, уменьшающее расстояние между элементами матрицы и увеличивающее их фотоэлектрическую связь.

В третьем разделе рассматривается оптимизация технологии формирования матричных ИК-фотоприемников методом ионной имплантации бора. Предложено оптимизировать технологию изготовления многоэлементных матричных и линейчатых фотоприемников на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа методом ионной имплантации бора в части, касающейся вскрытия контактных окон в диэлектрике и в верхнем варизонном слое: вместо слабо контролируемого процесса жидкостного травления контактных окон микронного размера в диэлектрике и в варизонном слое, при которых неизбежен латеральный уход размеров, рекомендуется использовать ионно-лучевое травление Ag^+ , которое не изменяет параметры и глубину n^+ - n^- - p переходов, сформированных предварительной имплантацией ионов B^+ (глава 5).

В четвертом разделе представлены результаты по созданию линейчатых и матричных фотоприемников. С применением методом ионной имплантации бора, при котором в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа *in-situ* формируются n^+ - n^- - p переходы, в ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова (г. Новосибирск) были созданы матричные 128×128 [3, с. 179–241, 29] и линейчатые 288×4 [4, с. 215–223] фотоприемные модули (МФПМ, ЛФПМ) с высокими параметрами. Результаты многолетней работы по созданию ЛФПМ и МФПМ в ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова отражены в статьях [A11, A14, A16, A17, A18, A22, A23, A25, A26, A28, A30, A31, A33] и в монографии [3], в которых соискатель является соавтором в части исследования процессов формирования n - p переходов в ГЭС КРТ МЛЭ p -типа методом ионной имплантации бора ([3, с. 195–204]).

Методом имплантации ионов B^+ с энергией 50 кэВ и дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ изготовлены линейчатые фотоприемные модули форматом 288×4 элементов ($\lambda_c = 11,2 \text{ мкм}$) и матричные фотоприемные модули форматом 128×128 элементов ($\lambda_c = 6,0, 8,7 \text{ и } 10,2 \text{ мкм}$). Для линейчатого модуля 288×4 получено среднее значение удельной обнаружительной способности $D^* = 1,82 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ при среднем квадратичном отклонении 16,5 %. Темновые токи фотодиодов с n^+ - n^- - p переходами лежат в интервале 10–15 нА при $\lambda_c = 11,2 \text{ мкм}$, дифференциальное сопротивление в максимуме $R_{d \text{ max}} = (0,6–1,0) \cdot 10^9 \text{ Ом}$. Для матричных модулей 128×128 среднее значение эквивалентной шуму разности температур (NETD) составляет 17–25 мК при среднеквадратичном отклонении 17,6–18,5 % ($T_{\text{фона}} = 295 \text{ К}$, $\text{FOV} = 40^\circ$).

В пятом разделе экспериментально показано, что у фотодиодов на КРТ p -типа с n^+ - n^- - p структурой при засветке со стороны n^+ -слоя за счет увеличения толщины поглощающего слоя происходит сдвиг длинноволновой границы фоточувствительности в сторону больших длин волн.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы работы и приводится список публикаций по теме диссертации.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Построена модель *in-situ* формирования n^+-n^- - p структуры в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа при ионной имплантации. Формирование n^+ -слоя происходит за счет сложных комплексов малоподвижных радиационных дефектов донорного типа, которые сначала накапливаются в окрестности проецированного пробега ионов – области максимума выделившейся энергии. С ростом дозы часть сложных комплексов распадается на простые донорные дефекты, которые в процессе имплантации мигрируют в объем на глубину $(3-4)R_p$ и $(20-30)R_p$ в случае внедрения ионов B^+ и Xe^+ соответственно, причем при больших дозах глубины n^+ -слоя и нарушенного слоя совпадают. Формирование n^+-n^- - p структуры при имплантации легких ионов B^+ обусловлено тем, что примесно-дефектный донорный комплекс “атом бора – междоузельная ртуть” является малоподвижным и он формирует границу n^+ -слоя на “хвосте” пробега ионов бора, а свободная несвязанная в примесные комплексы с атомами бора междоузельная ртуть (или высвобожденная из него за счет активационного процесса, вероятнее всего за счет возбуждения электронной подсистемы) быстро мигрирует в объем и формирует n^- -слой. Его глубина определяется только количеством продиффундировавших междоузельных атомов Hg, которые способны заполнить собственные вакансии (V_{Hg}) – акцепторы в объеме кристалла.

2. Установлено, что при внедрении очень больших доз ионов $\text{B}^+ \sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, близких к пределу растворимости в решетке $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, происходит радиационно-стимулированная диффузия атомов бора в объем кристалла. При дозах ионов $\text{B}^+ 1 \cdot 10^{13} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ их пространственное распределение определяется только процессами торможения ионов в решетке $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, что подтверждается хорошим согласием экспериментальных профилей распределения внедренных атомов бора, измеренных методом ВИМС, и расчетных профилей, полученных с помощью метода SRIM-2013.

3. Обнаружено, что при имплантации ионов B^+ в объемные кристаллы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и ЖФЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа на зависимостях слоевой концентрации электронов (N_s) в конвертированном n -слое от энергии в интервале 15–150 кэВ и дозы в интервале $10^{11} - 10^{16} \text{ см}^{-2}$ после начального роста и последующего достижения предельного значения величины слоевой концентрации электронов на уровне $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при энергиях 100–120 кэВ и дозах $3 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ с дальнейшим ростом как энергии, так и дозы происходит снижение N_s . Эффект снижения слоевой концентрации электронов после достижения предельного значения с накоплением радиационных дефектов при росте дозы ионов B^+ в интервале $1 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ наблюдается только в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с низким составом поверхности $x_s = 0,22 - 0,33$, в то время как увеличение состава поверхности до $x_s = 0,49 - 0,56$ приводит как к значительному снижению величины N_s , так и отсутствию насыщения на пространственных распределениях объемной концентрации электронов во всем интервале рассматриваемых доз. С ростом массы ионов от 4 (He^+) до 131 (Xe^+) а.е.м., имплантируемых при одинаковых режимах в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, наблюдается монотонное снижение слоевой концентрации электронов, которое сопровождается увеличением структурных нарушений поверхности, нейтрализующих радиационные донорные дефекты. Следствием накопления структурных дефектов-стоков является то, что при имплантации в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ как легких ионов B^+ , так и тяжелых ионов Xe^+ с энергией 100–150 кэВ глубина приповерхностного сильнолегированного n^+ -слоя сначала растет и достигает максимума в интервале доз $1 \cdot 10^{11} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и с дальнейшим увеличением дозы до $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ она начинает снижаться.

4. Установлено что при имплантации тяжелых ионов Xe^+ максимальные структурные нарушения в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ локализуются в поверхностном слое толщиной проецированного пробега (R_p), а сами структурные дефекты проникают на глубину 0,5–0,8 мкм, что в 20–30 раз больше величины проецированного пробега ионов Xe^+ . При имплантации легких ионов B^+ максимальные нарушения кристаллической структуры генерируются в поверхностном слое толщиной, соответствующей проецированному пробегу ионов, а затем в объеме количество структурных дефектов монотонно снижается вплоть до глубины $(4-5)R_p$, которая увеличивается с ростом дозы в интервале $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

5. Обнаружено, что формирование n^+-n^- - p структур в ионно-имплантированном $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа происходит не только при постимплантационном отжиге при $T = 200 \text{ }^\circ\text{C}$ (модель “Bubulac”), но и *in-situ* в процессе имплантации легких ионов He^+ , B^+ , N^+ с энергией 15–150 кэВ дозой $10^{13} - 10^{16} \text{ см}^{-2}$ при комнатной температуре. Формирование n^+-n^- - p структур в p -КРТ происходит только при

внедрении легких ионов (He^+ , B^+ , N^+), тогда как при имплантации тяжелых ионов от Ar^+ до Xe^+ при любых дозах и энергиях n^+-n^- -р структура не образуется, а создается только резкий n^+ -р переход.

6. Установлено, что чем меньше энергия при одинаковой дозе имплантируемых ионов B^+ , тем больше глубина n -р перехода в гетероэпитаксиальных структурах и объемных кристаллах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Более высокая концентрации дырок в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ уменьшает глубину n -р перехода при одинаковых режимах ионной имплантации. Предварительное создание структурных нарушений вблизи поверхности объемного кристалла $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ путем ее бомбардировки тяжелыми ионами Xe^+ , не только подавляет формирование n^- -слоя, но также влияет на распределение носителей заряда в самом n^+ -слое при последующей имплантации легких ионов B^+ : внедрение ионов B^+ практически через весь нарушенный слой, созданный предварительной имплантацией ксенона, приводит к меньшему значению концентрации электронов в максимуме профиля распределения в 1,5–2 раза и некоторому увеличению глубины n^+ -слоя по сравнению с имплантацией только одного бора в исходный кристалл. Повышенная дефектность предварительно имплантированного ионами Xe^+ кристалла и возникшие в нем напряжения, способствуют более глубокой диффузии вновь генерированных имплантацией ионов B^+ электрически активных дефектов. Перестановка последовательности внедрения ионов (сначала B^+ , затем Xe^+) приводит к еще большему снижению концентрации электронов вблизи поверхности и к аналогичным предыдущему случаю изменению в максимуме профиля распределения концентрации электронов и увеличению глубины n^+ -слоя.

7. Определено, что наличие верхнего варизонного слоя в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ существенно снижает в нем как концентрацию электронов, так и глубину n^+ - и n^- -слоя в n^+-n^- -р структуре по сравнению с объемными кристаллами и гетероэпитаксиальными структурами $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ без варизонного слоя при одинаковых режимах имплантации ионов B^+ . Откуда следует, что процесс генерации донорных дефектов, которыми преимущественно являются междоузельные атомы ртути (I_{Hg}) в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с более высоким составом поверхности протекает менее интенсивно, что приводит к снижению концентрации электронов в приповерхностном n^+ -слое. По этой же причине уменьшается и глубина n^- -слоя в n^+-n^- -р структуре с увеличением состава поверхности. Формирование n^+-n^- -р перехода в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с варизонными слоями с составом $x_s = 0,33\text{--}0,56$ происходит при имплантации ионов бора с энергией 100–150 кэВ только при дозах выше $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$;

8. На основе обнаруженного различия в величине концентрации избыточной ртути, определенной методами резерфордовского обратного рассеяния и оптического отражения установлена природа диффузионного источника атомов Hg при отжигах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ под анодным окислом: в результате химического взаимодействия анодного окисла с элементами соединения на границе раздела в междоузлиях решетки образуется избыточная ртуть, которая мигрирует в объем кристалла и формирует n -слой. Электрофизические параметры n -слоя, формирующегося при отжиге под анодным окислом, соответствуют параметрам $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ n -типа, получаемым отжигом в парах ртути. Процесс формирования n -слоя при отжиге p -КРТ под анодным окислом имеет диффузионный характер с параметром диффузии ртути $d_n^2/t = (1,2\text{--}7,6) \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$ (d_n – глубина n -слоя, t – время) при $T = 200^\circ\text{C}$ и в температурном интервале 200–275 °C имеет энергию активации 0,65 эВ диффузии атомов Hg. При больших температурах глубина конвертированного слоя лимитируется истощением диффузионного источника ртути вследствие ее испарения. Определены условия отжига капсулирующих покрытий из SiO_2 и анодного окисла на поверхности $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, при которых происходит минимальная потеря атомов ртути с поверхности и не изменяются электрофизические параметры исходных образцов. Показана возможность использования анодного окисла как эффективного маскирующего покрытия для постимплантационных отжигов МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа в температурном интервале 200–250 °C без нарушения состава верхнего варизонного слоя и изменения электрофизических свойств материала.

9. Совокупность экспериментальных данных по влиянию предварительно введенных ионной бомбардировкой нарушений кристалла на процесс формирования n^+-n^- -р структуры при ионно-лучевом травлении и плазменной обработке, отжигу под анодным окислом предварительно имплантированных ионами B^+ кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа, являются прямым подтверждением предложенной нами модели, что *in-situ* формирование n^+-n^- -р структуры в процессе имплантации в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ легких ионов происходит вследствие миграции вглубь кристалла не захваченных на стоки подвижных донорных дефектов – междоузельных атомов ртути, а также экспериментальным

подтверждением гипотезы “Bubulac” формирования глубоких n - p переходов в p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при постимплантационных отжигах за счет диффузии смещенных атомов ртути.

10. Обнаружено, что низкотемпературная имплантация при $T = 80$ К больших доз ионов бора $\sim 10^{15} \text{ см}^{-2}$ приводит как к подавлению процесса формирования n^+-n^- - p структуры, так и к значительному снижению концентрации электронов в n^+ -слое по сравнению с имплантацией при комнатной температуре. Откуда следует, что большая концентрация не успевших отжечься структурных дефектов, которые генерируются при низкотемпературной имплантации и являются стоками, нейтрализующими радиационные донорные дефекты, уменьшает концентрацию электронов в n^+ -слое и его глубину, а также подавляет формирование n^- -слоя. Распределение концентрации электронов по глубине в n^+ -слое, полученное в случае имплантации при $T = 80$ К, точно совпадает с профилем распределения атомов бора, тогда как имплантация при $T = 300$ К приводит к существенному расширению n^+ -слоя за область пространственного распределения внедренного бора вследствие миграции малоподвижных донорных дефектов, не связанных с атомами бора в примесно-дефектные комплексы. В процессе нагрева до комнатной температуры имплантированного при $T = 80$ К образца КРТ, происходит частичная электрическая активации внедренных атомов бора.

11. Обнаружен рост слоевой концентрации электронов в имплантированных бором объемных кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа с разным составом поверхности при выдержке при комнатной температуре в течение нескольких лет. Рост слоевой концентрации электронов обусловлен постепенным высвобождением связанных в нейтральные примесно-дефектные комплексы внедренных атомов бора, который становится электрически активным, вследствие чего n -слои и фотодиоды на основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа остаются стабильными в течение многих лет.

12. Установлено, что обработка в плазме газов Ar и H_2 объемных кристаллов p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x = 0,217\text{--}0,25$ без приложения ускоряющего напряжения позволяет получать очень глубокие (до 130 мкм) слои n -типа проводимости с высокими электрофизическими характеристиками. Обнаружено пороговое значение плотности тока ВЧ-разряда ($j = 4 \text{ мкА/см}^2$), ниже которого $p \rightarrow n$ конверсия типа проводимости под действием плазмы не наблюдается. Установлено, что вследствие отсутствия распыления поверхности при плазменной обработке p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в аргоне концентрация электронов в n^+ -слое составляет величину $(2\text{--}4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, которая на порядок выше, чем при ионно-лучевом травлении Ar^+ . Параметр диффузии ртути $d_n^2/t \approx (3\text{--}4) \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}$ при плазменной обработке на порядок больше, чем при ионно-лучевом травлении, что обусловлено более высокой концентрацией в поверхностном диффузионном источнике смещенных атомов Hg при воздействии плазмы. Радиационно-стимулированная активация процесса диффузии генерированных на поверхности междоузельных атомов ртути вследствие возбуждения электронной подсистемы, приводит к глубокой $p \rightarrow n$ конверсии типа проводимости кристаллов p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ как при ионно-лучевом травлении, так и плазменной обработке при комнатной температуре. Глубина n -слоя существенно зависит от концентрации генерируемых междоузельных атомов ртути в поверхностном диффузионном источнике, которая определяется энергией бомбардирующей поверхность ионов.

13. Обнаружено, что ионно-лучевое травление и плазменная обработка кристаллов p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ повышенного состава $x = 0,250\text{--}0,265$ приводит к формированию $n^+-n^--n^-$ - p структуры с глубокомпенсированным n^- -слоем с очень низкой проводимостью, величина которой в несколько раз ниже, чем проводимость объема $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа, тогда как в p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с составом $x = 0,20\text{--}0,22$ формируется только n^+-n^- - p структура. Оценка концентрации электронов в n^- -слое дает величину $n^- \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В холловских измерениях n^- -слой проявляется после травливания верхних n^+ - и n^- -слоев: в зависимости слоевой проводимости от глубины травления наблюдается явно выраженный минимум в той области, где толщина n^- -слоя максимальна. При ионно-лучевом травлении толщина n^- -слоя зависит от дозы ионов Ar^+ и составляет величину от 5 до 15 мкм. Формирование n^- -слоя обусловлено тем, что в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с большим составом $x = 0,250\text{--}0,265$ содержание атомов ртути на 7–9 % ниже, чем у $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с составом $x = 0,20\text{--}0,22$. Вследствие этого, в процессе ионной обработки p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с составом $x = 0,250\text{--}0,265$ количество генерируемой на поверхности междоузельной ртути, за счет диффузии которой происходит $p \rightarrow n$ конверсия типа проводимости, недостаточно для полной компенсации акцепторов – вакансий ртути по всей толщине слоя вплоть до глубины, куда междоузельные атомы Hg успевают продиффундировать за

время обработки. Поэтому на “хвосте” профиля распределения, где полной компенсации акцепторов не произошло, концентрация электронов на порядок ниже, чем в n^- -слое, в котором междоузельные атомы Hg полностью скомпенсировали собственные вакансии.

14. Установлено, что облучение МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ мощными импульсами CO_2 -лазера при $T = 78$ К в области фундаментального поглощения приводит к просветлению образца вследствие увеличения температуры рабочего слоя. При плотности мощности порядка 10^6 Вт/см² пропускание образца при $T = 78$ К близко к пропусканию при $T = 295$ К и в 3 раза выше, чем пропускание при малой мощности. По сравнению с коротковолновым импульсным облучением YAG/Nd³⁺-лазера с сопоставимой плотностью мощности, это просветление существенно снижает эффективность воздействия излучения CO_2 -лазера на $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Построена модель мощного импульсного ИК-лазерного воздействия на МЛЭ гетероэпитаксиальные структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с учетом эффекта просветления при низкотемпературном облучении и определены температура образцов и коэффициент поглощения в зависимости от плотности мощности излучения. Оценено дефектообразующее воздействие мощного импульсного лазерного облучения, при этом экспериментальные данные по поглощению излучения CO_2 -лазера согласуются с результатами модельного расчета.

15. Показано, что воздействие мощного импульсного лазерного ИК-излучения на гетероэпитаксиальные слои твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ приводит к обогащению приповерхностных слоев атомами ртути, генерации термоупругих напряжений с элементами механического повреждения целостности слоев, сублимации и деградации поверхности. Установлено, что облучение YAG/Nd³⁺-лазером имплантированных ионами бора гетероэпитаксиальных слоев $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ приводит к отжигу радиационных донорных дефектов и электрической активации внедренных атомов бора в результате плавления и рекристаллизации облученного поверхностного слоя. В спектрах поглощения облученных лазерным ИК-излучением гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ наблюдается четкий сдвиг положения края собственного поглощения в коротковолновую область, величина которого возрастает по мере роста плотности мощности падающего ИК-излучения. Этот рост связан, по-видимому, с относительным уменьшением содержания стехиометрической ртути в составе твердого раствора, что коррелирует с исследованиями методом электронной спектроскопии для химического анализа. Согласно оценкам, изменение состава Δx твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ по смещению края собственного поглощения находится в пределах $\Delta x \approx 0,005\text{--}0,01$ без учета возможного влияния на это смещение эффекта Мосса-Бурштейна. С точки зрения термодинамики, процессы воздействия мощного импульсного лазерного ИК-излучения на $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ относятся к необратимым и поэтому обладают свойством к накоплению. Указанные эффекты приводят к процессам долговременной деградации матричных фотоприемников на основе гетероэпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при эксплуатации их в условиях интенсивной освещенности лазерным излучением.

16. Установлено, что при мощном импульсном облучении YAG/Nd³⁺-лазера и DF-лазера МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ вблизи границы облученной и необлученной областей образца формируется поверхностная периодическая структура. Период структуры коррелирует с длиной волны излучения обоих лазеров, что свидетельствует о наличии интерференции падающей и отраженной волн лазерного ИК-излучения от фазовой границы “расплава–кристалл” в приповерхностном расплавленном слое гетероэпитаксиальной структуры $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ за время действия лазерного импульса с формированием волнообразного температурного поля. Затухание поверхностной периодической структуры с увеличением расстояния от границы облученной и необлученной областей свидетельствует о том, что интерференция происходит на клине, сформированном за счет быстрого латерального стока тепла в необлученную область с выравниванием рельефа расплавленной поверхности вдали от нее.

17. Из исследований ВАХ фотодиодов, созданных на основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа при различных режимах имплантации ионов B^+ , следует, что n^+-n^- - p переходы по сравнению с резкими n^+-p переходами обладают гораздо меньшими темновыми токами вследствие снижения генерационно-рекомбинационной и туннельной компоненты. Поэтому в n^+-n^- - p переходах наблюдаются высокие напряжения туннельного пробоя, а также высокие динамическое сопротивление R_d и сопротивление при нулевом смещении R_0 , которое определяет обнаружительную способность фотодиодов. Из измерений темновых токов диодов разной площади, изготов-

ленных на основе ГЭС КРТ МЛЭ p -типа методом имплантации ионов B^+ , установлено, что для корректной оценки произведения динамического сопротивления на площадь фотодиода $R_d A$ или произведения $R_0 A$, вместо геометрической площади n - p перехода A необходимо использовать эффективную площадь сбора носителей $A_{эфф.}$, учитывающую диффузионную длину электронов, вследствие чего параметры $R_d A_{эфф.}$ и $R_0 A_{эфф.}$ являются более корректными по сравнению с параметрами $R_d A$ и $R_0 A$. Изготовлены мезафотодиоды на основе активированного бора в МЛЭ гетероэпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -типа с рабочим составом $x = 0,218$ ($\lambda_c = 11$ мкм), которые имели высокое дифференциальное сопротивление в максимуме $R_d A = (6-8) \cdot 10^2$ Ом·см², произведение $R_0 A = 5-6$ Ом·см² и диффузионную “полку” обратной ветви ВАХ вплоть до напряжений смещения “–”1,3 В.

18. На основе МЛЭ гетероэпитаксиальных структур $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -типа методом имплантации ионов B^+ с энергией 50 кэВ и дозой $3 \cdot 10^{13}$ см⁻² изготовлены линейчатые фотоприемные модули форматом 288×4 элементов ($\lambda_c = 11,2$ мкм) и матричные фотоприемные модули форматом 128×128 элементов ($\lambda_c = 6,0, 8,7$ и $10,2$ мкм). Для линейчатого модуля 288×4 получено среднее значение удельной обнаружительной способности $D^* = 1,82 \cdot 10^{11}$ см·Гц^{1/2}·Вт⁻¹ при среднем квадратичном отклонении 16,5 %. Темновые токи фотодиодов с n^+-n^- - p переходами лежат в интервале 10–15 нА при пороговой длине волны $\lambda_c = 11,2$ мкм, дифференциальное сопротивление в максимуме $R_{d \max} = (0,6-1,0) \cdot 10^9$ Ом. Для матричных модулей 128×128 среднее значение эквивалентной шуму разности температур (NETD) составляет 17–25 мК при среднеквадратичном отклонении 17,6–18,5 % ($T_{фона} = 295$ К, $FOV = 40^\circ$).

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

А1. Ремесник, В. Г. О концентрации и подвижности электронов в узкозонных полупроводниковых соединениях $A^{II}B^{VI}$ p -типа / В. Г. Ремесник, Н. Х. Талипов // ФТП. – 1991. – Т. 25. – В. 6. – С. 1091–1094.

А2. Талипов, Н. Х. Влияние отжига под анодным окислом на изменение состава поверхности и конверсию типа проводимости монокристаллов p - $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x=0,2$) / Н. Х. Талипов, В. П. Попов, В. Г. Ремесник, З. А. Налькина // ФТП. 1992. – Т. 26. – В. 2. – С. 310–317.

А3. Двуреченский, А. В. Инверсия типа проводимости слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$, подвергнутых плазменной обработке / А. В. Двуреченский, В. Г. Ремесник, И. А. Рязанцев, Н. Х. Талипов. // ФТП. – 1993. – Т. 27. – В. 1. – С. 168–171.

А4. Талипов, Н. Х. Определение параметров носителей заряда в узкозонных полупроводниках A_2B_6 p -типа на основе магнитосопротивления / Н. Х. Талипов, В. Г. Ремесник // Письма в ЖТФ. – 1994. – Т. 20. – В. 5. – С. 57–61.

А5. Мищенко, А. М. Способ создания на образцах $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -типа структур с глубоко компенсированным слоем / А. М. Мищенко, Н. Х. Талипов, В. В. Шашкин // Патент РФ. – № 2023326. – 1994.

А6. Мищенко, А. М. Способ модификации поверхностного слоя теллурида кадмия ртути / А. М. Мищенко, Н. Х. Талипов, В. В. Шашкин // Патент РФ. – № 2035801. – 1995.

А7. Рязанцев, И. А. Способ получения слоев n -типа проводимости в образцах $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -типа / И. А. Рязанцев, А. В. Двуреченский, Н. Х. Талипов, А. М. Мищенко // Патент РФ. – № 2035804. – 1995.

А8. Овсюк, В. Н. Планарные фотодиоды на основе эпитаксиальных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии / В. Н. Овсюк, В. В. Васильев, Т. И. Захарьяш, В. Г. Ремесник, С. А. Студеникин, А. О. Сусяков, Н. Х. Талипов, Ю. Г. Сидоров, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, В. Г. Либерман, В. С. Варавин // ФТП. – 1996. – Т.30. – В.2. – С. 193–198.

А9. Ovsyuk, V. N. Planar photodiodes based on p - $HgCdTe$ ($x = 0,22$) epilayers grown by molecular beam epitaxy / V. N. Ovsyuk, V. G. Remesnik, S. A. Studenikin, A. O. Suslyakov, N. Kh. Talipov, V. V. Vasilyev, T. I. Zaharyash, Yu. G. Sidorov, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhaylov, V. G. Liberman, V.S. Varavin // Infrared Phys. and Techn. – 1996. – V.37. – P. 321–323.

А10. Ovsyuk, V.N. Fabrication and characteristics of long-wavelength infrared planar photodiodes on molecular beam epitaxial p - $HgCdTe$ films / V. N. Ovsyuk, S. A. Studenikin, A. O. Suslyakov, N.

Kh. Talipov, V. V. Vasilyev, T. I. Zaharyash, Yu. G. Sidorov, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhaylov, V.S. Varavin // SPIE Proceedings. – 1996. – V. 2746. – P. 190–198.

A11. Васильев, В. В. Фокальные матрицы 2×64 для спектрального диапазона 8–10 мкм на объемных кристаллах CdHgTe / В. В. Васильев, Т. И. Захарьяш, А. Г. Клименко, А. И. Крымский, И. В. Марчишин, Т. Н. Недосекина, В. Н. Овсюк, Л. Н. Ромашко, К. К. Свитащев, А. О. Сусляков, Н. Х. Талипов, Л. В. Тишкова // Автометрия. – 1996. – № 4. – С. 32–39.

A12. Талипов, Н. Х. Электрическая активация имплантированных в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0,22$) атомов бора при низкотемпературном отжиге под анодным окислом / Н. Х. Талипов, В. Н. Овсюк, В. Г. Ремесник, В. В. Васильев // Автометрия. – 1996. – № 4. – С. 82–88.

A13. Talipov, N. Kh. Electrical activation of boron implanted in $p\text{-HgCdTe}$ ($x = 0,22$) by low-temperature annealing under an anodic oxide / N. Kh. Talipov, V. N. Ovsyuk, V. G. Remesnik, V. V. Vasilyev // Materials Science and Engineering B. – 1997. – V. B44. – P. 266–269.

A14. Vasilyev, V. V. Focal plane arrays based on HgCdTe epitaxial layers MBE-grown on GaAs substrate / V. V. Vasilyev, D. G. Esaev, A. G. Klimenko, A. I. Kozlov, A. I. Krymsky, I. V. Marchishin, V. N. Ovsyuk, L. N. Romashko, A. O. Suslyakov, N. K. Talipov, V. G. Voinov, T. I. Zaharyash, Yu. G. Sidorov, V. S. Varavin, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhaylov // SPIE Proceedings. – 1997. – V. 3061. – Part 2. – P. 956–966.

A15. Talipov, N. Kh. Method for characterization of electron, light and heavy hole concentrations and mobilities in narrow-gap $p\text{-HgCdTe}$ / N. Kh. Talipov, V. N. Ovsyuk, V. G. Remesnik, V. V. Schaschkin // Materials Science and Engineering B. – 1997. – V. B44. – Is. 1–3. – P. 278–282.

A16. Васильев, В. В. Фокальные фотоприемные матрицы на основе гетероэпитаксиальных слоев CdHgTe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из GaAs / В. В. Васильев, В. Г. Войнов, Д. Г. Есаев, Т. И. Захарьяш, А. Г. Клименко, А. И. Козлов, А. И. Крымский, И. В. Марчишин, В. Н. Овсюк, Л. Н. Ромашко, К. К. Свитащев, А. О. Сусляков, Н. Х. Талипов, Ю. Г. Сидоров, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов // Оптический журнал. – 1998. – № 1. – Т. 65. – С. 80–85.

A17. Esaev, D. G. 128×128 hybrid FPAs using MBE HgCdTe films on GaAs substrates / D. G. Esaev, A. G. Klimenko, A. I. Kozlov, I. V. Marchishin, V. N. Ovsyuk, N. K. Talipov, T. I. Zaharyash, V. V. Vasilyev, Yu. G. Sidorov, S. A. Dvoretzky // SPIE Proceedings. – 1998. – V. 3379. – P. 594–600.

A18. Васильев, В. В. Матричное фотоприемное устройство 128×128 на основе слоев CdHgTe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs / В. В. Васильев, Д. Г. Есаев, Т. И. Захарьяш, А. Г. Клименко, А. И. Козлов, И. В. Марчишин, В. Н. Овсюк, Н. Х. Талипов, Ю. Г. Сидоров, С. А. Дворецкий // Автометрия. – 1998. – № 4. – С. 27–34.

A19. Бородовский, П. А. Исследование магнито-плазменных резонансов в эпитаксиальных пленках $n\text{-CdHgTe}$ на СВЧ / П. А. Бородовский, А. Ф. Булдыгин, Н. Х. Талипов // Автометрия. – 1998. – № 5. – С. 66–72.

A20. Дворецкий, С. А. Применение метода отражательной спектроскопии для оценки структурного совершенства пленок CdTe/GaAs / С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, В. Г. Ремесник, Н. Х. Талипов // Автометрия. – 1998. – № 5. – С. 73–77.

A21. Овсюк, В. Н. Метод дифференциального магнитосопротивления для определения концентрации и подвижности электронов и легких дырок в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа / В. Н. Овсюк, Д. Ю. Протасов, Н. Х. Талипов // Автометрия. – 1998. – № 5. – С. 99–107.

A22. Vasilyev, V. V. 128×128 FPAs on MBE grown CdHgTe layers for medium and far IR range / V. V. Vasilyev, S. A. Dvoretzky, D. G. Esaev, T. I. Zaharyash, A. G. Klimenko, A. I. Kozlov, I. V. Marchishin, V. N. Ovsyuk, N. K. Talipov, Yu. G. Sidorov, A. O. Suslyakov // SPIE Proceedings. – 2000. – V. 4340. – P. 49–55.

A23. Васильев, В. В. Фотоприемники на основе слоев CdHgTe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии / В. В. Васильев, С. А. Дворецкий, Д. Г. Есаев, Т. И. Захарьяш, А. Г. Клименко, А. И. Козлов, И. В. Марчишин, В. Н. Овсюк, Н. Х. Талипов, Ю. Г. Сидоров, А. О. Сусляков // Автометрия. – 2001. – № 3. – С. 4–8.

A24. Талипов, Н. Х. Исследование процессов формирования n - p переходов в слоях МЛЭ КРТ / Н. Х. Талипов // Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона : монография / В. Н. Овсюк, Г. Л. Курышев, Ю. Г. Сидоров, В. М. Базовкин, В. С. Варавин, Н. А. Валишева,

В. В. Васильев, А. А. Гузев, С. А. Дворецкий, Д. Г. Есаев, В. М. Ефимов, А. Г. Клименко, А. Э. Климов, А. П. Ковчавцев, Т. Е. Ковалевская, А. И. Козлов, И. И. Ли, И. В. Марчишин, Н. Н. Михайлов, З. В. Панова, Л. Н. Ромашко, С. П. Сеница, Н. Х. Талипов, А. И. Торопов, А. А. Французов, В. В. Шашкин, В. Н. Шумский; отв. ред. С. П. Сеница. – Новосибирск : Наука, 2001. – 376 с. – Разд. 3.1.2. – С. 195–204.

A25. Васильев, В. В. Фотоприемники на основе молекулярно-лучевой эпитаксии слоев кадмий-ртуть-теллур для среднего и дальнего ИК диапазонов / В. В. Васильев, С. А. Дворецкий, Д. Г. Есаев, Т. И. Захарьяш, А. Г. Клименко, А. И. Козлов, И. В. Марчишин, В. Н. Овсюк, Н. Х. Талипов, Ю. Г. Сидоров, А. О. Сусяков // Наука – производству. – 2001. – № 12. – С. 9–11.

A26. Васильев, В. В. Фотоприемники на основе гетероэпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ для среднего и дальнего ИК диапазонов / В. В. Васильев, А. Г. Голенков, С. А. Дворецкий, Д. Г. Есаев, Т. И. Захарьяш, А. Г. Клименко, А. И. Козлов, И. В. Марчишин, В. Н. Овсюк, В. П. Рева, Ю. Г. Сидоров, Ф. Ф. Сизов, А. О. Сусяков, Н. Х. Талипов // Микроэлектроника. – 2002. – Т. 31. – № 6. – С. 414 – 422.

A27. Войцеховский, А. В. Распределение профилей радиационных дефектов при ионной имплантации варизонных структур КРТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии / А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, А. Г. Коротаев, Д. В. Григорьев, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, Ю. Г. Сидоров, Н. Х. Талипов // Прикладная физика. – 2003. – № 5. – С. 93–95.

A28. Derkach, Yu. P. The 4×288 linear FPA on the heteroepitaxial $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ base / Yu. P. Derkach, S. A. Dvoretzki, A. G. Golenkov, A. G. Klimenko, A. I. Kozlov, I. V. Marchishin, V. N. Ovsyuk, V. P. Reva, Yu. G. Sidorov, F. F. Sizov, A. O. Suslyakov, N. C. Talipov, V. V. Vasilyev, T. I. Zahar'yash, V. V. Zabudsky // SPIE Proceedings. – 2003. – V. 5126. – P. 98–104.

A29. Овсюк, В. Н. Особенности распределения донорных центров в кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа при низкотемпературной ионной имплантации / В. Н. Овсюк, Н. Х. Талипов // Прикладная физика. – 2003. – № 5. – С. 87–92.

A30. Sizov, F.F. MCT linear arrays and associated silicon readouts / F. F. Sizov, Yu. P. Derkach, S. A. Dvoretzki, A. G. Golenkov, J. V. Gumenyuk-Sichevska, V. P. Reva, V. N. Ovsyuk, Yu. G. Sidorov, N. K. Talipov, V. V. Vasiliev, V. V. Zabudsky // SPIE Proceedings. – 2004. – V. 5251. – P. 16–25.

A31. Vasilyev, V. V. MCT heteroepitaxial 4×288 FPA / V. V. Vasilyev, A. G. Klimenko, I. V. Marchishin, V. N. Ovsyuk, N. Ch. Talipov, T. I. Zahar'yash, A. G. Golenkov, Yu. P. Derkach, V. P. Reva, Yu. G. Sidorov, F. F. Sizov, V. V. Zabudsky // Infrared Phys. and Techn. – 2004. – V. 45. – P. 13–23.

A32. Voitsekhovskii, A.V. The boron implantation in the varied zone MBE MCT epilayer / A. V. Voitsekhovskii, D. V. Grigor'ev, A. P. Kokhanenko, A. G. Korotaev, Yu. G. Sidorov, V. S. Varavin, S. A. Dvoretzki, N. N. Mikhailov, N. Kh. Talipov // SPIE Proceedings. – 2005. – V. 5957. – P. 254–259.

A33. Sizov, F. F. 4×288 linear array with hybrid ROIC (CCD+CMOS) / F. F. Sizov, V. N. Ovsyuk, V. V. Vasiliev, T. I. Zakhar'yash, A. O. Suslyakov, N. H. Talipov, N. N. Mikhailov, V. S. Varavin, V. P. Reva, A. G. Golenkov, Yu. P. Derkach, V. V. Zabudsky, S. V. Korinets // SPIE Proceedings. – 2005. – V. 5726. – P. 132–139.

A34. Васильев, В. В. Влияние термообработок на параметры фотодиодов сформированных ионной имплантацией бора в гетероэпитаксиальные слои МЛЭ CdHgTe p -типа / В. В. Васильев, В. Н. Овсюк, Д. Ю. Протасов, Н. Х. Талипов // Прикладная физика. – 2005. – № 2. – С. 37–42.

A35. Войцеховский, А. В. Процессы радиационного дефектообразования в варизонных структурах МЛЭ КРТ при ионной имплантации / А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, Н. Х. Талипов // Прикладная физика. – 2005. – № 3. – С. 83–88.

A36. Войцеховский, А. В. Динамика накопления электрически активных радиационных дефектов при имплантации варизонных эпитаксиальных пленок МЛЭ КРТ / А. В. Войцеховский, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, Д. В. Григорьев, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, Ю. Г. Сидоров, Н. Н. Михайлов, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Физика. – 2006. – Т. 49. – № 9. – С. 25–28.

A37. Войцеховский, А. В. Особенности имплантации ионов бора в варизонные эпитаксиальные пленки КРТ, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии / А. В. Войцеховский, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, Д. В. Григорьев, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, Ю. Г. Сидоров, Н. Н. Михайлов, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Физика. – 2006. – Т. 49. – № 9. Приложение. – С. 142–145.

A38. Voitsekhovskii, A.V. The radiation defects accumulation dynamics at ion implantation of the MCT graded-gap epilayer / A.V. Voitsekhovskii, D. V. Grigor'ev, A. P. Kokhanenko, A. G. Korotaev, N. Kh. Talipov // Изв. вузов. Физика. – 2006. – Т. 49. – № 10. Приложение. – С. 389–391.

A39. Voitsekhovskii A.V. Radiation defects profiles in boron implantated MBE MCT graded-gap epilayer / A.V. Voitsekhovskii, D. V. Grigor'ev, A. P. Kokhanenko, A. G. Korotaev, N. Kh. Talipov // Изв. вузов. Физика. – 2006. – Т. 49. – № 10. Приложение. – С. 392–394.

A40. Войцеховский, А. В. Радиационное дефектообразование в варизонных эпитаксиальных структурах CdHgTe при ионной имплантации / А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Материалы электронной техники. – 2007. – № 2. – С. 35–40.

A41. Войцеховский, А. В. Легирование ионами бора варизонных эпитаксиальных пленок МЛЭ КРТ / А. В. Войцеховский, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, Д. В. Григорьев, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, Ю. Г. Сидоров, Н. Н. Михайлов, Н. Х. Талипов // Прикладная физика. – 2007. – № 6. – С. 119–123.

A42. Войцеховский, А. В. Профили распределения дефектов в варизонных слоях гетероэпитаксиальных структур p -HgCdTe при ионно-лучевом травлении / А. В. Войцеховский, В. С. Волков, Д. В. Григорьев, И. И. Ижнин, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, М. Посяцк, В. Г. Средин, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Физика. – 2008. – Т. 51. – № 9. – С. 51–56.

A43. Войцеховский, А. В. Ионная имплантация в гетероэпитаксиальный CdHgTe, выращенный методом молекулярно-лучевой эпитаксии / А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Физика. – 2008. – Т. 51. – № 10. – С. 5–18.

A44. Войцеховский, А. В. Облучение низкоэнергетическими ионами гетероэпитаксиальных пленок CdHgTe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии / А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев, И. И. Ижнин, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 8/2. – С. 485–488.

A45. Izhnin, I. I. Long-term room-temperature relaxation of the defects induced in (Hg,Cd)Te by low-energy ions / I. I. Izhnin, K. D. Mynbaev, M. Posiask, R. Ya. Mudryy, A. V. Voitsekhovskii, N. Kh. Talipov // Physica B: Condensed Matter. – 2009. – V. 404. – No. 23–24. – P. 5025–5027.

A46. Pociask, M. Ion milling-induced conductivity-type conversion in p -type HgCdTe MBE-grown films with graded-gap surface layers / M. Pociask, I. I. Izhnin, S. A. Dvoretzky, Yu. G. Sidorov, V. S. Varavin, N. N. Mikhailov, N. H. Talipov, K. D. Mynbaev, A. V. Voitsekhovskii // Semicond. Sci. and Techn. – 2010. – V. 25. – № 6. – P. 065012(5pp).

A47. Войцеховский, А. В. Модельное представление пропускания мощного импульсного лазерного ИК излучения в области фундаментального поглощения в эпитаксиальных слоях $Cd_xHg_{1-x}Te$ / А. В. Войцеховский, С. А. Шульга, В. Г. Средин, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 9. – С. 54–58.

A48. Войцеховский, А. В. Ионная имплантация в гетероэпитаксиальные слои и кристаллы p - $Cd_xHg_{1-x}Te$ / А. В. Войцеховский, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Материалы электронной техники. – 2011. – № 4. – С. 32–41.

A49. Войцеховский, А. В. Радиационное дефектообразование в КРТ МЛЭ при воздействии мощного лазерного излучения / А. В. Войцеховский, Н. Х. Талипов, В. Г. Средин, С. А. Шульга // Изв. вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 8/3. – С. 73–75.

A50. Fitsych, O. I. Ion implantation and ion milling in MBE $Hg_{1-x}Cd_xTe$ films / O. I. Fitsych, A.V. Voitsekhovskii, D. V. Grigorjev, N. N. Mikhailov, N. H. Talipov, K. D. Mynbaev, I. I. Izhnin // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2012. – V. 272. – P. 313–317.

A51. Талипов, Н. Х. Влияние воздействия мощного импульсного лазерного ИК-излучения на электрофизические свойства гетероэпитаксиальных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ / Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 12. – С. 3–14.

A52. Войцеховский, А. В. Влияние режимов имплантации бора на параметры фотодиодов, сформированных в гетероэпитаксиальных слоях $Cd_xHg_{1-x}Te$ / А. В. Войцеховский, М. С. Никитин, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 5. – С. 104–109.

A53. Болтарь, К. О. Исследование воздействия мощного импульсного лазерного ИК излучения на свойства поверхности гетероэпитаксиальных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ / К. О. Болтарь, И. Д. Бурлаков,

А. В. Войцеховский, А. Л. Сизов, В. Г. Средин, Н. Х. Талипов, С. А. Шульга // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 8. – С. 29–36.

А54. Войцеховский, А. В. Низкотемпературная активация ионно-имплантированных атомов бора и азота в гетероэпитаксиальных слоях $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / А. В. Войцеховский, Н. Х. Талипов // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 7. – С. 36–49.

А55. Талипов, Н. Х. Влияние состава варизонного слоя на формирование n^+-n^-p структур в имплантированных бором гетероэпитаксиальных слоях $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Н. Х. Талипов, А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев // Изв. вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 3. – С. 54–67.

Цитируемая литература:

1. Rogalski, A. Infrared detectors : second edition / A. Rogalski. – New York : CRC Press Taylor & Francis Group, –2011. – 876 p.

2. Пономаренко, В. П. Теллурид кадмия-ртути и новое поколение приборов инфракрасной фотоэлектроники / В. П. Пономаренко // УФН. – 2003. – Т. 173. – № 6. – С. 649–665.

3. Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона : монография / отв. ред. С. П. Синица. – Новосибирск : Наука, 2001. – 376 с.

4. Фотоприемные устройства на основе эпитаксиальной системы кадмий-ртуть-теллур : монография / отв. ред. А. Л. Асеев. – Новосибирск : Изд-во СО РАН, 2012. – 258 с.

5. Вопросы радиационной технологии полупроводников : монография / Под. ред. Л. С. Смирнова. – Новосибирск: Наука, 1980. – 296 с.

6. Войцеховский, А. В. Радиационная физика узкозонных полупроводников / А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко. – Алматы : Гылым, 1998. – 165 с.

7. Igras, E. Investigation of ion implanted graded gap (CdHg)Te photodiodes / E. Igras, J. Piotrowski, I. Zimnoch-Higersberger // Electron Techn. – 1977. – V. 10. – No. 4. – P. 63–70.

8. Pitcher, P. G. Formation of shallow photodiodes by implantation of boron into mercury cadmium telluride / P. G. Pitcher, P. L. F. Hemment, Q. V. Davis // Electronics Letters. – 1982. – V. 18. – No. 25. – P. 1090–1092.

9. DeWames, R. E. Current generation mechanisms in small band gap HgCdTe p - n junctions fabricated in ion implantation / R. E. DeWames, G. M. Williams, J. G. Pasko, A. H. B. Vanderwyck // J. Cryst. Growth. – 1988. – V. 86. – No. 1–4. – P. 849–858.

10. Bubulac, L. O. Behavior of implantation-induced defects in HgCdTe / L. O. Bubulac, W. E. Tennant, R. A. Riedel, T. J. Magee // J. Vac. Sci. Technol. – 1982. – V. 21. – No. 1. – P. 251–254.

11. Destefanis, G. L. Electrical and optical properties of ion implanted $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / CdTe epilayers / G. L. Destefanis, R. Boch, R. Roussille // J. Cryst. Growth. – 1982. – V. 59. – P. 270–275.

12. Bubulac, L. O. Ion implanted junction formation in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / L. O. Bubulac, W. E. Tennant, D. S. Lo, D. D. Edwall, J. C. Robinson, J. S. Chen, G. Bostrup // J. Vac. Sci. Technol. – 1987. – V. A5. – No. 5. – P. 3166–3170.

13. Destefanis, G. L. Electrical doping of HgCdTe by ion implantation and heat treatment / G. L. Destefanis // J. Cryst. Growth. – 1988. – V. 86. – No. 1–4. – P. 700–722.

14. Bubulac, L. O. Defects, diffusion and activation in ion implanted HgCdTe / L. O. Bubulac // J. Cryst. Growth. – 1988. – V. 86. – P. 723–734.

15. Gravrand, O. From long infrared to very long infrared wavelength focal plane arrays made with HgCdTe n^+-n^-p ion implantation technology / O. Gravrand, E. De Borniol, S. Bisotto, L. Mollard, G. Destefanis // J. Electr. Mater. – 2007. – V. 36. – No. 8. – P. 981–987.

16. Wotherspoon, John T. M. Methods of manufacturing a detector device / John T. M. Wotherspoon // Patent. GB. – No. 2 095 898. – 1982. Patent. USA. – No. 4 411 732. – 1983.

17. Mollard, L. Status of p -on- n arsenic-implanted HgCdTe technologies / L. Mollard, G. Destefanis, G. Bourgeois, A. Ferron, N. Baier, O. Gravrand, J. P. Barnes, A. M. Papon, F. Milesi, A. Kerlain, L. Rubaldo // J. of Electr. Mater. – 2011. – V. 40. – No. 8. – P. 1830–1839.

18. Стафеев, В. И. Фотоприёмники дальнего ИК диапазона для обнаружения космических объектов / В. И. Стафеев // Прикладная физика. – 2001. – В. 3. – С. 44–47.

19. Атаманюк, В. М. Взаимодействие лазерного излучения с материалами оптико-электронной техники : монография / В. М. Атаманюк, О. В. Володин, И. В. Дяченко, Н. С. Захаров, А. Ф. Коваленко, А. В. Козлов, С. А. Комаров, Т. А. Михайлова, А. В. Никонов, В. Е. Рогалин, М. В. Сахаров, И. П. Суханов, Я. А. Суханов, А. В. Федичев; под. ред. Н. С. Захарова. – Сергиев Посад : Изд-во ЦФТИ МО РФ, 2004. – 176 с.
20. Бовина, Л. А. Узкозонные твердые растворы (CdHg)Te / Л. А. Бовина, В. И. Стафеев // Физика соединений $A^{II}B^{VI}$: монография / Под ред. А.Н. Георгобиани, М. К. Шейнкмана. – М.: Наука, 1986. – 320 с. – Гл. 8. – С. 246–281.
21. Ivanov-Omskii, V. I. Transport anomalies in $Cd_xHg_{1-x}Te$ / V. I. Ivanov-Omskii, N. N. Berchenko, A. I. Elizarov // Phys. Stat. Sol. (a). – 1987. – V. 103. – No. 1. – P. 11–28.
22. Цидильковский, И. М. Электронный спектр бесщелевых полупроводников / И. М. Цидильковский. – Свердловск, 1991, – 224 с.
23. Мынбаев, К. Д. Модифицирование свойств HgCdTe низкоэнергетичными ионами (Обзор) / К. Д. Мынбаев, В. И. Иванов-Омский // ФТП. – 2003. – Т. 37. – В. 10. – С. 1153–1178.
24. Агейчик, А. А. Пикосекундная ИК лазерная система с перестраиваемой длиной волны излучения на основе гибридного CO_2 -лазера / А. А. Агейчик, В. Н. Алексеев, В. И. Венглюк, В. М. Громовенко, М. С. Егоров, В. И. Королев, А. Н. Малинин, С. В. Остапенко, Ю. А. Резунков, А. Л. Сафронов, Г. А. Соколова, В. В. Степанов // Оптический журнал. – 2009. – Т. 76. – № 9. – С. 5–13.
25. Войцеховский, А. В. Расчет профилей распределения радиационных дефектов в КРТ при воздействии мощными импульсными лазерными пучками / А. В. Войцеховский, М. Ю. Леонов, С. А. Шульга // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 4. – С. 16–20.
26. Двуреченский, А. В. Импульсный отжиг полупроводниковых материалов : монография / А. В. Двуреченский, Г. А. Качурин, Е. В. Нидаев, Л. С. Смирнов. – М. : Наука, 1982. – 208 с.
27. Голошихин, П. В. Фазовые превращения в $Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$ при воздействии импульсного лазерного излучения наносекундной длительности / П. В. Голошихин, К. Е. Миронов, А. Я. Поляков // Поверхность. Физ. хим., мех. – 1991. – № 12. – С. 12–17.
28. Вейко, В. П. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Силовая оптика / В. П. Вейко, М. Н. Либенсон, Г. Г. Червяков, Е. Б. Яковлев; под ред. В. И. Конова. – М. : Физматлит, 2008. – 312 с.
29. Овсюк, В. Н. Матричные фотоприемники 128×128 на основе слоев HgCdTe и многослойных гетероструктур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs / В. Н. Овсюк, Ю. Г. Сидоров, В. В. Васильев, В. В. Шашкин // ФТП. – 2001. – Т. 35. – В. 9. – С. 1159–1166.