


*на правах рукописи*



ЧЕБОТАРЕВ Сергей Николаевич

**ИОННО-ЛУЧЕВАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ  
ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАНОМАТЕРИАЛОВ  
С ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ПОДЗОНОЙ**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Ростов-на-Дону – 2015

Работа выполнена в Южном научном центре Российской академии наук  
в лаборатории «Кристаллы и структуры для твердотельной электроники»

**Научный консультант**            Лунин Леонид Сергеевич,  
Заслуженный деятель науки РФ,  
доктор физико-математических наук, профессор

**Официальные оппоненты**    Кузнецов Владимир Владимирович,  
доктор физико-математических наук, профессор,  
Санкт-Петербургский государственный  
электротехнический университет «ЛЭТИ»  
им. В.И. Ульянова (Ленина), профессор  
кафедры «Физическая химия»

Каргин Николай Иванович,  
Заслуженный деятель науки РФ,  
доктор технических наук, профессор,  
Национальный исследовательский ядерный  
университет «МИФИ», начальник управления  
развития перспективных исследований,  
профессор кафедры «Физика  
конденсированного состояния»

Резниченко Лариса Андреевна,  
доктор физико-математических наук, профессор,  
научно-исследовательский институт физики  
Южного федерального университета,  
заведующая отделом интеллектуальных  
материалов и нанотехнологий

**Ведущая организация**        Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе  
Российской академии наук

Защита состоится 16 июня 2015 г. в 14 часов 00 минут на заседании  
диссертационного совета Д 212.101.07 Кубанского государственного университета  
по адресу: 350040, Краснодар, ул. Ставропольская, 149.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Кубанского государственного  
университета и на сайте [www.kubsu.ru](http://www.kubsu.ru)

Автореферат разослан 02 марта 2015 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 212.101.07  
докт. физ.-мат. наук



Зарецкая М.В.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность и степень разработанности направления исследований

Наибольшие достижения современной фотоэнергетики связаны с каскадными гетероструктурными фотопреобразователями [1]. Каскадное устройство выполнено в виде многослойной гетероструктуры с различающейся шириной запрещенной зоны, что позволяет расширить спектр поглощения солнечного излучения и снизить термализационные потери [2]. Расчеты максимальной теоретической эффективности каскадного фотопреобразователя, проведенные по методу Шокли – Квайсера [3], показывают, что для неконцентрированного излучения эффективность преобразования двухкаскадного фотопреобразователя достигает 42%, трехкаскадного – 49%, четырехкаскадного – 53%. Для фотопреобразователя с бесконечным числом каскадов эффективность составляет 68% [4]. Трехпереходные фотоэлектрические преобразователи на основе GaInP/GaAs/InGaAs [5] или GaInP/GaInAs/Ge [6] уже достигли рекордных коэффициентов преобразования, превышающих 40%. Недостатками каскадных фотопреобразователей является сложность технологического процесса и использование дорогостоящих материалов.

Альтернативой каскадным устройствам могут выступить фотоэлектрические преобразователи с промежуточной подзоной. Согласно теории Луке – Марти [7] фотоны с энергией меньше ширины запрещенной зоны матричного материала дополнительно поглощаются через промежуточную подзону, расположенную внутри запрещенной зоны. Это позволяет повысить генерируемый электрический ток. Фотоэлектрические преобразователи с промежуточной подзоной технологически реализуются на квантово-размерных гетероструктурах [8]. В последние несколько лет достигнуты значительные успехи в получении фотопреобразователей такого типа на основе полупроводниковых соединений InAs/GaAs [9], GaSb/GaAs [10]. Предельная теоретическая эффективность фотопреобразователей с одной промежуточной подзоной достигает 63% [11].

Общепризнанными и хорошо исследованными технологическими методами получения наноструктур, пригодными для создания фотоэлектрических устройств с промежуточной подзоной, являются молекулярно-лучевая [12] и газофазная эпитаксии [13]. Помимо указанных методов для получения наноматериалов активно адаптируются «классические» методы: жидкофазная эпитаксия [14], распыление лазерными, электронными и ионными пучками [15]. Последний из вариантов традиционно применяется для получения защитных, просветляющих и конструкционных покрытий. Известен как метод ионно-лучевого распыления и предназначен для нанесения тонких слоев различных материалов на подложки большой площади. Отметим, что при получении покрытий важен именно процесс распыления и создаваемый массопоток. С практической точки зрения механизм кристаллизации не представляет интереса. Поэтому термин ионно-лучевое распыление применительно к указанным задачам вполне адекватно характеризует физику нанесения покрытий. Ключевыми факторами являются высокая скорость и равномерность распыления, а не особенности кристаллизации. Однако при получении наноструктур важен как механизм распыления при сверхнизких скоростях, так и процесс кристаллизации. В связи с вышесказанным представляется

целесообразным применительно к задачам выращивания наноструктур использовать термин «ионно-лучевая кристаллизация».

Ионно-лучевая гомоэпитаксия тонких германиевых пленок, по-видимому, впервые осуществлена Крикоряном и Снидом [16]. Использовался газоразрядно-плазменный вариант метода. В современном понимании полученные пленки обладали аморфной структурой и не являлись эпитаксиальными. Однако эта работа продемонстрировала значительный потенциал метода и послужила отправной точкой его развития. Процесс гомоэпитаксии кремния при ионно-лучевой кристаллизации частично исследован Ксу и Грини [17].

Высоковакуумная гетероэпитаксия нанометровых пленок германия на кремнии проведена группой Александрова [18], впервые наблюдавшей самоорганизованный рост островковых наноструктур. Полученные ими результаты продемонстрировали техническую возможность достижения сверхмалых скоростей распыления, обеспечивающих условия управляемого роста. Метод ионно-лучевой кристаллизации применялся также для гетероэпитаксии Ge на GaAs(110) [19] и GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> на Si(001) [20]. В экспериментах по выращиванию германиевых слоев на подложках арсенида галлия наблюдалась коалесценция наноструктур. Однако процесс самоорганизованного роста наноструктур остался не исследован.

Помимо этого, эффект воздействия ионными пучками на поверхность полупроводников использовался, по крайней мере, в двух разновидностях. Во-первых, для формирования наноструктурированного рельефа на поверхности подложек [21]. Во-вторых, в молекулярно-лучевой эпитаксии для стимуляции зарождения наноструктур ионным облучением, что позволило уменьшить их размеры и дисперсию [22]. Таким образом, к началу выполнения диссертационной работы имелись убедительные теоретические и экспериментальные предпосылки выращивания полупроводниковых наноструктур, используя аргоновые пучки для создания ростового массопотока и управления процессом кристаллизации. Учитывая сказанное, разработка физико-технологических основ ионно-лучевой кристаллизации фотоэлектрических наноматериалов с промежуточной энергетической подзоной является актуальной научной задачей.

**Цель диссертационного исследования** состоит в установлении физических закономерностей и характерных физико-технологических особенностей процесса ионно-лучевой кристаллизации фотоэлектрических наноструктурированных материалов с промежуточной энергетической подзоной.

#### **Задачи диссертационного исследования:**

1. Разработать физико-технологические основы ионно-лучевой кристаллизации, обеспечивающей осаждение кремния, германия, арсенида галлия и арсенида индия на полупроводниковые подложки из массопотоков малой плотности, создаваемых бомбардировкой мишеней ионами аргона малой энергии в высоковакуумных условиях.

2. Усовершенствовать метрологические аспекты атомно-силовой микроскопии, используя созданные методом электронно-стимулированного роста прецизионные нанозонды и применяя разработанную методику восстановления реальной формы и размеров нанообъектов.

3. Создать методику определения коэффициентов распыления модельных полупроводниковых материалов ионами аргона низких энергий путем измерения объема сформировавшихся на поверхности мишени кратеров.

4. Исследовать эффекты низкоэнергетического распыления одно- и двухкомпонентных модельных полупроводников, проявляющиеся в изменении морфологии поверхности мишеней и первоначальной астехиометрии состава.

5. Разработать модель массопереноса при ионно-лучевой кристаллизации, использующую в качестве входных параметров эмпирически установленные энергетические и угловые зависимости распыления модельных материалов.

6. Оптимизировать технологические параметры процесса ионно-лучевой кристаллизации фотоэлектрических материалов для обеспечения условий контролируемого нанесения ростового вещества со сверхнизкими скоростями.

7. Изучить влияние времени осаждения, температуры подложки, величины и профиля ионного тока, энергии бомбардирующих ионов на форму, размеры, дисперсию и поверхностную плотность островковых наноструктур модельных материалов, выращенных ионно-лучевой кристаллизацией.

8. Исследовать влияние энергии и величины ионного тока на оптические и электрические свойства многослойных фотоэлектрических наноструктур.

9. Разработать модель, позволяющую определить основные фотоэлектрические параметры устройств с промежуточной энергетической подзоной: фототок, ток короткого замыкания, ток насыщения, фактор заполнения и коэффициент полезного действия.

10. Получить методом ионно-лучевой кристаллизации прототипы фотоэлектрических устройств с промежуточной энергетической подзоной, исследовать их вольт-амперные характеристики и спектральную зависимость внешнего квантового выхода.

### **Методы исследования**

Компьютерное моделирование, сканирующая туннельная микроскопия, атомно-силовая микроскопия, растровая и просвечивающая электронная микроскопия, емкостная и оже-спектроскопия, спектроскопия комбинационного рассеяния, вольт-амперные измерения на имитаторе солнечного излучения, спектральные исследования внешнего квантового выхода.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Использование ионно-плазменного источника с регулируемой энергией ионов аргона в диапазоне от 100 до 300 эВ и тока от 30 до 200 мкА, сопряженного с высоковакуумной ростовой камерой, при расстоянии «мишень – подложка»  $L = 3 - 4$  см, углах падения пучка  $\alpha = 50 - 55^\circ$  обеспечивает распыление мишеней кремния, германия, арсенида галлия и арсенида индия с регулируемыми скоростями от 0,07 до 0,5 МС/с при этом коэффициент потери ростового вещества не превышает:  $R_{loss}(\text{Si}) < 0,18$ ;  $R_{loss}(\text{Ge}) < 0,16$ ;  $R_{loss}(\text{GaAs}) < 0,12$ ;  $R_{loss}(\text{InAs}) < 0,14$ , а однородность массопотока на поверхности 50 мм подложки будет не хуже:  $R_{unf}(\text{Si}) < 4\%$ ,  $R_{unf}(\text{Ge}) < 3\%$ ,  $R_{unf}(\text{GaAs}) < 4\%$ ,  $R_{unf}(\text{InAs}) < 4\%$ .

2. Воздействием сфокусированного электронного пучка с энергией 28 – 30 кэВ, диаметром 2 – 3 нм, током 45 – 50 мкА и локализацией порядка 8 – 10

секунд возможно получение прецизионных углеродных нанозондов для атомно-силовых микроскопов. При этом погрешность измерений в контактном режиме размеров nanoостровков с основанием  $a \sim 10 - 50$  нм, обусловленная эффектом конволюции, приближенно равна четверти радиуса закругления зонда.

3. Используя сканирующую лазерную конфокальную микроскопию возможно определить коэффициент распыления полупроводниковых модельных материалов при углах падения пучка от  $0$  до  $80^\circ$  путем измерения объема, образующегося на поверхности мишени при бомбардировке ионами аргона с энергией  $E_{Ar^+} = 100 - 300$  эВ кратера диаметром не более 1 мкм.

4. Бомбардировка низкоэнергетичным ионным пучком одно (Si, Ge) - и двухкомпонентных (GaAs, InAs) полупроводниковых мишеней приводит к аморфизации поверхности и образованию устойчивой во времени волнообразной структуры, упорядоченной перпендикулярно направлению падения пучка. Массопоток ростового вещества, полученный распылением двухкомпонентных мишеней модельных материалов, первоначально имеет состав  $Ga_{0,15}As_{0,85}$ ,  $In_{0,3}As_{0,7}$  и экспоненциально стремится к стехиометрическому состоянию с характерными для каждого материала временами релаксации.

5. Увеличение ионного тока в интервале  $I = 60 - 120$  мкА при постоянной температуре подложки ( $T_{Ge/Si} = 400^\circ C$ ,  $T_{InAs/GaAs} = 500^\circ C$ ) и энергии ионов аргона  $E_{Ar^+} = 150$  эВ незначительно отражается на величине средних латеральных размеров островковых наноструктур Ge/Si ( $D_{cp} \sim 18$  нм) и InAs/GaAs ( $D_{cp} \sim 15$  нм). Наименьшая дисперсия  $\sigma/D_{cp}$  достигается при токе порядка 120 мкА: для *hut*-островков германия  $\sigma/D_{cp} \sim 25\%$ , для *hut*-островков арсенида индия  $\sigma/D_{cp} \sim 30\%$ . Повышение ионного тока более 180 мкА нецелесообразно по причине значительного возрастания дисперсии размеров nanoостровков:  $\sigma/D_{cp}(Ge/Si) \sim 40\%$ ,  $\sigma/D_{cp}(InAs/GaAs) \sim 50\%$ , что делает их непригодными для создания фотоэлектрических устройств с промежуточной подзоной.

6. Применение пучков для распыления полупроводниковых мишеней с током  $I = 120$  мкА и варьируемой от 150 до 200 эВ энергией ионов позволяет при фиксированной температуре подложек ( $T_{Ge/Si} = 400^\circ C$ ,  $T_{InAs/GaAs} = 500^\circ C$ ) вырастить массивы nanoостровков Ge/Si и InAs/GaAs с латеральными размерами  $D_{cp}(Ge/Si) \sim 18$  нм,  $D_{cp}(InAs/GaAs) \sim 15$  нм и поверхностной плотностью  $\rho(Ge/Si) > 2 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>,  $\rho(InAs/GaAs) > 1 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. При энергиях более 300 эВ поверхностная плотность увеличивается, однако средние размеры островков обоих типов материалов составляют порядка 35 нм, а дисперсия превышает 45%.

7. Используя метод переходных матриц и квазидиффузионно-дрейфовую модель, возможно разработать согласующуюся с экспериментальными данными статическую модель одноперегородного фотоэлектрического *p-i-n* преобразователя с промежуточной энергетической подзоной, позволяющую рассчитать электрическое поле в многослойной структуре, определить фототок, ток насыщения, ток короткого замыкания, напряжение холостого хода, коэффициент полезного действия и фактор заполнения.

8. Внедрение в нелегированную область *p-i-n* фотоструктуры трехслойных вертикально-связанных массивов nanoостровков с размерами 10 – 15 нм, разделенных 30 нм слоем матричного материала приводит к образованию промежуточной подзоны при этом ток короткого замыкания Ge/Si-устройства

повышается на  $0,2 \text{ мА/см}^2$ , InAs/GaAs-устройства устройства на  $0,3 \text{ мА/см}^2$ , что достигается дополнительным поглощением инфракрасной области оптического излучения в диапазонах  $\lambda = 1000 - 1200 \text{ нм}$  (Ge/Si) и  $\lambda = 900 - 1100$  (InAs/GaAs).

**Научная новизна** заключается в разработке физико-технологических основ метода ионно-лучевой кристаллизации полупроводниковых фотоэлектрических наноматериалов с промежуточной энергетической подзоной и в получении следующих новых научных результатов:

- показано, что воздействием ионных пучков низких энергий и малой плотности тока на поверхность одно- и двухкомпонентных полупроводниковых мишеней возможно создать массопоток ростового вещества со скоростями в доли монослоев в секунду;

- определены интегральные и дифференциальные угловые коэффициенты распыления кремния, германия, арсенида галлия, арсенида индия в диапазоне энергией  $100 - 300 \text{ эВ}$  и углов от  $0$  до  $80^\circ$  при бомбардировке ионными аргоновыми пучками сверхмалой плотности;

- установлены закономерности изменения рельефа поверхности мишеней модельных полупроводниковых материалов в процессе распыления ионными пучками малых энергий;

- определены характерные времена релаксации экспоненциального по времени процесса затухания астехиометрии состава распыленного потока арсенида галлия и арсенида индия;

- разработана компьютерная модель массопереноса при ионно-лучевой кристаллизации, позволившая оптимизировать геометрические и технологические параметры ионно-лучевой кристаллизации;

- продемонстрирована возможность формирования методом ионно-лучевой кристаллизации достаточно однородных по размерам массивов nanoостровков германия на кремнии и арсенида индия на арсениде галлия;

- установлено, что управление размерами, дисперсией и поверхностной плотностью nanoостровков в методе ионно-лучевой кристаллизации целесообразно осуществлять варьированием энергии ионов, тока пучка и температуры подложек;

- разработана модель однопереходного фотоэлектрического *p-i-n* преобразователя с промежуточной энергетической подзоной, сочетающая метод переходных матриц, квазидиффузионно-дрейфовую модель и предназначенная для прогнозирования функциональных характеристик фотоэлектрических устройств.

**Практическая ценность** определяется:

- установлением технологических режимов получения одно- и многослойных фотоэлектрических наноматериалов с промежуточной энергетической подзоной на основе гетеросистем Ge/Si и InAs/GaAs;

- разработкой комплекса метрологических решений, направленных на повышение точности атомно-силовых микроскопических исследований путем создания прецизионных зондов и разработки методики восстановления реальной формы и размеров островковых nanoобъектов;

- созданием методики определения коэффициентов распыления модельных полупроводниковых материалов ионами аргона низких энергий путем измерения

объема образующихся на поверхности мишени кратеров с использованием сканирующей лазерной конфокальной микроскопии;

– изготовлением методом ионно-лучевой кристаллизации прототипов фотоэлектрических устройств с промежуточной энергетической подзоной, продемонстрировавших прирост генерируемого фототока за счет дополнительного поглощения инфракрасной части солнечного излучения.

### **Личный вклад автора**

Вклад автора является определяющим и заключается в выборе направления и постановке задач исследования, разработке аппаратурного оформления, аналитических методик, моделировании процессов массопереноса при ионно-лучевой кристаллизации и характеристик фотоэлектрических устройств, получении и измерении экспериментальных образцов, интерпретации результатов. Вклад соавторов научных публикаций состоял в помощи по алгоритмизации моделей, проведении технологических операций по заданной автором методологии и помощи при исследовании свойств наноматериалов. В обсуждении отдельных результатов диссертации участвовали д.ф.-м.н. Лунин Л.С., Dr. Runge E., PhD Williamson A., д.ф.-м.н. Лозовский В.Н., к.ф.-м.н. Лозовский С.В. Разработка технологической оснастки и ростовые эксперименты выполнены совместно с д.т.н. Сысоевым И.А., асп. Малявиным Ф.Ф., асп. Кулешовым Д.С. Написание программного кода для модели массопереноса проводилось совместно с асп. Болобановой Л.Н., программного кода для модели деконволюции – совместно с асп. Дудниковым С.А. Исследования на атомно-силовом и сканирующем электронном микроскопах проведены совместно с асп. Ирха В.А. Измерения коэффициентов распыления полупроводниковых материалов по данным лазерной конфокальной микроскопии выполнены совместно с к.ф.-м.н. Валовым Г.В. Изучение образцов на просвечивающем электронном микроскопе проведены инж. Гамидовым В.А. Оже-спектрометрические измерения выполнены к.т.н. Алфимовой Д.Л. Исследования комбинационного рассеяния проведены к.т.н. Лапиным В.А. Вольт-фарадные измерения выполнены совместно с асп. Яковлевым В.А. Фотолюминесцентные исследования проводились с асп. Блохиным Э.Е. Измерения вольт-амперных характеристик и спектральной зависимости внешнего квантового выхода образцов фотоэлектрических преобразователей проведены к.ф.-м.н. Пащенко А.С. Другие соавторы опубликованных работ занимались изучением вопросов, не включенных в диссертацию.

### **Степень достоверности**

Достоверность полученных результатов подтверждается:

– применением математических моделей, согласующимися с результатами проведенных экспериментальных исследований и литературными сведениями;

– взаимосогласующимися результатами сканирующей зондовой и электронной микроскопии, оже- и рамановской спектроскопии, вольт-фарадных и вольт-амперных измерений, спектроскопии внешнего квантового выхода фотоэлектрических структур;

– использованием авторских научных, технологических и методических решений при выполнении научно-исследовательских работ по грантам *Российского*



*фонда фундаментальных исследований* (№08-08-00886-а, №09-01-00695-а, №09-08-01065-а, №10-08-01082-а, №12-01-00811-а, №12-08-31219-мол\_а, №13-01-90619-Арм-а, №14-08-01213), *Федеральных целевых программ* (гос. контракт №02.451.11.7007, гос. контракт №02.513.11.3349, гос. контракт №14.516.11.0012, гос. контракт №14.516.0062, гос. контракт №14.576.21.0033), *фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере* (гос. контракт №6809р/9376).

### **Апробация результатов**

Результаты диссертационного исследования докладывались и обсуждались на XII конференции по росту кристаллов (НКРК-2006, 23-27 октября 2006 г., Москва), XXI конференции по электронной микроскопии (ЭМ-2006, 5-10 июня 2006 г., Черноголовка), I конференции «Нанотехнологии – производству - 2006» (29-30 ноября 2006 г., Фрязино), XV симпозиуме по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел (РЭМ-2007, 5-10 июня 2006 г., Черноголовка), XIII конференции по росту кристаллов (НКРК-2008, 17-21 ноября 2008 г., Москва), X международной конференции «Химия твердого тела: наноматериалы, нанотехнологии» (17-22 октября 2010 г., Ставрополь), конференции «Нанотехнологии функциональных материалов» (НФМ'10, 22-24 сентября 2010 г., Санкт-Петербург), XI международной конференции «Химия твердого тела: наноматериалы, нанотехнологии» (22-27 апреля 2012 г., Ставрополь), конференции «Нанотехнологии функциональных материалов» (НФМ'12, 27-29 июня 2012 г., Санкт-Петербург), VII международном семинаре «Физико-математическое моделирование систем» (26-27 ноября 2010 г., Воронеж), II конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники «Мокеровские чтения» (16-17 мая 2012 г., Москва), международной конференции «Новые технологии в материаловедении, информационных системах, электронике, энергетике, экономике, экологии» (НТ МИС4Э, 14-17 мая 2012 г., Кременчуг, Украина), VII международной научной конференции «Кинетика и механизм кристаллизации. Кристаллизация и материалы нового поколения» (25-28 сентября 2012 г., Иваново), конференции «Физика полупроводников и наноструктур, полупроводниковая опто- и наноэлектроника» (11-12 октября 2012 г., Новочеркасск), II международном симпозиуме «Физика бессвинцовых пьезоактивных и родственных материалов» (LFPM-2013, 2-6 сентября 2013 г., п. Лоо), I международном форуме «Возобновляемая энергетика: пути повышения энергетической и экономической эффективности» (REENOFR-2013, 22-23 октября 2013 г., Москва), III международном симпозиуме «Физика бессвинцовых пьезоактивных и родственных материалов» (LFPM-2014, 2-6 сентября 2014 г., п. Лоо), международной конференции «Возобновляемая энергетика. Прикладные аспекты разработки и практического использования» (30 июня – 2 июля 2014 г., Черноголовка), II международном форуме «Возобновляемая энергетика: пути повышения энергетической и экономической эффективности» (REENFOR-2014, 10-11 ноября 2014 г., Москва). Результаты диссертации докладывались и обсуждались на заседаниях комплексного отдела механики, химии, физики и нанотехнологий Южного научного центра РАН, а также физическом семинаре технического университета г. Ильменау, Германия.

### **Публикации**

Результаты диссертационного исследования опубликованы в 44 работах, из них 1 монография, 21 статья в журналах из рекомендованного ВАК перечня, 2 патента, 8 свидетельств о государственной регистрации программ для ЭВМ, 12 докладов в трудах научных конференций, не считая тезисов докладов. Список авторских публикаций представлен в заключении диссертации.

### **Структура диссертации**

Диссертационная работа состоит из введения, шести глав, заключения, списка цитированной литературы. Изложена на 289 страницах машинописного текста. Содержит 89 рисунков, 9 таблиц. Список литературы представлен 265 источниками.

## **ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

Во **введении** представлена актуальность и степень проработанности выбранного направления исследований, определены цели и задачи диссертационной работы, отражена научная новизна, теоретическая значимость, практическая ценность, степень достоверности и апробация результатов, представлен личный вклад автора, изложены выносимые на защиту положения.

В **главе 1 «Фотоэлектрические наноматериалы: свойства и методы получения»** рассмотрены современные направления совершенствования фотоэлектрических преобразователей. Показана перспективность использования устройств с промежуточной энергетической подзоной. Фотоэлектрические преобразователи с промежуточной подзоной можно реализовать на гетероструктурах I и II типов. В квантово-размерных гетероструктурах I-ого типа узкозонный материал расположен внутри широкозонного материала. Электроны и дырки локализуются в одной пространственной области. Типичным представителем гетероструктур I-ого типа является наносистема InAs/GaAs. Характерным представителем наноструктур II-ого типа является гетеросистема Ge/Si. В квантовых точках II-ого типа локализуются только дырки. Обозначенные гетеросистемы выбраны в качестве модельных фотоэлектрических наноматериалов.

Проанализированы методы получения фотоэлектрических наноматериалов и представлена их классификация. Определено место ионно-лучевой кристаллизации среди родственных методов. Показано, что единственной возможностью выращивания качественных эпитаксиальных слоев и наноструктур методом ионного распыления является совмещение современных высоковакуумных систем с внешними ионными источниками, допускающими возможность создания пучков низких энергий и малой плотности потока. В таких источниках ионный пучок формируется во внешнем плазменном источнике, оснащенный прецизионной системой экстракции.

На основе литературного анализа установлено, что систематические исследования распыления модельных полупроводниковых материалов при углах падения, отличных от нормального при низких энергиях и плотностях ионного тока ранее не проводились. Пространственное распределение массопотока при различных параметрах пучка и геометрии системы «мишень – подложка» осталось не изученным. Влияние времени осаждения, температуры подложки, величины

ионного тока, профиля пучка и энергии ионов на морфологические, электрические и оптические свойства также относится к неисследованным научным проблемам.

В главе 2 «Физико-технологические аспекты ионно-лучевой кристаллизации фотоэлектрических наноматериалов» сформулированы требования к ростовому оборудованию, описано разработанное аппаратное оформление метода ионно-лучевой кристаллизации, представлены методики управления параметрами ионного пучка и температурными режимами. Отражены способы предэпитаксиальной подготовки мишеней и подложек.

Вакуумная часть сконструированной лабораторной установки состоит из рабочей камеры, форвакуумного насоса и вакуумметра, турбомолекулярного насоса и его контролера, криогенной панели. Вакуумная камера выполнена из нержавеющей стали марки 304L. Давление паров стали при температуре 1000 К не превышает  $2 \cdot 10^{-9}$  Па. Рабочий объем камеры с учетом пространства под турбомолекулярный насос достигал 91 л. Камера оснащена семью фланцами CF типа, из них 4 диаметром 2,75 дюйма, 3 фланца – диаметром 6 дюймов. Вакуумная камера предварительно отжигалась с помощью опоясывающей системы гибких тепловых элементов. Время прогрева составляло 6 – 8 часов.

Форвакуум обеспечивается насосом роторного типа с двухуровневой системой откачки Varian DS 302 производства Aligent Technologies. Суммарная скорость откачки насоса составляет 285 л/мин при вращении ротора 1800 об/мин. Максимально достигаемое давление форвакуума  $2 \cdot 10^{-2}$  Па. Для финишного откачивания применялся турбомолекулярный насос роторного типа на магнитном подвесе Turbovac 340 M от Leybold Vacuum со скоростью вращения 51600 об/мин. Охлаждение насоса естественное без использования проточной водяной системы охлаждения. Максимально достигаемое давление при 48 часах откачивания с предварительным отжигом камеры составляет  $10^{-8}$  Па. Измерение давление в форвакуумной линии проводилось манометром Leybold Thermovac TTR 96S. Давление в рабочей камере установки контролировалось вакууметром Leybold Ionivac ITR 90. Манометр совмещает два принципа измерения – термический (Пирани) и ионизационный с горячим катодом. Диапазон измерений ITR 90 благодаря совмещению двух манометрических систем находится в пределах от  $10^5$  Па до  $5 \cdot 10^{-8}$  Па. Зависимость сигнала от давления линейна во всем измеряемом диапазоне. Криогенная панель, совмещенная с емкостью для заливки жидкого азота, обеспечивала вымораживание фоновых примесей и утилизировала излишки ионов аргона, используемых для распыления мишеней.

Аргоновый пучок создавался сеточным ионным источником KDC 40 производства Kaufman&Robinson. Преимущество выбранного источника состоит в возможности относительно независимого управления энергией и током ионного пучка. Управление ионным источником осуществлялось KRI KSC контроллером.

Величина генерируемого тока зависит от энергии ионов  $E_{Ar+}$  и напряжения на первом управляющем электроде  $U_{grid}$ . На рисунке 1 показана зависимость тока пучка  $I_{beam}$  от напряжения  $U_{grid}$  для различных энергий ионов (ускоряющих напряжениях  $U_{beam}$ ). Диапазон выбирался с учетом необходимости достижения предельно малых скоростей роста. Для всех используемых энергий  $E_{Ar+}$  зависимости линейно возрастают при увеличении напряжения на первой сетке  $U_{grid}$  в диапазоне от 100 до 400 В. Подчеркнем, что исследования акцентировались на управлении

током пучка при низких энергиях ионов. Видно, что изменяя напряжение на первой сетке ионной пушки можно варьировать ток пучка  $I_{beam}$  в диапазоне от 30 до 200 мкА при энергии  $E_{Ar^{++}} = 100 - 300$  эВ. Из этого следует, что процесс ионно-лучевой кристаллизации является достаточно управляемым и обеспечивает возможность практически независимой регулировки энергии ионов от 100 до 500 эВ и тока пучка, обеспечивающих скорости от 0,07 до 0,5 МС/с.

Однако, управление током пучка  $I_{beam}$  путем изменения напряжения на первом управляющем сеточном электроде  $U_{grid}$  сказывается на профиле распределения плотности тока пучка. Измерения профиля проводилось цилиндром Фарадея с диаметром входного отверстия 1 мм. Результаты для энергии  $E_{Ar^{++}} = 150$  эВ приведены на рисунке 2. При малом напряжении на сеточном электроде  $U_{grid} = 50$  В пучок сильно размыт. Увеличение напряжения вначале фокусирует пучок. Затем при напряжении  $U_{grid}$  больше 300 В пучок расширяется, сохраняя гауссовский тип распределения.

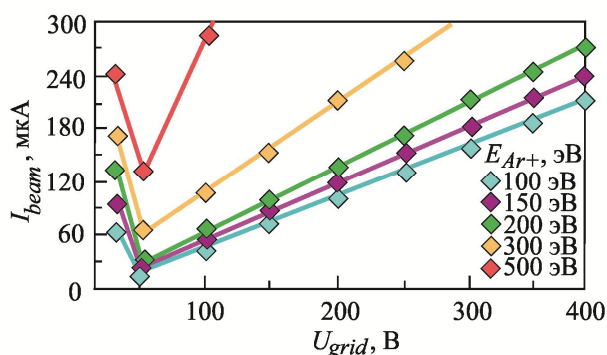


Рисунок 1 – Калибровка тока пучка  $I_{beam}$  по напряжению управляющего электрода  $U_{grid}$  для различных энергий ионов  $E_{Ar^{++}}$

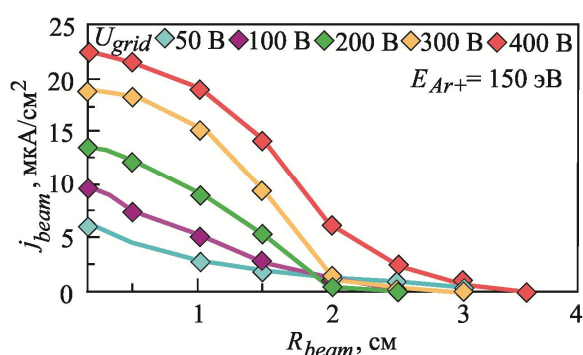


Рисунок 2 – Профили плотности тока пучка для энергии  $E_{Ar^{++}} = 150$  эВ для различных напряжениях  $U_{grid}$

Температурный режим подложек задавался резистивным высоковакуумным нагревателем. Рабочий диаметр держателя составляет 3 дюйма. Система молибденовых диафрагм допускает использование подложек диаметром от 25 до 75 мм. Крепежными элементами являются танталовые держатели. Корпус нагревателя выполнен из нержавеющей стали марки 304L. Нагревательный элемент мощностью 750 Вт обеспечивает прогрев подложки до 950 °С с регулируемой скоростью от 0,1 до 10 °С/сек. Нагреватель монтировался в CF разъем вакуумной камеры. В верхнюю часть нагревателя встроена термопара  $S$  типа (Pt-10% Rh-Pt). Измерение температуры выше 600 °С дублировалось оптическим пирометром. Термопара выбранного типа имеет широкий диапазон температурных измерений от -50 до 1768 °С. Варьирование температуры подложки осуществлялось изменением напряжения, прикладываемого к нагревателю. Термопарные измерения содержали систематическую ошибку, обусловленную незначительным удалением активной части от подложки. Поэтому применялась калибровочная кривая, полученная по реперным точкам плавления олова ( $T_{пл} = 231,9$  °С), цинка ( $T_{пл} = 419,6$  °С), алюминия ( $T_{пл} = 660,7$  °С) и серебра ( $T_{пл} = 961,9$  °С). Точность измерений во всем диапазоне температур была не хуже 10 °С.

Мишени устанавливались в кассету, закрепляемую на пятипозиционном держателе, выполненном из высоковакуумной нержавеющей стали. Позиционирование в плоскости образца осуществляется микрометрическими винтами в диапазоне  $\pm 8$  мм с точность регулировки 5 мкм. Мишень вдоль камеры перемещается ручным слайдерным позиционером в диапазоне от 0 до 200 мм с точностью 50 мкм. Ручные гониометры осуществляют поворот мишени относительно оси продольного перемещения от  $-180$  до  $+180^\circ$ . Высокая вариативность позиционирования обеспечивает необходимую геометрию размещения мишени относительно ионного пучка и смену мишеней.

Подготовка кремниевых подложек проводилась по видоизмененной методике Итано – Керна [23]. Подготовленная подложка содержала защитный оксидный слой. Адсорбированные примеси совместно с защитным слоем удалялись в рабочей камере отжигом при температуре  $800 - 820^\circ\text{C}$ . Подготовка арсенид галлиевых подложек также заключалась в создании защитного слоя, удаляемого отжигом в вакуумной камере. Использовалась методика, состоящая в комбинации вариантов Праматоровой [24] и Чо [25]. Предварительный отжиг пластины при температуре  $560 - 580^\circ\text{C}$  позволял избавиться от примесей и защитного оксидного слоя.

В главе 3 «Методики исследования функциональных характеристик фотоэлектрических наноматериалов» представлены требования и приведено описание используемых исследовательских методик. Заключительная часть главы посвящена описанию авторских методик, касающихся метрологических вопросов определения реальных размеров наноструктур по данным атомно-силовой микроскопии, созданию прецизионных нанозондов и методике измерения коэффициентов распыления с помощью лазерной конфокальной микроскопии.

Для исследования морфологии выращиваемых наноструктур использовались туннельная, атомно-силовая и электронная микроскопии. Исследование состава проводилось с применением Оже-спектроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния. Электрические и оптические свойства изучались с помощью фотолюминесцентных и вольт-фарадных измерений. Характеристики опытных образцов фотоэлектрических устройств с промежуточной подзоной изучались на имитаторе солнечного излучения и установке измерения спектральной зависимости внешнего квантового выхода.

Предложена методика электронно-стимулированного наращивания углеродных nanoострий на стандартные зонды атомно-силовых микроскопов с радиусами закругления менее 10 нм. Экспериментальным путем установлено, что выращивание углеродных острий диаметром до 10 нм необходимо проводить в следующих условиях: ускоряющее напряжение  $28 - 30$  кэВ, уровень фокусировки луча порядка  $2 - 3$  нм, ток пучка  $45 - 50$  мкА, время нахождения электронного луча в одной точке – не более 8 секунд. Эффект электронно-стимулированного роста использован нами также для маркирования поверхности, исследуемой современными методами сканирующей микроскопии.

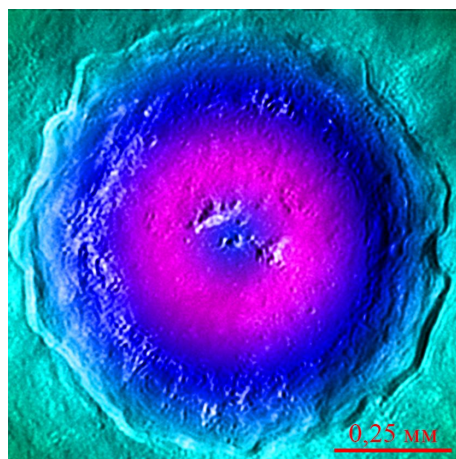


Рисунок 3 – Кратер на поверхности мишени

Скорость ионно-лучевой кристаллизации определяется массопотоком распыленного материала, который характеризуется коэффициентом распыления  $Y$ . Создание сверхмалых скоростей роста на подложке (доли монослоя в секунду) требует реализации минимальных коэффициентов распыления. Для нахождения коэффициентов распыления обычно используют прецизионное взвешивание или измерение высоты ступеньки маскированного слоя на подложке. Нами предложено измерять объем образовавшегося на мишени кратера. Это в совокупности с данными о токе аргонового пучка и плотности позволяет рассчитать коэффициент распыления  $Y$  по формуле:

$$Y = \frac{eN_A \rho}{Mt} V, \quad (1)$$

где  $e$  – заряд электрона,  $N_A$  – число Авогадро,  $\rho$  – плотность,  $M$  – молярная масса,  $I$  – сила тока пучка,  $t$  – время распыления,  $V$  – объем образовавшегося кратера.

Оптическая и электронная микроскопия не могут быть использованы для измерения объема  $V$ . Атомно-силовая микроскопия не позволяет измерять объекты с размерами более 50x50 мкм. Идеальным вариантом решения этой задачи является сканирующая лазерная конфокальная микроскопия (см. рисунок 3). Встроенное программное автоматически определяет объем кратера, что позволяет с высокой точностью определять значения коэффициентов распыления модельных материалов.

**Глава 4 «Формирование массопотока ростового вещества при ионно-лучевой кристаллизации»** посвящена исследованию энергетической и угловой зависимостей коэффициентов распыления модельных материалов при низких энергиях ионов аргона. Изучены эффекты низкоэнергетического распыления, сопровождающиеся изменением морфологии поверхности мишени в процессе бомбардировки. Отдельно рассмотрена проблема астехиометрии распыления двухкомпонентных полупроводниковых материалов. Разработана модель массопереноса при ионно-лучевой кристаллизации. Обсуждаются результаты теоретических и экспериментальных исследований осаждения материалов при различной геометрии системы «мишень – подложка», угле наклона падения пучка и влияние профиля плотности ионного тока на равномерность осаждения.

Экспериментально определены коэффициенты распыления модельных полупроводниковых материалов (Si, Ge, GaAs, InAs) для нормально падающего ионного пучка низкой энергии ( $E_{Ar^+} = 100 - 500$  эВ). Измерение объема образовавшихся кратеров проводилось на лазерном сканирующем конфокальном микроскопе. Коэффициент распыления рассчитывался по формуле (1). Эксперименты при заданном ускоряющем напряжении повторялись трижды для получения статистически подтвержденных результатов. Полученные результаты в целом достаточно хорошо согласуются с данными поздних исследований, выполненных в хороших вакуумных условиях. Особый интерес представляют результаты в диапазоне энергий от 100 до 300 эВ. Для всех материалов коэффициент распыления меньше единицы. Эффективность распыления не высока, что позволяет



получить при малых плотностях ионного тока низкую скорость распыления материала мишеней. Полученные данные для выбранных модельных материалов приведены на рисунке 4.

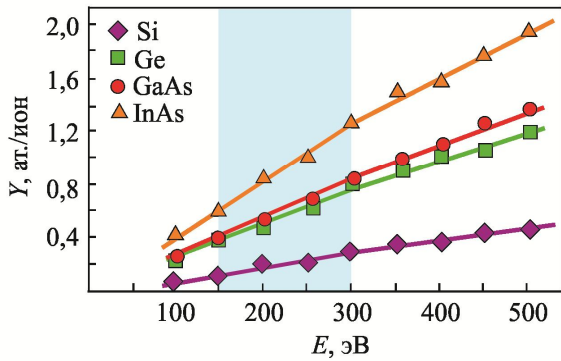


Рисунок 4 – Коэффициенты распыления модельных материалов при нормальном падении ионного пучка

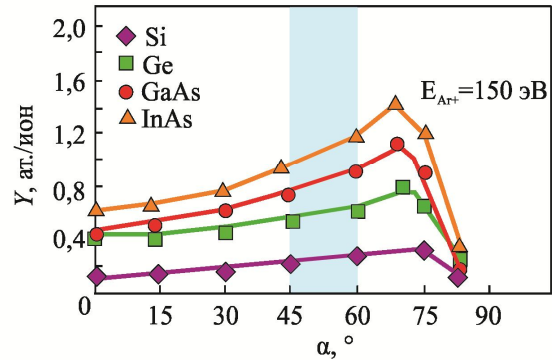


Рисунок 5 – Угловые зависимости коэффициентов распыления модельных материалов при энергии ионов 150 эВ

Угловые зависимости коэффициентов распыления исследованы ранее только для однокомпонентных мишеней – кремния и германия при энергии аргонового пучка, равной 30 кэВ. Эта энергия примерно на два порядка выше используемой нами. Систематическое исследование угловых зависимостей GaAs и InAs насколько нам известно ранее не проводилось. Представленные на рисунке 5 результаты исследований угловой зависимости получены для энергий 150 эВ. Угол падения пучка менялся от нормального ( $\theta = 0^\circ$ ) до слабо скользящего ( $\theta = 80^\circ$ ). Шаг поворота мишени составлял  $15^\circ$ . Коэффициенты распыления модельных материалов при увеличении угла падения повышаются. Достигая максимального значения при определенном угле  $\theta_{\max}$ , эффективность распыления снижается. Для кремния наилучшее распыления наблюдалось при угле падения, близком к  $75^\circ$ . Дополнительные исследования показали, что уточненный угол распыления для германия приходился на диапазон  $65 - 70^\circ$ . Для арсенида галлия и арсенида индия максимумы также находились в этом интервале. Важно отметить, что плавный характер изменения эффективности распыления в интервале углов от  $30^\circ$  до  $60^\circ$  повышает управляемость процесса ионно-лучевой кристаллизации.

Энергетическая и угловая зависимости коэффициента распыления позволяет судить об интегральной эффективности процесса формирования массопотока при ионно-лучевой кристаллизации. Однако для оценки пространственной равномерности массопотока, определяющей однородность толщины слоя на подложке, необходимо знать дифференциальный угловой коэффициент распыления  $Y_\Omega$ . Этот коэффициент показывает количество атомов  $N_{am}$ , распыленных одним ионом внутрь элементарного телесного угла  $d\Omega$ :

$$Y_\Omega = \frac{N_{am}}{N_{ион} d\Omega}, \quad (2)$$

Отметим, что экспериментальные измерения дифференциального коэффициента распыления выбранных модельных материалов при различных углах падения ионного пучка ранее не проводились. В качестве примера на рисунках 6 – 7 представлены результаты измерения дифференциальных угловых коэффициентов

распыления германия и арсенида индия для углов  $\beta = 0^\circ$  и  $\beta = 60^\circ$ . Для каждого угла использовалось три различных энергии ионов 100, 150 и 200 эВ. В диссертации представлены также экспериментальные данные о дифференциальных коэффициентах распыления кремния и арсенида галлия. Кроме того приведены сведения и для других углов падения ионного пучка.

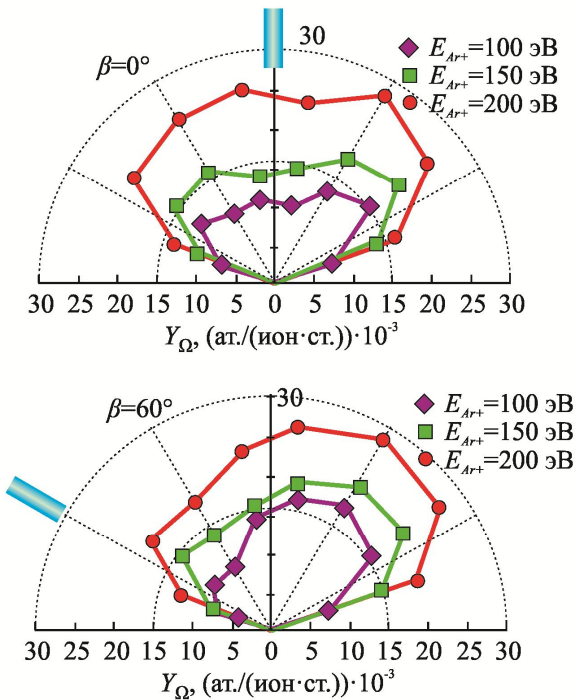


Рисунок 6 – Дифференциальные угловые коэффициенты распыления Ge

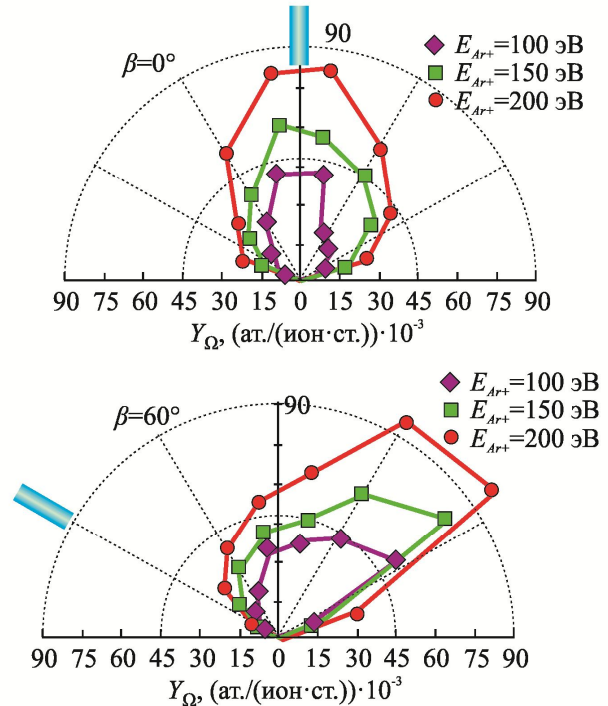


Рисунок 7 – Дифференциальные угловые коэффициенты распыления InAs

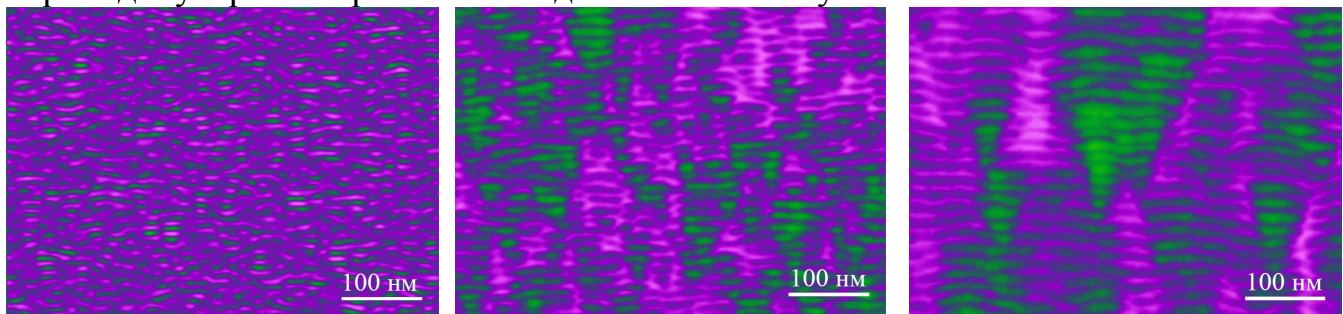
Показано, что дифференциальная угловая зависимость коэффициентов распыления кремния и германия имеют сходный характер. Увеличение энергии бомбардирующих ионов приводит к росту дифференциальных коэффициентов распыления. При нормальном падении пучка картина распыления симметрична относительно вектора нормали мишени. Вдоль направления падения пучка эффективность распыления снижена, что и наблюдается в виде центрального провала на графиках для  $\beta = 0^\circ$ . Максимумы интенсивности распыления симметрично смещены и удалены на угол  $\alpha = 15 - 20^\circ$  от нормали. При угле падения  $\beta = 30^\circ$  максимум дифференциального углового коэффициента распыления не подчиняется зеркальному закону отражения и находится в  $10^\circ$  от нормали мишени. Бомбардировка при большем угле наклона ( $\beta = 60^\circ$ ) проявляется в одностороннем смещении максимума интенсивности распыления, который наблюдается при углах  $\alpha = 40 - 45^\circ$ . Похожесть угловых зависимостей распыления для кремния и германия, по-видимому, связана с идентичностью кристаллических решеток. Небольшое различие, по нашему мнению, обусловлено разницей масс атомов кремния и германия.

Касательно дифференциальных угловых коэффициентов распыления двухкомпонентных модельных материалов – арсенида галлия и арсенида индия можно сделать следующие выводы. Распределение более узкое и локализовано вблизи направления падения ионного пучка. Увеличение энергии ионов приводит к росту дифференциального коэффициента распыления для всех углов падения пучка.



Угловая зависимость ближе к зеркальному закону, что отличает эти материалы от однокомпонентных – кремния и германия. Впрочем, зеркальный закон также не полностью выполняется. Полученные экспериментальные зависимости дифференциальных угловых коэффициентов распыления кремния, германия, арсенида галлия и арсенида индия являются входными параметрами для созданной модели массопереноса при ионно-лучевой кристаллизации.

Управление ростовым процессом предполагает возможность контролируемого изменения технологических параметров и временную стабильность их поддержания. Важнейшими параметрами ионно-лучевой кристаллизации являются температура подложки и скорость осаждения квазислоя из распыленного массопотока. Однако, процесс распыления может меняться при эрозии поверхности мишени, вызванной воздействием ионного пучка. Исследование особенностей ионного травления модельных полупроводниковых материалов показало сходный характер изменения рельефа поверхности. Типичный пример эволюции поверхности при травлении поверхности Si(001) иллюстрируется рисунком 8. Увеличение времени травления поверхности приводит к характерной трансформации рельефа поверхности. Вначале формируется аморфизированная поверхность, преобразующаяся в процессе травления в волнообразную структуру. Наблюдается упорядочивание волн перпендикулярно направлению падения ионного пучка.



а) 1 минута

б) 10 минут

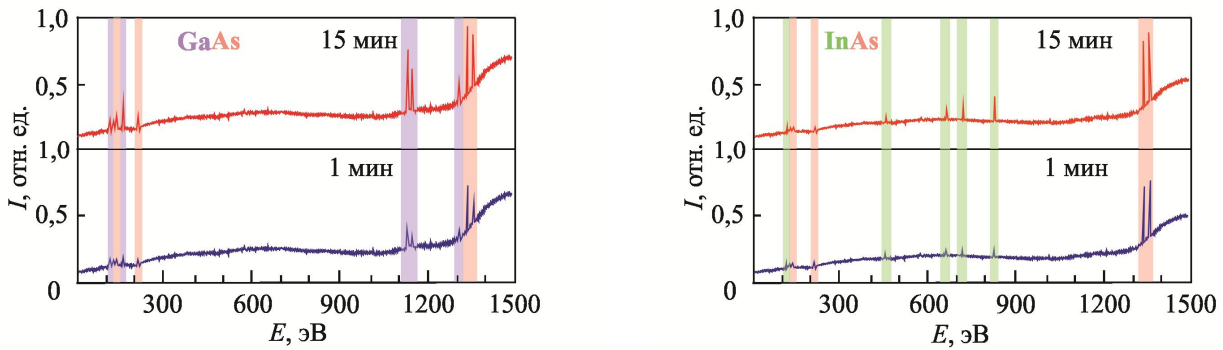
в) 60 минут

Рисунок 8 – Изменение поверхности кремния при травлении ионным пучком

Установлено, что дальнейшее увеличение времени травления не приводит к значительному изменению рельефа. Происходит стравливание гребней и впадин, что при низких скоростях процесса приводит к постепенному уменьшению толщины мишени. Режим травления становится квазистатическим. Отметим, что используемые в методе ионно-лучевой кристаллизации низкие скорости распыления и небольшие времена наращивания слоев приводят к незначительному износу мишени и, следовательно, позволяют достичь хорошей управляемости процессом.

Задача создания ростового массопотока из двухкомпонентных мишеней распылением ионным пучком наталкивается на необходимость изучения стехиометрии состава распыленного вещества. Изменение состава приповерхностной области двухкомпонентных мишеней проводили в режиме *in-situ* методом электронной оже-спектроскопии. Травление поверхности осуществлялось ионным аргоновым пучком энергией 500 эВ. Угол наклона пучка по отношению к вектору нормали мишени – 60°. Использовался небольшой ток ионного пучка – 200 нА. Оже-спектры распыленного материала мишеней GaAs(001) и InAs(001) показаны на рисунке 9. Нижние спектры получены при анализе приповерхностного

слоя мишеней после 1 минуты ионного травления; верхние – после 15 минут. В диапазоне 0 – 1500 эВ идентифицируются спектральные линии: 107, 158, 1115, 1142 и 1298 эВ, соответствующие оже-переходам в атомах галлия, 140, 146, 203, 1323, 1359 – оже-переходы в атомах мышьяка, 121, 443, 450, 664, 708, 826 – оже-переходы в атомах индия.



а) б)  
Рисунок 9 – Оже-спектры GaAs(а) и InAs(б)

Используя описанную методику, проводили оценку состава по оже-спектрам распыленных мишеней при разных временах травления. Обобщенные результаты проиллюстрированы рисунком 10.

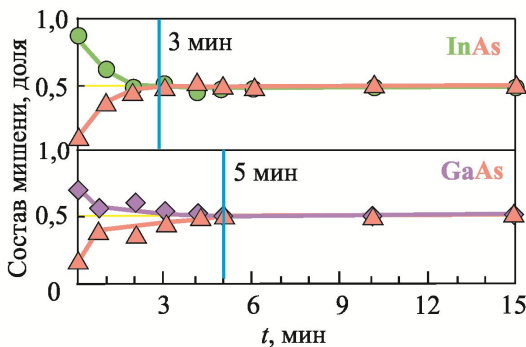


Рисунок 10 – Хронограмма изменения состава мишеней GaAs(001) и InAs(001)

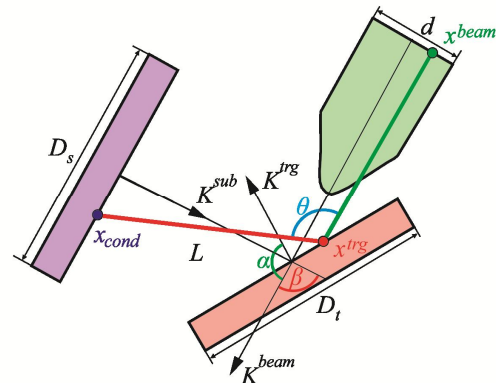


Рисунок 11 – Схема процесса ионно-лучевой кристаллизации

Проведенные исследования распыления двухкомпонентных мишеней указывают на первоначальную сильную астехиометрию распыления двухкомпонентных мишеней. Травление в течение некоторого промежутка времени приводит к выравниванию концентраций распыляемых компонент, что проявляется в стехиометрическом распылении мишеней GaAs и InAs. Установлено, что для получения равномерного по составу массопотока, создаваемого аргоновым ионным распылением таких мишеней, необходимо проводить предварительное распыление мишеней (не менее 5 минут) при экранированных подложках.

Для теоретического исследования особенностей массопереноса при ионно-лучевой кристаллизации разработана компьютерная модель, призванная обеспечить прогнозирование пространственного распределения массопотока вблизи поверхности подложки. В модели используются следующие приближения:

1) моделирование проводится в одной плоскости, являющейся центральным сечением для ионного пучка, мишени и подложки; 2) элементарный расчетный этап модели включает только одну частицу; 3) ионы в пучке движутся по независимым прямолинейным траекториям; 4) функция плотности потока ионов  $f_{ион}$  задается на основе эмпирических измерений плотности ионного тока  $j_{ион}$ ; 5) поверхность мишени считается плоской. Формирование рельефа не принимается во внимание. Косвенно влияние рельефа учитывается экспериментально найденными коэффициентами распыления; 6) взаимодействие иона с подложкой может привести к распылению атома. Результат (распылился / не распылился) оценивается путем сравнения случайно генерированного числа с эмпирически измеренным коэффициентом распыления при заданных условиях (энергия, угол падения); 7) распыление двухкомпонентных веществ (GaAs, InAs) моделируется распылением квазиатома, состоящего из двух атомов с использованием экспериментальных данных о коэффициентах распыления; 8) направление распыления атома выбирается случайным образом с учетом эмпирического дифференциального углового коэффициента распыления.

Схема моделируемого процесса показана на рисунке 11. Параметрами модели являются функция плотности тока  $j$ , угол  $\alpha$  между направлением распространения ионного пучка и вектором нормали мишени, диаметры пучка  $d$ , мишени  $D_t$  и подложки  $D_s$ , расстояние между мишенью и подложкой  $L$ , угол  $\beta$  между векторами нормалей мишени и подложки. Функция плотности тока, создаваемого используемыми нами источниками Кауфмана, корректно аппроксимируется нормальным законом распределения. Измеренный профиль пучка задан в конечном интервале  $[x_{min}, x_{max}]$ . Основным параметром пучка является ширина экспериментальной кривой, измеренная на половине высоты максимального значения функции  $FWHM$ . Нормализованная функция Гаусса применительно к плотности ионного тока имеет вид:

$$j(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (3)$$

где  $\sigma$  и  $\mu$  – вещественные числа, определяющие ширину размытия функции и абсциссу ее максимума. Система координат, связанная с пучком  $K^{beam}$  выбирается так, чтобы ось ординат проходила через центр пучка, тогда  $\mu = 0$  и формула (3) упрощается. Параметр  $\sigma$  можно выразить через полуширину  $FWHM$  в виде:

$$\sigma = \frac{2\sqrt{2 \ln 2}}{FWHM}, \quad (4)$$

Процедура аппроксимации плотности тока ионного пучка заключается в измерении  $FWHM$  и нахождении  $\sigma$  по формуле (4). Площадь под кривой нормализованной функции плотности тока  $j(x)_{теор}$  можно сопоставить с общим количеством ионов  $N_{общ}$ , проваимодействовавших с мишенью за все время моделирования. Количество ионов  $N_i$ , движущихся по траектории с координатой  $x$ , пропорционально площади столбца  $S_i$ . Тогда справедливо выражение, позволяющее определить число ионов  $N_i$ , прошедших по траектории  $x$ :

$$N_i = N_{общ} \frac{S_i}{S_{общ}}, \quad (5)$$

Моделирование движения ионов проводится последовательно по схеме растровой развертки. Каждый ион индексируется как  $N_{kl}$ , где  $k$  – номер ряда,  $l$  – номер столбца. Из всего набора ионов  $N_{общ}$  формируется двумерная матрица индексированных ионов. Траектория движения иона  $N_{kl}$  прямолинейна в системе координат пучка  $K^{beam}$  и описывается простейшей функцией:

$$x^{beam} = \langle x_{kl} \rangle, \quad (6)$$

Эксперименты проводились так, чтобы центр пучка совпадал с центром мишени. Тогда система координат пучка  $K^{beam}$  повернута относительно центра координат мишени  $K^{trg}$  на угол  $\alpha$ . Координата падения иона  $N_{kl}$  на поверхность мишени в системе координат  $K^{trg}$  задается выражением:

$$x_{kl}^{trg} = -\frac{x^{beam}}{\sin(\alpha - \frac{\pi}{2})}, \quad (7)$$

Приведенная процедура позволяет определить область падения каждого иона от  $N_1$  до  $N_{общ}$  на поверхность мишени. Перейдем к описанию способа задания траектории движения выбитых атомов. Требуется решить две задачи. Во-первых, установить вероятность распыления атома. Во-вторых, найти уравнение траектории движения выбитого атома в системе координат мишени.

Очевидно, атом может распылиться в угловом секторе от 0 до  $\pi/2$ . Необходимо установить число элементарных секторов, разделяющих большой сектор. Максимальное расстояние между мишенью и подложкой достигает 15 см. Удаление подложки на большее расстояние приводит к значительной потере ростового вещества (коэффициент потерь более 50%). Используемые подложки и мишени имеют равный диаметр 50 мм. Поэтому целесообразно при подсчете пространственного распределения осажденного потока разделить подложку на 100 элементарных отрезков  $\Delta x_i^{sub} = 0,5$  мм. Найдем величину элементарного угла  $\Delta \gamma_i$ , охватывающего сектор длиной  $\Delta x_i^{sub}$  и радиусом  $L$ . Элементарный угол во всех случаях должен быть меньше:

$$\Delta \gamma_i < \arcsin\left(\frac{\Delta x_i^{sub}}{L}\right) < 0,2^0, \quad (8)$$

Оценочное условие (8) выражает требование к угловому размеру элементарного сектора при максимально возможном расстоянии между мишенью и подложкой. Каждый такой элементарный сектор может использоваться для задания траектории движения распыленного атома.

Результат взаимодействия иона с поверхностью мишени моделировался с помощью генератора случайных чисел с равномерным распределением  $P \in [0,1]$ . Поведение атома определяется путем сравнения генерированного числа  $P$  со значением линейного дифференциального углового коэффициента распыления  $Y_\delta(\theta)$ . Если выполняется условие:

$$P < Y_\delta^{meop}(\theta), \quad (9)$$

то атом считается распыленным. В противном случае:

$$P > Y_\delta^{meop}(\theta), \quad (10)$$

атом в направлении, задаваемом углом  $\theta$  не распылился.

Траектория движения распыленного атома в системе координат мишени  $K^{trg}$  описывается уравнением:

$$y^{trg} = tg\theta(x - x_{kl}^{trg}), \quad (11)$$

На заключительном этапе одного цикла моделируемого процесса определяется координата падения атома на подложку или отмечается факт прохождения атома мимо подложки. Взаимосвязь систем отсчета  $K^{trg}$  и  $K^{sub}$  определяется матрицей поворота в двумерном пространстве через угол  $\beta$ :

$$M(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix}, \quad (12)$$

Координаты  $(x^{trg}, y^{trg})$  и  $(x^{sub}, y^{sub})$  связаны системой уравнений:

$$\begin{cases} x^{trg} = x^{sub} \cos \beta - (y^{sub} + L) \sin \beta \\ y^{trg} = x^{sub} \sin \beta + (y^{sub} + L) \cos \beta \end{cases}, \quad (13)$$

Положение подложки в системе  $K^{trg}$  задается соотношением:

$$y = tg\beta x + \frac{L}{\cos \beta}, \quad (14)$$

Границы подложки в системе  $K^{trg}$  устанавливаются выражениями:

$$\begin{cases} x_{sub\_left}^{trg} = -\frac{D_{sub}}{2} \cos \theta - L \sin \theta \\ x_{sub\_right}^{trg} = \frac{D_{sub}}{2} \cos \theta - L \sin \theta \end{cases}, \quad (15)$$

Координату  $x_{fall}$  области падения атома на подложку находят разрешая систему уравнений, образованной выражениями (13) и (15):

$$x_{fall} = \frac{tg\theta x_{kl}^{trg} + \frac{L}{\cos \beta}}{tg\theta - tg\beta}. \quad (16)$$

Атом считается конденсированным на подложке в точке  $x_{cond}$ , если справедливо неравенство:

$$x_{sub\_left}^{trg} \leq x_{fall} \leq x_{sub\_right}^{trg} \Rightarrow x_{cond} = x_{fall} \quad (17)$$

Иначе распыленный атом считается потерянным и не участвует в росте слоя на подложке. Здесь предполагается, что коэффициент конденсации равен единице. Это вполне справедливо при осаждении родственных полупроводниковых соединений: кремний – германий, арсенид индия – арсенид галлия. Впрочем, для любого определенного экспериментальным образом коэффициента конденсации  $\Xi_{cond}$  можно установить акт конденсации атома (да / нет), сравнивая генерируемое в диапазоне  $[0,1]$  равномерно-распределенное случайное число  $Z$  с этим коэффициентом. Если  $Z \leq \Xi_{cond}$ , то атом конденсировался. В противном случае  $Z > \Xi_{cond}$ , атом – отразился от поверхности.

Для построения профилей распределения толщины выращиваемых слоев подложку разбивают на  $M$  одинаковых ячеек длиной  $l_m$ . Для каждой ячейки  $m$  подсчитывают число, конденсировавшихся в нее атомов. Повторяя описанную процедуру  $N_{общ}$  раз, находят профиль распределения толщины слоя или распределение плотности массопотока вблизи поверхности подложки в зависимости от технологических условий реализации процесса ионно-лучевой кристаллизации. Описанный алгоритм реализован в программной среде MatLab.

Качество ростового массопотока, создаваемого при ионно-лучевой кристаллизации, предложено оценивать коэффициентами потери  $R_{loss}$  и равномерности  $R_{unf}$ . Коэффициент потери показывает долю распыленных атомов, не осажденных на подложке. Он характеризует интегральную эффективность массопереноса и, в основном, зависит от геометрии системы «ионный пучок – мишень – подложка». Второй коэффициент  $R_{unf}$  позволяет оценить пространственную однородность потока ростового вещества. Прежде всего, он зависит от энергии и профиля плотности ионного пучка.

Теоретическая и экспериментальная зависимости коэффициента потери кремния  $R_{loss}^{экс}(Si)$  от расстояния  $L$  «мишень – подложка» представлена на рисунке 12.

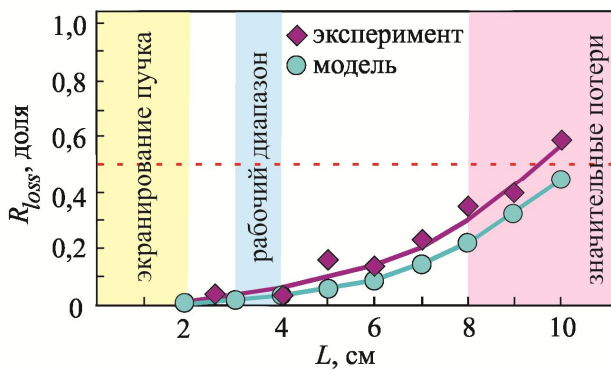


Рисунок 12 – Зависимость коэффициента потери ростового вещества  $R_{loss}(Si)$  от расстояния  $L$

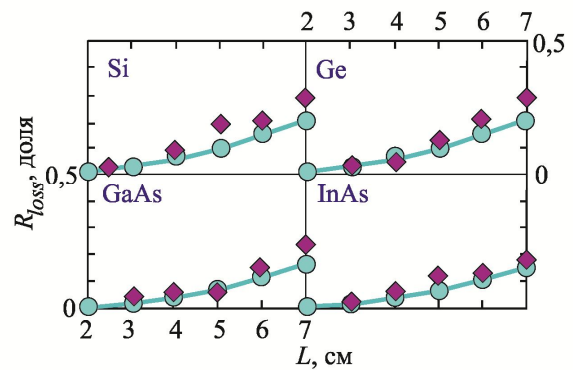


Рисунок 13 – Коэффициенты  $R_{loss}(Si)$ ,  $R_{loss}(Ge)$ ,  $R_{loss}(GaAs)$ ,  $R_{loss}(InAs)$

Теоретические расчеты показывают, что наблюдается плавное увеличение потерь вещества, обусловленное удалением подложки. Данные о рассчитанных и экспериментально измеренных коэффициентах потери ростового вещества  $R_{loss}(Ge)$ ,  $R_{loss}(GaAs)$ ,  $R_{loss}(InAs)$  для остальных модельных материалов обобщаются рисунком 13. С учетом сведений по кремнию здесь измерения проведены в более узком диапазоне расстояний  $L = 3 - 7$  см. Отметим, что экспериментальные результаты для всех материалов хорошо коррелируют с теорией. Двухкомпонентные соединения имеют меньший коэффициент потери. Вероятно, это обусловлено, как это следует из рисунка 7, более узким распределением дифференциального углового коэффициента распыления. Опираясь на данные о коэффициентах потери ростового вещества  $R_{loss}$  можно сказать, что при выбранных размерах подложки и мишени оптимальное расстояние  $L$  составляет 3 – 4 см. Помимо расстояния  $L$  важную роль играет угол падения пучка  $\alpha$ .

Результаты теоретических и экспериментальных исследований зависимости коэффициента потери кремния от угла падения ионного пучка представлены на рисунке 14,а. Выбранные значения расстояний «мишень – подложка» оптимизированы относительно минимальных потерь ростового вещества, поэтому для всех расстояний  $L$  коэффициент  $R_{loss}$  меньше 12%. Изменение расстояния на один сантиметр (с 3 до 4 см) показало устойчивость технологического процесса к варьированию геометрии расположения технологической оснастки. Коэффициент потери вещества менее 8%. Данные о зависимости коэффициента потери германия в



зависимости от угла падения ионного пучка, показанные на рисунке 14,б, похожи на аналогичные зависимости для кремния. Максимум кривых размывается и смещается ближе к углу  $40^\circ$ . Коэффициент потери больше чем у кремния. Слабая зависимость коэффициента  $R_{loss}(\text{Ge})$  от угла в диапазоне  $30 - 50^\circ$  объясняется самой широкой среди исследуемых материалов (Si, GaAs, InAs) диаграммой дифференциального углового коэффициента  $R_\Omega$ . Коэффициенты потери двухкомпонентных полупроводников GaAs и InAs, как это следует из рисунков 14,в и 14,г более критично зависят от угла падения ионного пучка. В особенности это справедливо для арсенида индия, имеющего наиболее узкую диаграмму дифференциального углового коэффициента распыления.

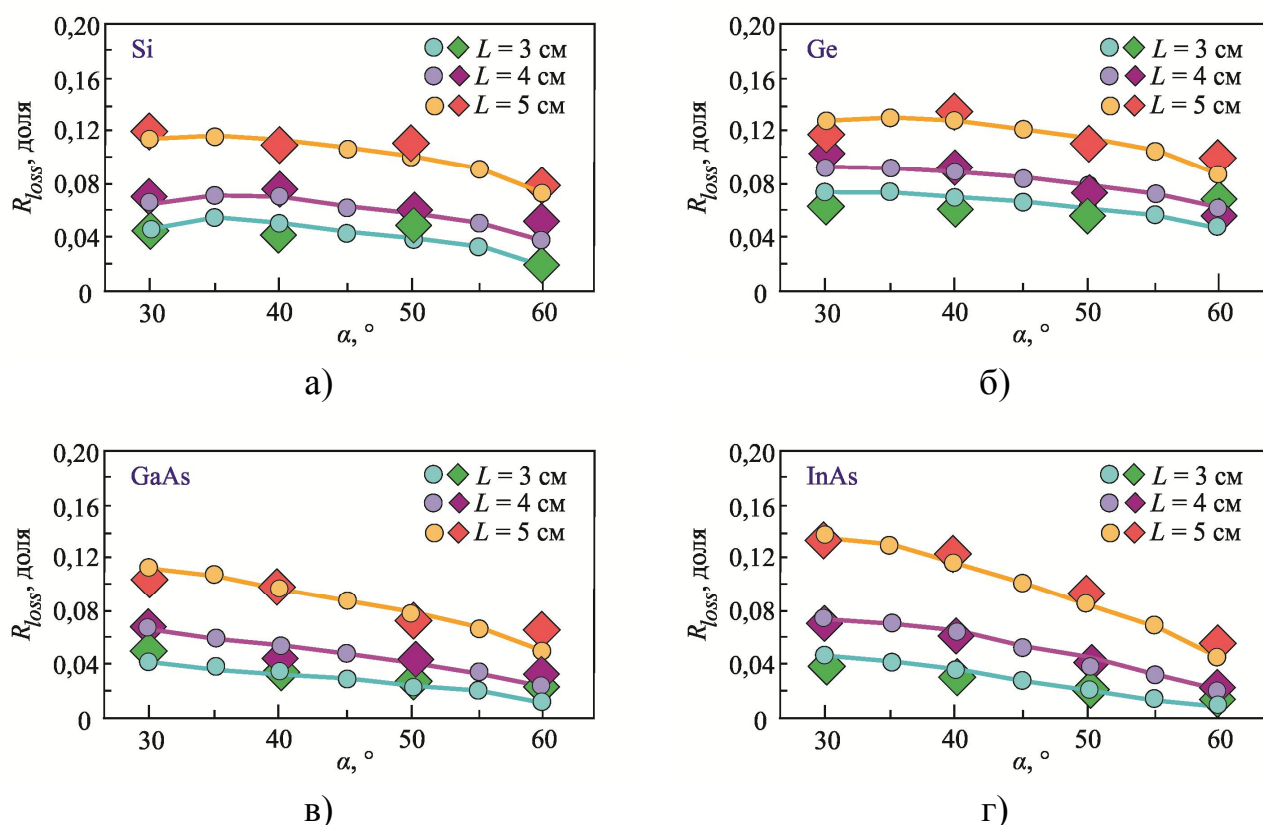


Рисунок 14 – Зависимость коэффициента потери  $R_{loss}$  от угла падения  $\alpha$

При всех расстояниях  $L$  наблюдаются весьма существенные потери при малых углах падения пучка, что связано с преимущественным распылением в сектор за пределами подложки. При углах  $40 - 60^\circ$  коэффициент потери арсенида галлия и арсенида индия менее 10%. В отличие от зависимостей  $R_{loss}(\text{Si})$  и  $R_{loss}(\text{Ge})$  у двухкомпонентных полупроводников  $R_{loss}$  не имеет максимума кривой в выбранных диапазонах изменения расстояний «мишень – подложка» и углах падения пучка.

Введенный ранее параметр  $R_{unf}$  описывает пространственную однородность потока или пространственную карту распределения скоростей роста слоя в различных областях подложки:

$$R_{unf} = \frac{h_{\max} - h_{\min}}{h_{\max}}, \quad (18)$$

здесь  $h_{\max}$ ,  $h_{\min}$  – наибольшая и наименьшая толщина слоя.

Профиль пучка, очевидно, влияет на однородность распределения массопотока. Результаты исследования для параметров пучка, отраженных на

рисунках 1 и 2, при угле падения  $\alpha = 50^\circ$  и оптимальном расстоянии «мишень – подложка»  $L = 4$  см приведены на рисунке 15. Линии соответствуют теоретическим расчетам. Ромбами обозначены экспериментальные данные, выраженные в относительных единицах. Действие размытого пучка, формируемого при  $U_{grid} = 50$  В, обеспечивает наибольшую равномерность массопотока. Наблюдаются небольшие завалы на краях подложки. Максимум кривой асимметричен относительно центра подложки. Повышение напряжения  $U_{grid}$  приводит к смещению и акцентированию максимума кривой радиального распределения. При напряжении  $U_{grid} = 400$  В кривая радиального распределения становится более симметричной по причине возросшего размытия ионного пучка.

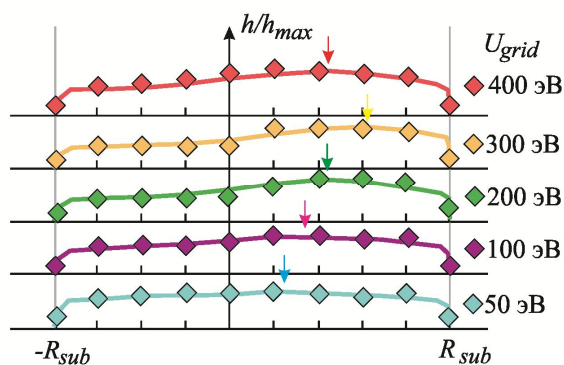


Рисунок 15 – Зависимость радиального распределения толщины кремниевого слоя от напряжения  $U_{grid}$  для энергии  $E_{Ar^+} = 150$  эВ

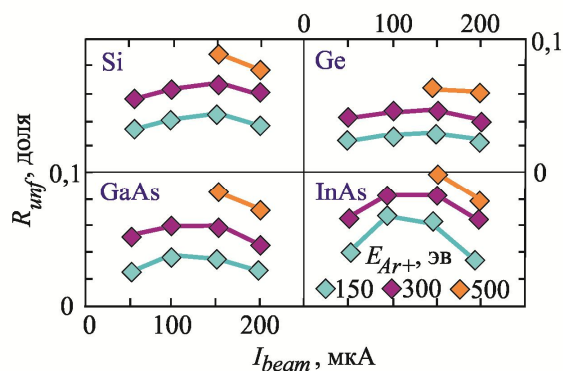


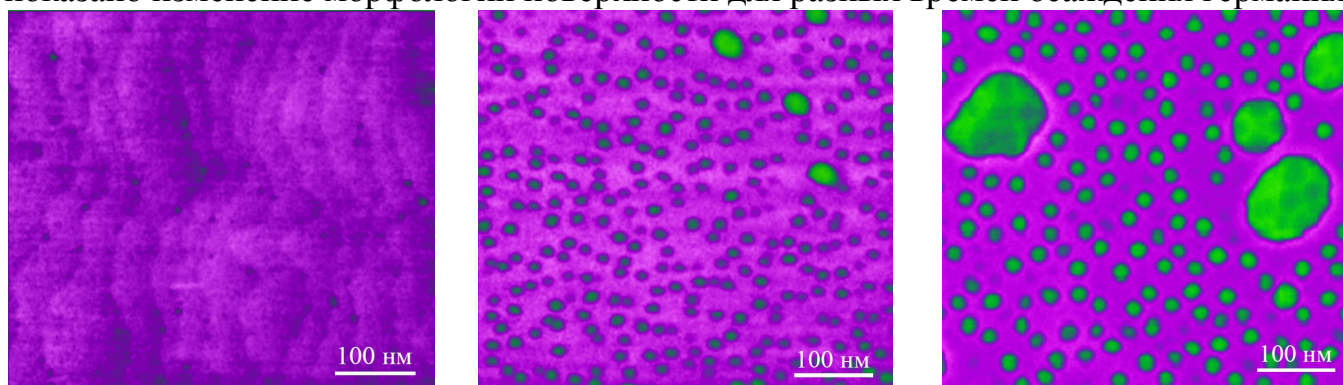
Рисунок 16 – Зависимость коэффициента равномерности  $R_{unf}$  (Si, Ge, GaAs, InAs) от энергии  $E_{Ar^+}$

Экспериментальные зависимости коэффициента равномерности  $R_{unf}$  от тока ионного пучка  $I_{beam}$  при различных  $E_{Ar^+}$  для кремния, германия, арсенида галлия и арсенида индия обобщены на рисунке 16. При энергиях  $E_{Ar^+} > 500$  эВ, как это следует из рисунка 1, технически невозможно достичь малых токов пучка. Поэтому для этих энергий зависимости  $R_{unf}(I_{beam})$  представлены только двумя измерениями для токов 150 и 200 мкА. Наилучшая равномерность для всех энергий ионов достигается для германия. Это объясняется широкой диаграммой дифференциального углового коэффициента распыления, сглаживающего неоднородность профиля плотности тока. Напротив, для арсенида индия из-за узкой направленности распыления наблюдается худшая однородность массопотока. Впрочем стоит указать, что коэффициент неоднородности не превышает 10% при энергии ионов 0,5 кэВ. Видно, что низкоэнергетичное распыление ( $E_{Ar^+} = 150$  эВ) позволяет обеспечить однородность массопотока не хуже: для кремния – 4%, германия – 3%, арсенида галлия – 4%, арсенида индия – 7%. Проведенный спектр исследований указывает на возможность управления скоростью и однородностью ростового массопотока в достаточно широком диапазоне энергий и токов пучка.

В главе 5 «Ионно-лучевая кристаллизация фотоэлектрических наноматериалов» изучены особенности формирования фотоэлектрических наноструктур с промежуточной подзоной и исследованы их свойства. Получение островковых структур германия на кремнии осуществляли при постоянном токе ионного пучка  $I = 120$  мкА и температуре подложки  $T_s = 400$  °С. Энергия ионов



составляла  $E_{Ar^+} = 150$  эВ. Угол падения пучка выдерживался во всех экспериментах равным  $\alpha = 55^\circ$ . Ионный ток такой величины создавал ростовой поток, позволявший осаждать германий со скоростью  $0,04$  МС/с. В качестве примера на рисунке 17 показано изменение морфологии поверхности для разных времен осаждения германия.



а) время  $t_1 = 30$  сек

б) время  $t_2 = 180$  сек

в) время  $t_3 = 300$  сек

Рисунок 17 – Морфологии поверхности Ge/Si на разных стадиях ионно-лучевой кристаллизации

После наращивания слоя в течение  $\tau = 30$  секунд на поверхности образовался смачивающий слой Ge. Прерывание процесса после трехминутного осаждения приводило к образованию наностроек *hut*-типа. Дальнейшее осаждение в течение  $\tau = 5$  минут привело к развитию их формы. Наблюдается трансформационный переход «*hut* – *dome*». Отметим, что для системы «германий – кремний» всегда наблюдалось одновременное сосуществование обоих типов островков. Уже на ранних стадиях осаждения образовывались наноструктуры *hut*- и *dome*-типов.

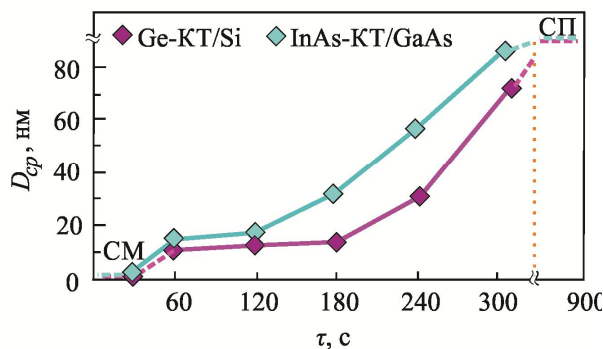


Рисунок 18 – Хронограмма изменения размеров наностроек Ge/Si и InAs/GaAs

Исследование эволюции морфологии наращиваемого слоя InAs/GaAs при ионно-лучевой кристаллизации проводили при постоянном токе ионного пучка  $I = 120$  мкА и температуре подложки  $T_s = 500$  °С. Угол падения выдерживался равным  $\alpha = 50^\circ$ . Энергия равнялась  $E_{Ar^+} = 150$  эВ. Скорость осаждения в указанных условиях достигала  $V = 0,09$  МС/с. Полуминутный рост позволил сформировать смачивающий слой InAs, содержащий ранние центры зарождения островков.

Трехминутный рост привел к формированию массива островков InAs. Осаждение в течение пяти минут вызвало разрастание структур *hut*-типа и их трансформацию в объекты *dome*-типа. Важно отметить существование временного диапазона, в котором размеры наностроек обоих модельных полупроводниковых гетеросистем меняются незначительно. Наличие таких диапазонов придает процессу ионно-лучевой кристаллизации технологическую устойчивость. Описанные трансформационные переходы, сопровождающие ионно-лучевую кристаллизацию, графически представлены на рисунке 18.

Количественным параметром служит усредненный латеральный размер наностроек  $D_{cp}$ . Определение  $D_{cp}$  для каждого времени осаждения  $\tau$ , проводилось по данным атомно-силовой микроскопии. Полученные кривые для систем Ge/Si и InAs/GaAs коррелируют друг с другом.

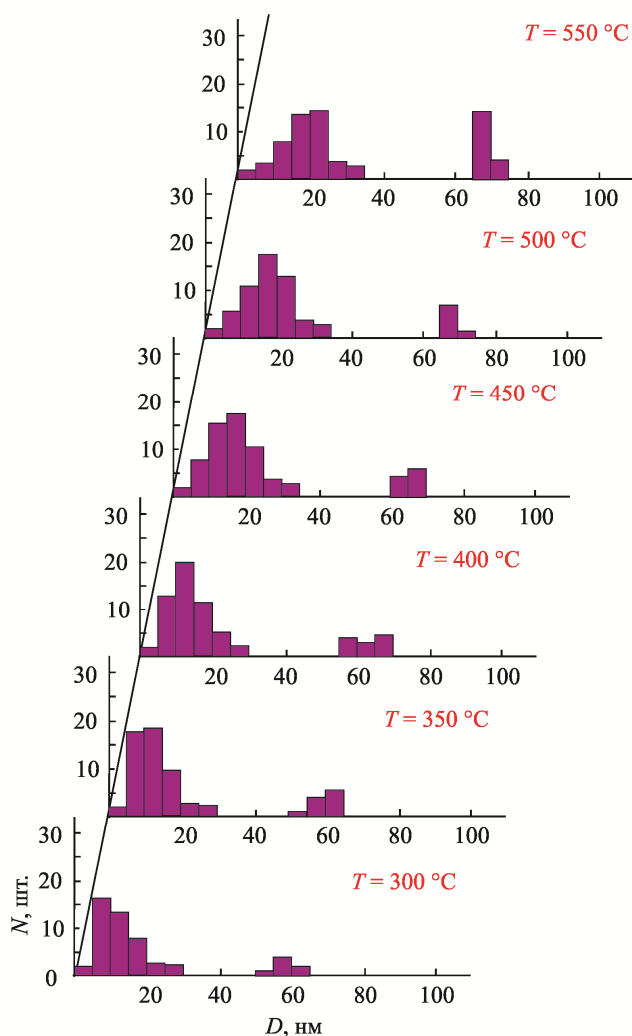


Рисунок 19 – Гистограммы распределения латеральных размеров наностроек Ge/Si(001)

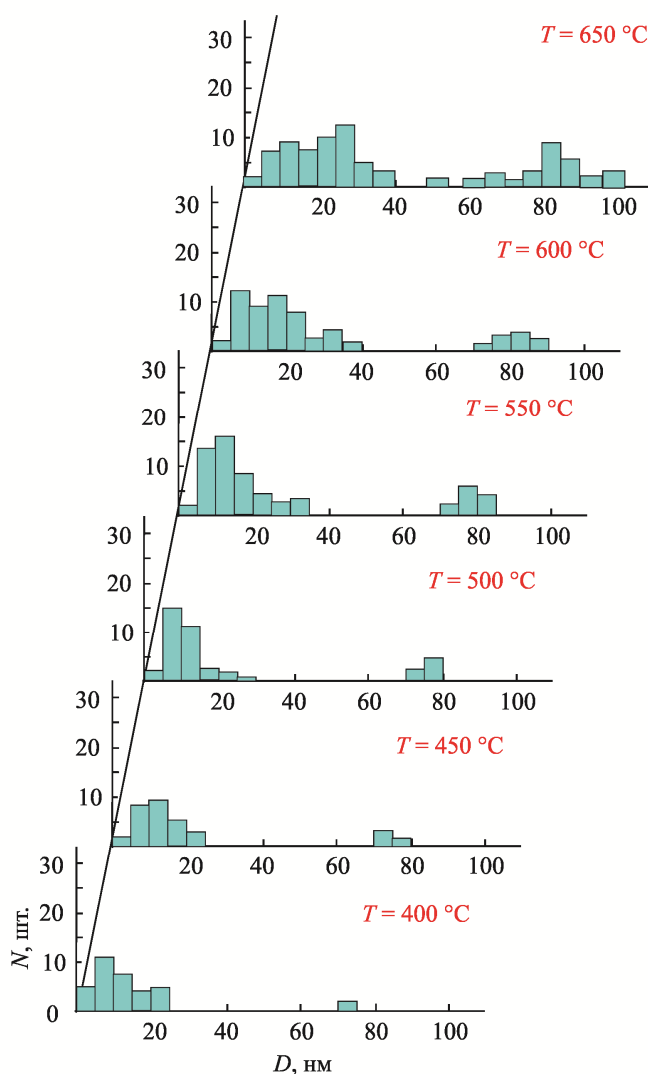


Рисунок 20 – Гистограммы распределения латеральных размеров наностроек InAs/GaAs(001)

Изучение влияния температуры подложки на особенности ионно-лучевой кристаллизации наностроек германия на кремнии и арсенида индия на арсениде галлия проводилось при фиксировании остальных параметров процесса. Энергия ионов и ток пучка равнялись соответственно  $E_{Ar} = 150$  эВ и  $I = 120$  мкА. Время осаждения выбиралось на основании результатов исследований временной зависимости. На рисунках 19 и 20 представлены гистограммы распределения по размерам наностроек модельных материалов, выращенных ионно-лучевой кристаллизацией при варьировании температуры.

Обработывая гистограммы можно получить информацию о средних размерах островков для гетеросистем Ge/Si и InAs/GaAs, представленную на рисунке 21. Повышение температуры подложки приводит к расширению латеральных размеров наностроек как германия, так и арсенида индия. Показано, что ионно-лучевую

кристаллизацию германиевых наноструктур целесообразно проводить в температурном интервале 350 – 400 °С. Размеры наносторокков в этом случае не превышают 15 нм. Дисперсия не больше 28%. Наносторокки *hut*-типа в гетеросистеме InAs/GaAs оптимально выращивать в диапазоне температур 450 – 500 °С. Температурные зависимости не линейны.

Поверхностная плотность наносторокков является температурно-зависимым параметром. Рисунок 22 отражает экспериментально измеренную поверхностную плотность наносторокков Ge и InAs в указанных выше температурных интервалах.

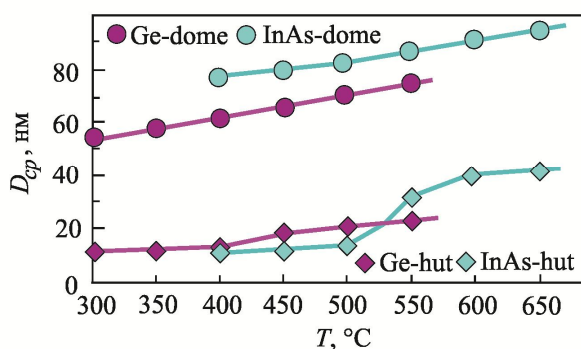


Рисунок 21 – Температурная зависимость средних размеров

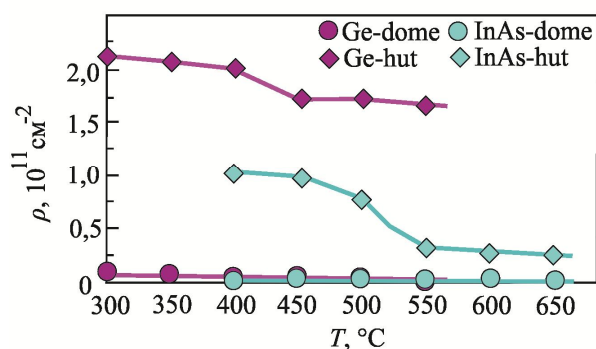


Рисунок 22 – Температурная зависимость поверхностной плотности

При температурах 350 – 400 °С поверхностная плотность германиевых островков превышает  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Затем следует спад, сопровождающийся снижением поверхностной плотности ниже  $1,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Для системы InAs/GaAs эта зависимость более критична. При температуре выше 500 °С наступает существенное снижение поверхностной плотности с  $1,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  до  $0,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

Исследование влияния величины ионного тока на процесс кристаллизации наносторокков модельных материалов проводился в следующих условиях. Температура подложки при кристаллизации германия составляла  $T_{подл} = 400 \text{ °C}$ ; при кристаллизации арсенида индия –  $T_{подл} = 500 \text{ °C}$ . Энергия ионов поддерживалась на уровне  $E_{Ar} = 150 \text{ эВ}$ . Ток ионного пучка изменялся от 60 до 180 мкА. Время осаждения выбирали с учетом получения во всех экспериментах квазислоев одинаковой толщины. Повышение ионного тока незначительно отражается на величине средних латеральных размеров наносторокков как для системы Ge/Si, так и для гетеропары InAs/GaAs, как это видно из рисунка 23.

Однако, при больших токах ( $I = 180 \text{ мкА}$ ) германиевые наносторокки достигают средних размеров 19 нм (*hut*) и 62 нм (*dome*). В случае InAs наблюдается та же закономерность возрастания размеров с 9 нм (*hut* при токе  $I = 60 \text{ мкА}$ ) до 21 нм (*hut* при токе  $I = 180 \text{ мкА}$ ); *dome*-структуры разрастаются с 77 нм ( $I = 60 \text{ мкА}$ ) до 83 нм ( $I = 180 \text{ мкА}$ ). Увеличение ионного тока, прежде всего, сказывается на формировании более плотных массивов наносторокков. Обобщение результатов исследований влияния величины тока на их плотность проведено на рисунке 24.

Энергия ионов аргона, бомбардирующих мишень, задает скорость и пространственное распределение ростового массопотока. Получение нанометровых квазислоев требует использование минимально технологических возможных скоростей, что делает нецелесообразным распыление с энергиями больше 300 эВ. Помимо этого, при бомбардировке высокоэнергетичными ионами наблюдается

заметная неравномерность кинетических энергий распыляемых атомов. Основываясь на результатах, описанных выше, температура кремниевой подложки при кристаллизации германия составляла  $T_{подл} = 400$  °С, температура арсенид галлиевой подложки при осаждении арсенида индия –  $T_{подл} = 500$  °С. Ток пучка выбирался равным  $I = 120$  мкА. Время осаждения подбиралось с учетом получения одинаковых толщин квазислоев. Эксперименты проводились при четырех различных энергиях ионов аргона.

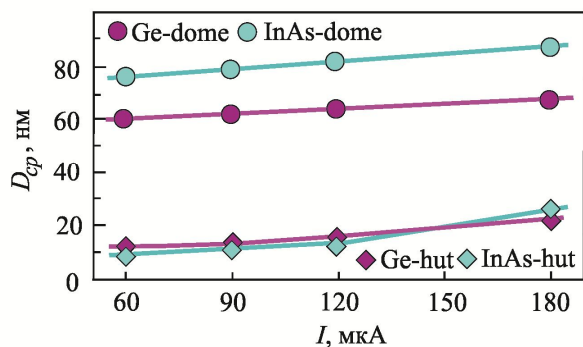


Рисунок 23 – Зависимость средних размеров nanoостровков от тока ионного пучка

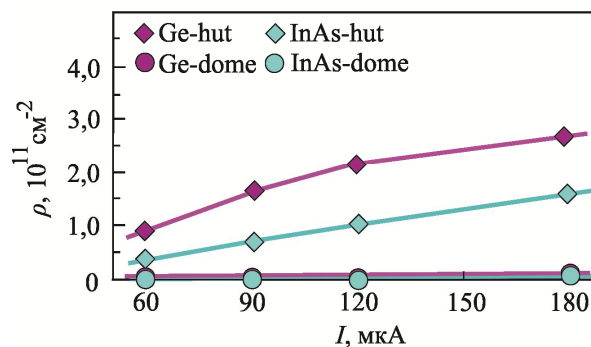


Рисунок 24 – Зависимость поверхностной плотности от тока ионного пучка

Средний латеральный размер формируемых nanoостровков германия и арсенида индия зависит от энергии ионов аргона нелинейным образом, как это следует из рисунка 25. Наименьшие размеры наблюдается в окрестности энергий 150 – 200 эВ, когда образуются наноструктуры с размерами менее 20 нм. Дальнейшее повышение энергии приводит к возрастанию размеров. Интересно отметить, что при энергии  $E_{Ar} = 120$  эВ размеры островков составляют для германия – 28 нм, для арсенида индия – 23 нм. По-видимому, это обусловлено значительным разбросом энергий первичных бомбардирующих ионов.

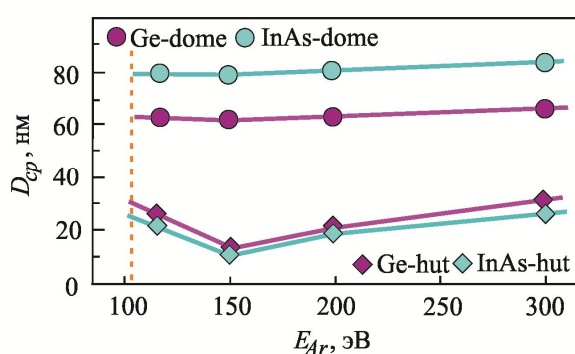


Рисунок 25 – Зависимость средних размеров nanoостровков от энергии ионов

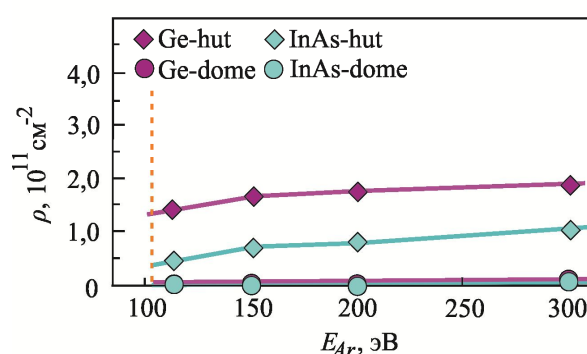


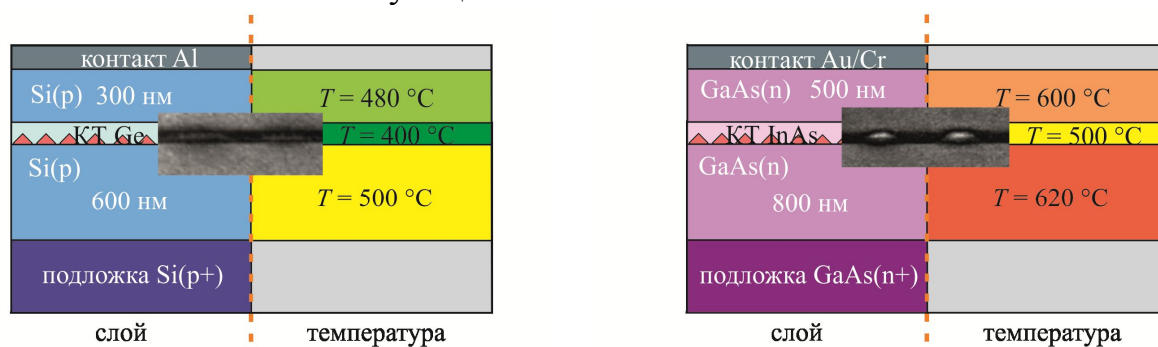
Рисунок 26 – Зависимость поверхностной плотности от энергии ионов

Поверхностная плотность nanoостровков незначительно увеличивается с ростом энергии ионов, как это показано на рисунке 26. Это объясняется тем, что плотность nanoостровков, прежде всего, зависит от плотности ростового потока, который определяется величиной ионного тока, а не энергией. Изменения плотности коррелируют с зависимостями коэффициента распыления от энергии ионов.



Поверхностная плотность наностроек германия достигала порядка  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , арсенида индия составляла около  $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Укажем, что выбранные и используемые в предыдущих параграфах значения энергии ионов в 150 эВ основывались на установленных здесь энергетических закономерностях.

Эффект размерного квантования исследовали вольт-фарадным методом. Экспериментальные образцы получали последовательным наращиванием слоев матричного материала, содержащих внутри слой наностроек. Схематично образцы серий ВФ-Г (Ge/Si) и ВФ-ИМ (InAs/GaAs) показаны на рисунке 27. Обозначения ВФ0 указывают на отсутствие внутреннего слоя наностроек. Остальные образцы содержат наностройки, выращенные при различной величине ионного тока: ВФ1 ( $I = 60 \text{ мкА}$ ), ВФ2 ( $I = 120 \text{ мкА}$ ), ВФ3 ( $I = 180 \text{ мкА}$ ). Левая часть рисунка является слоевым сечением образца. Правая часть схематично показывает условия нанесения соответствующих слоев.



а) образцы ВФ-Г

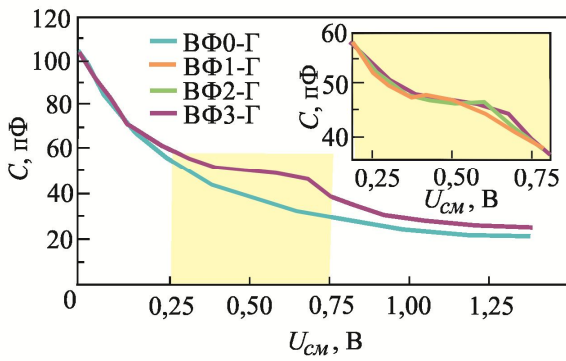
б) образцы ВФ-ИМ

Рисунок 27 – Структура и условия получения образцов для вольт-фарадных измерений

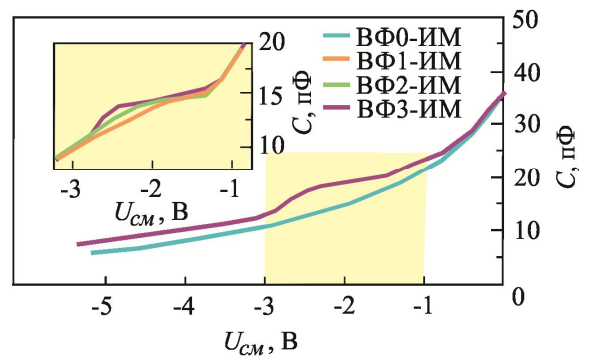
Процесс проводили при энергии ионов 150 эВ. При исследовании морфологии было выявлено, что ток ионного пучка, прежде всего, влияет на поверхностную плотность островковых структур (см. рисунок 24). Подтверждением формирования слоя наностроек внутри матричных слоев являются микрофотографии, полученные на просвечивающем электронном микроскопе (см. вставки на рисунках 27,а и 27,б).

Результаты измерений кремний-германиевых образцов приведены на рисунке 28,а. Отметим, что для образцов ВФ2-Г и ВФ3-Г наблюдается уменьшение длины области насыщения. Это объясняется повышением поверхностной плотности наностроек при увеличении ионного тока. Ранее показано, что повышение ионного тока с 60 до 180 мкА приводило к росту поверхностной плотности с  $0,9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  до  $2,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Эти же выводы можно сделать из сокращения области насыщения на вольт-фарадной кривой.

Образцы с внедренным в матрицу арсенида галлия слоем наностроек арсенида индия продемонстрировали аналогичное поведение при приложении внешнего напряжения, что наглядно видно из рисунка 28,б. Внедрение наностроек приводит к образованию квазилинейной области, существующей для образца ВФ1-ИМ в границах напряжений -1,3 до -2,7 В; для образцов ВФ2-ИМ и ВФ3-ИМ соответственно в диапазонах -1,4÷-2,2 В и -1,45÷-1,9 В. Сокращение области, характеризующей захват носителей заряда (в данном случае электронов) наностроек арсенида индия, указывает на уменьшение их плотности.



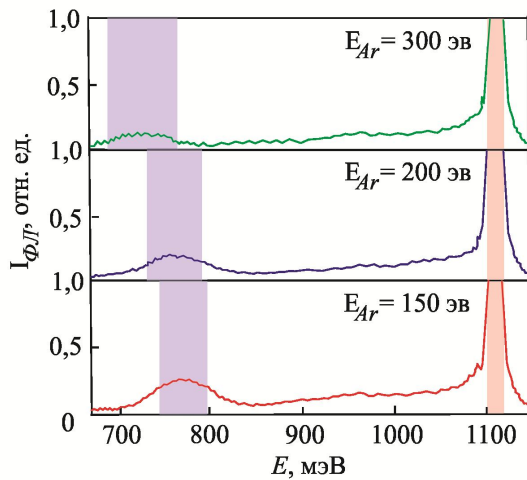
а) образцы ВФ-Г



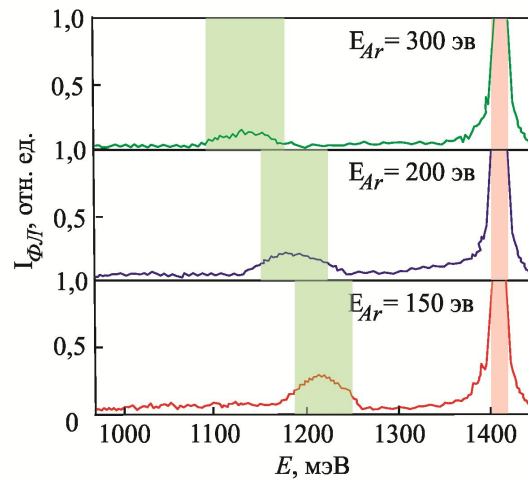
б) образцы ВФ-ИМ

Рисунок 28 – Вольт-фарадные характеристики

Для усиления интенсивности сигналов, регистрируемых при фотолюминесцентных измерениях и исследованиях комбинационного рассеяния, создавали трехслойные структуры. Толщины слоев матричного материала делали меньше, чем для вольт-фарадных исследований. Использовались различные энергии ионов: ФК1 ( $E_{Ar^+} = 150$  эВ), ФК2 ( $E_{Ar^+} = 200$  эВ), ФК3 ( $E_{Ar^+} = 300$  эВ). Исследование фотолюминесценции полученных наногетероструктур проводилось в спектральном диапазоне от 650 до 1200 мэВ при температуре 77 К. Спектры фотолюминесценции образцов серии ФК-Г показаны на рисунке 29, а.



а) образцы ФК-Г



б) образцы ФК-ИМ

Рисунок 29 – Спектры фотолюминесценции

Пики высокой интенсивности с энергией 1120 мэВ интегрально отражают оптические переходы в базовой кремниевой матрице. В спектральном диапазоне 720 – 770 мэВ для каждого образца наблюдаются пики фотолюминесценции обусловленные излучательной рекомбинацией электронов в кремнии со связанными дырками, расположенными на дискретных энергетических уровнях нанокластеров германия. Видно, что наблюдается смещение пика фотолюминесценции нанокластеров в область меньших энергий. Это смещение обусловлено возрастанием средних размеров nanoостровков германия при увеличении энергии ионов, распыляющих материал мишени. Размытие пиков фотолюминесценции нанокластеров вызвано разбросом их размеров, а уменьшение их интенсивности, вероятно, связано с образованием твердого раствора  $Si_{1-x}Ge_x$ .

Спектры фотолюминесценции образцов серии ФК-ИМ приведены на рисунке 29,б. Можно выделить две особенности фотолюминесценции выращенных образцов. Первая – проявляется в виде уширения пика фотолюминесценции наностроек арсенида индия и связывается нами с увеличением неоднородности их размеров. Вторая – вызывает «синее» смещение максимума спектра с повышением скорости роста и обусловлена увеличением размеров при больших энергиях аргонового пучка.

Спектры комбинационного рассеяния для образцов серии ФК-Г показаны на рисунке 30,а. Интенсивный фонный пик Si-Si наблюдается в области  $510 - 512 \text{ см}^{-1}$ . Значительно слабее выражен пик Ge-Si в диапазоне  $417 - 420 \text{ см}^{-1}$ . Интенсивность сигнала Ge-Ge увеличена по сравнению с Ge-Si и максимум находится в интервале  $310 - 315 \text{ см}^{-1}$ . Отметим, что в кремнии пик связи Si-Si детектируется при  $510 \text{ см}^{-1}$ ; в германии пик связи Ge-Ge проявляется при  $290 \text{ см}^{-1}$ .

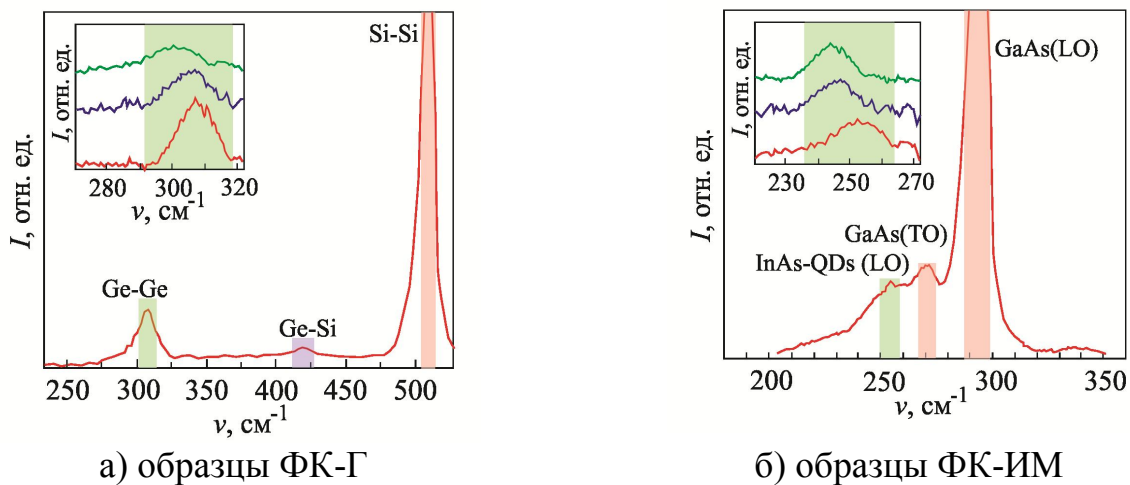


Рисунок 30 – Спектры комбинационного рассеяния

Выявленные смещения частот в спектре комбинационного рассеяния гетероструктур ФК-Г указывают на наличие упругих не полностью релаксированных напряжений. Увеличение энергии ионов, бомбардирующих мишень и создающих ростовой поток для кристаллизационного процесса, проявляется на спектрах комбинационного рассеяния (см. вставку к рисунку 30,а) смещением пика Ge-Ge и ослаблением его интенсивности, что косвенно указывает на увеличение размеров наностроек.

Рисунок 30,б отражает спектры комбинационного рассеяния образцов серии ФК-ИМ. Наблюдается интенсивный пик при  $295 \text{ см}^{-1}$ , обусловленный рассеянием  $LO$  фононов подложки GaAs при  $x(yz)\bar{x}$  поляризации. Слабый пик при  $270 \text{ см}^{-1}$  отвечает рассеянию на  $TO$  фононах GaAs. Правее при  $254 \text{ см}^{-1}$  различим пик комбинационного рассеяния на наностройках арсенида индия. На вставке к рисунку приведены спектры комбинационного рассеяния для образцов, полученных при разных энергиях бомбардирующих мишень ионов. Смещение пиков обусловлено в первую очередь уменьшением упругих напряжений в слоях с квантовыми точками; во вторую – с увеличением средних размеров наностроек. Пики дрейфуют к  $LO$  фононному рассеянию на недеформированном монокристаллическом арсениде индия при  $242 \text{ см}^{-1}$ . Укажем, что полученные результаты коррелируют с данными микроскопии и фотолюминесценции.

**Глава 6 «Фотоэлектрические устройства с промежуточной энергетической подзоной»** посвящена проблемам моделирования и анализу экспериментальных результатов измерения вольт-амперных и спектральных характеристик фотоэлектрических устройств.

Для расчета спектральных коэффициентов отражения и пропускания в многослойных структурах использовали метод переходных матриц. Матрица между двумя границами может быть записана в виде:

$$I_{j,j+1} = \frac{1}{t_{j,j+1}} \begin{bmatrix} 1 & r_{j,j+1} \\ r_{j,j+1} & 1 \end{bmatrix}, \quad (19)$$

где  $r_{j,j+1}$  и  $t_{j,j+1}$  – комплексные френелевские коэффициенты отражения и пропускания на границе слоев  $j$  и  $j+1$ . Матрица  $L$  описывает прохождение света через слой  $j$  толщиной  $d_j$ :

$$L_j = \begin{bmatrix} e^{-i\zeta_j d_j} & 0 \\ 0 & e^{i\zeta_j d_j} \end{bmatrix}, \quad (20)$$

здесь  $\zeta_j = \frac{2\pi}{\lambda} q_j$ ,  $q_j$  – комплексный коэффициент отражения,  $d_j$  – толщина слоя.

Рассмотрим многослойную структуру, состоящую из  $N$  слоев. Для вычисления внутреннего электрического поля в слое  $j$  представим матрицу  $S$  в виде двух подматриц:

$$S = \left( \prod_{v=1}^N I_{(v-1)v} L_v \right) \cdot I_{N(N+1)} = S_j' L_j S_j'', \quad (21)$$

Рассчитывая переходную матрицу в каждом слое, можно определить значение напряженности поля в любой точке  $x$  многослойной структуры:

$$E_j(x) = \frac{S_{j11}'' e^{-i\zeta_j(d_j-x)} + S_{j21}'' e^{i\zeta_j(d_j-x)}}{S_{j11}' S_{j11}'' e^{-i\zeta_j d_j} + S_{j12}' S_{j21}'' e^{i\zeta_j d_j}} E_0^+, \quad (22)$$

параметр  $E_0^+$  характеризует начальное значение амплитуды напряженности электрического поля.

Скорость генерации электронно-дырочных пар в точке  $x$  при заданной длине волны  $\lambda$  может быть представлена выражением:

$$G(x) = \frac{1}{2} c \varepsilon_0 \alpha n |E(x)|^2, \quad (23)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме,  $\alpha$  – коэффициент поглощения на данной длине волны,  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная,  $n$  – усредненный коэффициент отражения.

Предполагая, что в области истощения коэффициент собирания равен единице, можно оценить эффективную скорость поверхностной рекомбинации в многослойной структуре:

$$S_i^{eff} = \frac{D_{i+1}}{L_{i+1}} \frac{N_{A,i}}{N_{A,i+1}} \left( \frac{n_{i,i+1}}{n_{i,i}} \right)^2 \frac{D_{i+1} + \tanh\left(\frac{W_{i+1}}{L_{i+1}}\right) + S_{i+1}^{eff} L_{i+1}}{D_{i+1} + \tanh\left(\frac{W_{i+1}}{L_{i+1}}\right) S_{i+1}^{eff} L_{i+1}} + S_{i,i+1}, \quad (24)$$

где  $D_i$  – коэффициент диффузии в  $i$ -ом слое,  $L_i$  – диффузионная длина неосновных носителей заряда в  $i$ -ом слое,  $W_i$  – толщина  $i$ -ого слоя,  $S_i^{eff}$  – эффективная скорость поверхностной рекомбинации в  $i$ -ом слое,  $S_{i,i+1}$  – скорость рекомбинации на границе гетероперехода, образованного  $i$ -ым и  $(i+1)$ -ым слоями.



Определим вероятность собирания зарядов  $f$  в структуре с  $p$ -типом проводимости, воспользовавшись выражением:

$$f_{c,i}(x) = f_{c,i-1} \frac{D_{i+1} \cosh\left(\frac{W_i - (x - x_i)}{L_i}\right) + S_i^{eff} L_i \sinh\left(\frac{W_i - (x - x_i)}{L_i}\right)}{D_i \cosh\left(\frac{W_i}{L_i}\right) + S_i^{eff} L_i \sinh\left(\frac{W_i}{L_i}\right)} + S_{i,i+1}. \quad (25)$$

Вероятность собирания зарядов в структуре с  $n$ -типом проводимости может быть определена аналогичным образом. Генерируемый фототок равен:

$$J_{photo} = e \int_0^W G(x) f_c(x) dx, \quad (26)$$

здесь  $W$  – общая толщина фотоэлектрического преобразователя.

Слои внедренных nanoостровков создают подзону в общей запрещенной зоне полупроводникового материала. Для упрощения модели предположим, что разброс положения промежуточной подзоны отсутствует. Это предположение будет справедливо, если размеры nanoостровков не сильно различаются. Скорость генерации носителей заряда при переходах из валентной зоны в зону проводимости  $G_{CV}(x)$  (классический случай однопереходного фотопреобразователя) определяется выражением:

$$G_{CV}(x) = \int_{E_G}^{\infty} [1 - R(E)] F(E) \alpha_{CV}(E) e^{-\alpha_{CV}(E)x} dE. \quad (27)$$

Скорость генерации носителей заряда при переходах из валентной зоны в промежуточную подзону равна:

$$G_{IV}(x) = \gamma \int_{E_H}^{E_G} [1 - R(E)] F(E) \alpha_{IV}(E) e^{-\alpha_{IV}(E)x} dE. \quad (28)$$

Подобным образом можно найти также скорость генерации носителей заряда при переходах из промежуточной подзоны в зону проводимости:

$$G_{CI}(x) = \gamma \int_{E_L}^{E_H} [1 - R(E)] F(E) \alpha_{CI}(E) e^{-\alpha_{CI}(E)x} dE. \quad (29)$$

В выражениях (27) – (29)  $F(E)$  – солнечный спектр,  $[1 - R(E)]$  – мощность света в слое на расстоянии  $x$ , которую можно рассчитать, используя метод переходных матриц,  $\gamma$  – коэффициент захвата:

$$\gamma = \frac{3}{4} \pi \left( \frac{r_d}{d} \right)^3, \quad (30)$$

где  $r_d$  – размеры nanoостровков,  $d$  – расстояние между слоями.

Концентрацию электронов и дырок в  $i$ -области с nanoостровками можно рассчитать, воспользовавшись выражениями:

$$D_{n,f} \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - U_{CV} - U_{CI} + G_{CV} + G_{CI} = 0, \quad (31)$$

$$D_{p,f} \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - U_{CV} - U_{CI} + G_{CV} + G_{CI} = 0, \quad (32)$$

здесь  $D_{n,f}$  и  $D_{p,f}$  – коэффициенты диффузии электронов и дырок,  $U_{CV}$ ,  $U_{CI}$ ,  $U_{IV}$  – избыточные скорости излучательной рекомбинации через зону проводимости, промежуточную зону и валентную зоны.

В условиях термодинамического равновесия уравнения (31) и (32) могут быть решены аналитически при следующих граничных условиях:

$$D_{n,f} \frac{d\Delta n}{dx} = \frac{1}{q} J_{n,p} \quad \text{при } x = 0, \quad (33)$$

$$-D_{p,f} \frac{d\Delta p}{dx} = \frac{1}{q} J_{p,n} \quad \text{при } x = W_F, \quad (34)$$

$J_{n,p}$  – плотность электронного тока, входящего в слой с островками из  $p$ -области,  $J_{p,n}$  – плотность дырочного тока, проникающего в слой с островками из  $n$ -области.

Плотность дырочного тока в условиях термодинамического равновесия в  $i$ -области с наноструктурами находится из выражения:

$$J_{p,IB}(x=0) = \int_{E_H}^{E_G} T_{top \rightarrow IB} \left[ \frac{\alpha_{IV} L_h}{(\alpha_{IV}^2 L_h^2 - 1)} \right] \left\{ \frac{\alpha_{IV} L_h e^{-\alpha_{IV} W_F} + \sinh\left(\frac{W_F}{L_h}\right)}{\cosh\left(\frac{W_F}{L_h}\right)} - \alpha_{IV} L_h \right\} dE +$$

$$+ \int_{E_G}^{\infty} T_{top \rightarrow IB} \cdot \left[ \frac{\alpha_{CV} L_h}{(\alpha_{CV}^2 L_h^2 - 1)} \right] \left\{ \frac{\alpha_{CV} L_h e^{-\alpha_{CV} W_F} + \sinh\left(\frac{W_F}{L_h}\right)}{\cosh\left(\frac{W_F}{L_h}\right)} - \alpha_{CV} L_h \right\} dE + \frac{J_{p,n}}{\cosh\left(\frac{W_F}{L_h}\right)} \quad (35)$$

Плотность электронного тока на другой границе нелегированной области с наноструктурами находится аналогично.

Ток короткого замыкания в фотопреобразователе с промежуточной подзоной находится из соотношения:

$$J_{KЗ} = -(J_{n,p} + J_{p,IB}) = -(J_{p,n} + J_{n,IB}). \quad (36)$$

Ток насыщения  $J_0$  имеет решающее значение для определения вольт-амперной характеристики фотопреобразователя. Ток насыщения можно разделить на четыре компонента. Первая составляющая  $J_{s,bulk}$  – от обедненного слоя; вторая  $J_{r,CV}$  образована излучательной рекомбинацией при переходах валентная зона – зона проводимости; третья  $J_{r,CI}$  – излучательная рекомбинация при переходах через промежуточную подзону; четвертая  $J_{nr}$  – безызлучательная рекомбинация.

Первое слагаемое может быть записано в виде:

$$J_{s,bulk} = \left\{ \frac{en_i^2 D_n}{L_n N_a} \left[ \frac{S_n L_n \cosh\left(\frac{Z_p}{L_n}\right) + \sinh\left(\frac{Z_p}{L_n}\right)}{\frac{S_n L_n \sinh\left(\frac{Z_p}{L_n}\right) + \cosh\left(\frac{Z_p}{L_n}\right)} \right] + \right.$$

$$\left. + \frac{en_i^2 D_p}{L_p N_d} \left[ \frac{S_p L_p \cosh\left(\frac{Z_n}{L_p}\right) + \sinh\left(\frac{Z_n}{L_p}\right)}{\frac{S_p L_p \sinh\left(\frac{Z_n}{L_p}\right) + \cosh\left(\frac{Z_n}{L_p}\right)} \right] \right\} \left\{ \exp\left(\frac{eV_A}{kT}\right) - 1 \right\}, \quad (37)$$

где  $n_i^2$  определяется выражением:

$$n_i^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_{g,bulk}}{kT}\right), \quad (38)$$

здесь  $N_C$  и  $N_V$  – эффективные плотности состояний,  $N_d$  и  $N_a$  – концентрация доноров и акцепторов в  $n$ - и  $p$ -областях,  $S_p$  и  $S_n$  – скорость эффективной поверхностной

рекомбинации на границах  $p$ - и  $n$ -областей,  $D_n$  и  $D_p$  – коэффициенты диффузии,  $L_n$  и  $L_p$  – диффузионные длины,  $Z_n$  и  $Z_p$  – толщины  $n$ - и  $p$ -областей,  $V_A$  – приложенное внешнее напряжение.

Второй компонент может быть задан выражением:

$$J_{r,CV} = e \frac{2\pi}{h^3 c^2} \int_{E_G}^{\infty} E^2 \left(1 - e^{-\alpha_{CV} W_F}\right) e^{-\frac{E}{kT}} dE \times \left[ e^{\frac{eV_A}{kT}} - 1 \right]. \quad (39)$$

Третье слагаемое определяется, как:

$$J_{r,CI} = J_{0,r,CI} \left( e^{\frac{eV_A(1-\zeta)}{kT}} - 1 \right) = J_{0,r,IV} \left( e^{\frac{en_{IV}}{kT}} - 1 \right) = J_{0,r,IV} \left( e^{\frac{eV_A \zeta}{kT}} - 1 \right) = J_{r,IV}, \quad (40)$$

здесь:

$$J_{r,CI} = e \frac{2\pi}{h^3 c^2} \int_{E_L}^{E_H} E^2 \left(1 - e^{-\alpha_{CI} W_F}\right) e^{-\frac{E}{kT}} dE, \quad (41)$$

$$J_{r,IV} = e \frac{2\pi}{h^3 c^2} \int_{E_H}^{E_G} E^2 \left(1 - e^{-\alpha_{IV} W_F}\right) e^{-\frac{E}{kT}} dE, \quad (42)$$

где  $\mu_{CI}$  – показывает расщепление уровней Ферми между зоной проводимости и промежуточной подзоной.

Заключительный четвертый компонент рассчитывается из:

$$J_{nr} = en_{i,bulk} \frac{W}{\tau_{SRH}} \left( e^{\frac{eV_A}{kT}} - 1 \right), \quad (43)$$

где  $n_{i,bulk}$  – собственная концентрация носителей заряда,  $W$  – толщина нелегированной  $i$ -области, в которую внедрены наноструктуры,  $\tau_{SRH}$  – время жизни носителей заряда при безызлучательной рекомбинации.

Таким образом, плотность тока насыщения  $J_0$  определяется суммой названных компонент:

$$J_0 = J_{s,bulk} + J_{r,CV} + J_{r,CI} + J_{nr}. \quad (44)$$

Толщина прослойки между слоями наноструктур и число слоев сказываются на значениях плотности тока короткого замыкания  $J_{KЗ}$  и напряжении холостого хода  $U_{xx}$  посредством изменения времени жизни носителей заряда. В предлагаемой модели проведена оценка влияния толщины прослойки между рядами наноструктур  $H_{spacer}$  и числа рядов  $N_{QDlayer}$  на время жизни носителей заряда.

Время жизни носителей заряда значительным образом снижает напряжение холостого хода и, соответственно, эффективность преобразования солнечного излучения. Отметим, что эффективное время жизни носителей заряда  $\tau_{эфф}$  может быть выражено аналитическим выражением:

$$\tau_{эфф} = A \cdot \frac{\lg(H_{spacer})}{N_{layer}^B} + \tau_{const}, \quad (45)$$

здесь  $A$ ,  $B$ ,  $\tau_{const}$  – подгоночные параметры.

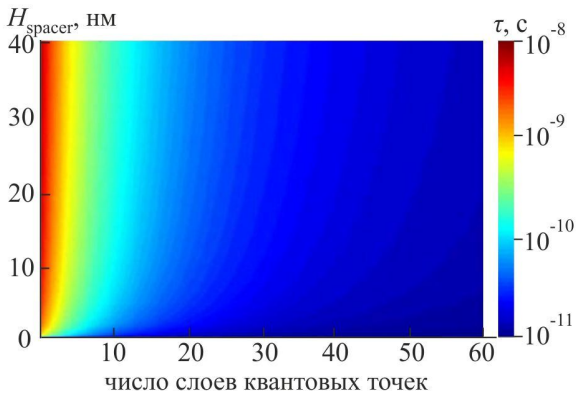


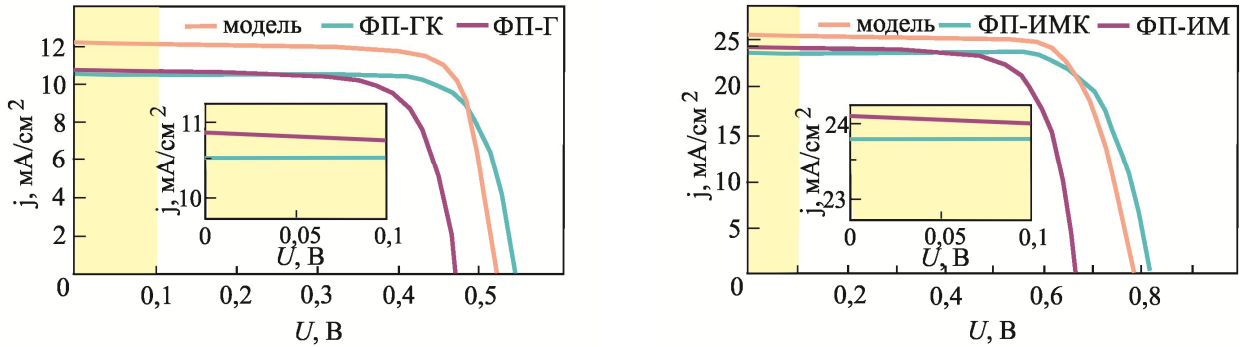
Рисунок 31 – Эффективное время жизни носителей заряда

На рисунке 31 приведены рассчитанные зависимости эффективного времени жизни носителей заряда от толщины прослойки между рядами наностроек и числа слоев квантовых точек. Видно, что при толщинах прослойки между рядами квантовых точек порядка 30 нм и числе слоев квантовых точек около 5-10 можно добиться увеличения времени жизни до нескольких наносекунд.

Синтез фотоэлектрических наноматериалов с промежуточной подзоной проводился методом ионно-лучевой кристаллизации. Фотоэлектрическая структура, выполненная на основе наногетеросистемы Ge/Si, обозначенная аббревиатурой ФП-Г, состояла из: тыльного Al-контакта; подложки  $p^+$ -Si (толщина  $\sim 300$  мкм, уровень легирования  $\sim 10^{18}$  см $^{-3}$ ); буферного слоя p-Si (толщина 150 нм, уровень легирования не выше  $10^{17}$  см $^{-3}$ ); трех слоев наностроек Ge (толщина слоя  $\sim 10$  нм, уровень легирования порядка  $\sim 5 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ ) разделенных покровными слоями толщиной 30 нм; наносля  $p$ -Si (толщина 150 нм, уровень легирования не выше  $10^{17}$  см $^{-3}$ ); слоя  $n^+$ -Si (толщина 500 нм, уровень легирования около  $10^{18}$  см $^{-3}$ ); фронтального Ag контакта. Дополнительно выращивался контрольный образец ФП-ГК, отличающийся от архитектуры описанного ФП-Г отсутствием внутренних слоев наностроек.

Прототип фотоэлектрического устройства на основе квантово-размерной гетероструктуры InAs/GaAs, маркированный как ФП-ИМ, содержал: тыльный Au контакт, подложку  $n^+$ -GaAs (толщина  $\sim 300$  мкм, уровень легирования  $\sim 10^{18}$  см $^{-3}$ );  $n$ -GaAs (толщина  $\sim 150$  нм, уровень легирования  $\sim 7 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ ); трех слоев наностроек InAs (толщина  $\sim 8$  нм), зарощенных 30 нм слоем  $n$ -GaAs; 150 нм слоя GaAs (уровень легирования  $\sim 7 \cdot 10^{16}$  см $^{-2}$ ), слоя  $p^+$  - GaAs (толщина 500 нм, уровень легирования  $\sim 10^{18}$  см $^{-2}$ ), фронтального Au контакта к  $p^+$ -области. Для сравнения изготовили образец ФП-ИМК, не содержащий слоев наностроек.

На рисунке 32,а обобщены результаты расчетов по разработанной модели и экспериментальных измерений. Наибольшее напряжение холостого хода продемонстрировал образец ФП-Г  $U_{xx}(\text{ФП-ГК}) = 0,54$  В. Теоретические расчеты напряжения холостого хода устройства при эффективном времени жизни  $\tau_{\text{эфф}} = 5 \cdot 10^{-9}$  с, оцененном из рисунка 31 для толщины покровного слоя 30 нм и трех рядах наностроек, привели к значению  $U_{xx}(\text{теор.}) = 0,51$  В. Полученный результат на 0,04 В выше, чем измеренный. Расчетный ток короткого замыкания устройства с промежуточной подзоной достиг  $I_{kз}(\text{теор.}) = 12,1$  мА/см $^2$ . Однако, измеренный ток равнялся  $I_{kз}(\text{ФП-Г}) = 10,8$  мА/см $^2$ . Ток короткого замыкания контрольного образца составил  $I_{kз}(\text{ФП-ГК}) = 10,6$  мА/см $^2$ . Погрешность выполненных измерений не превышала: по току  $\varepsilon_I = 0,02$  мА/см $^2$ , по напряжению  $\varepsilon_U = 0,001$  В. Из приведенных данных следует, что в образце ФП-Г наблюдается повышение генерируемого тока, обусловленного дополнительным поглощением оптического излучения через промежуточную энергетическую подзону.



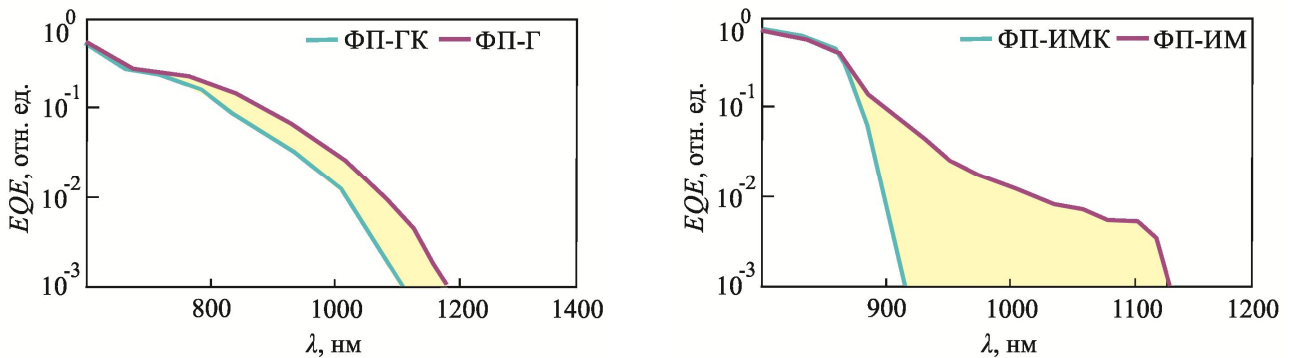
а) образцы ФП-Г

б) образцы ФП-ИМ

Рисунок 32 – Вольт-амперные характеристики

Результаты расчетов и данные измерений образцов серии ФП-ИМ показаны на рисунке 32,б. Видно, что для гетеросистем с квантовыми точками I типа теория лучше согласуется с измерениями касательно тока короткого замыкания. Рассчитанный ток короткого замыкания равнялся  $I_{кз}(\text{теор.}) = 25,1 \text{ mA/cm}^2$ , измеренные –  $I_{кз}(\text{ФП-ИМ}) = 24,1 \text{ mA/cm}^2$ ,  $I_{кз}(\text{ФП-ИМК}) = 23,8 \text{ mA/cm}^2$ . Для образцов ФП-ИМ также характерно повышение тока короткого замыкания за счет генерации дополнительных носителей заряда через поглощение на промежуточной подзоне. Впрочем, заметно значительное падение напряжения холостого хода с  $U_{xx}(\text{ФП-ИМК}) = 0,82 \text{ В}$  до  $U_{xx}(\text{ФП-ИМ}) = 0,67 \text{ В}$ .

Измерение внешнего квантового выхода экспериментальных образцов ФП-Г и ФП-ИМ показаны на рисунке 33. Эти данные коррелируют с результатами фотолюминесцентных исследований (см. рисунок 29).



а) образец ФП-Г

б) образец ФП-ИМ

Рисунок 33 – Спектральные зависимости внешнего квантового выхода

Видно, что образцы фотопреобразователей с промежуточной подзоной характеризуются двумя отличительными особенностями. Во-первых, интегральный внешний квантовый выход в таких структурах выше, чем аналогичных контрольных  $p-i-n$ -структур без промежуточной подзоны. Во-вторых, в диапазоне длин волн 1000 – 1200 нм (ФП-Г) и 900 – 1100 нм (ФП-ИМ) проявляется дополнительная реакция структуры на фотовозбуждение.

Незначительный прирост внешнего квантового выхода для фотопреобразователей ФП-Г указывает на худшую проводимость носителей заряда в квантово-размерных гетероструктурах II-типа, по сравнению с гетероструктурами I

типа. Незначительная величина прироста генерируемого тока и внешнего квантового выхода для фотопреобразователей обоих рассматриваемых типов, по-видимому, обусловлены наличием *dome*-структур, дислокаций несоответствия, а также весьма чувствительным разбросом наноостровков по размерам. Кроме того, носители заряда, возможно, рекомбинировали на границах раздела покровных слоев.

В заключении сформулированы основные выводы по диссертационной работе, представлен список публикаций автора, приведены благодарности лицам, оказавшим содействие в проведении исследований и участвовавших в обсуждении отдельных результатов работы.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ ПО РАБОТЕ

1. Разработано лабораторное оборудование ионно-лучевой кристаллизации фотоэлектрических наноматериалов Ge/Si и InAs/GaAs с промежуточной энергетической подзоной, оснащенное внешним ионно-плазменным источником с плавной регулировкой энергии в диапазоне от 100 до 300 эВ и тока от 30 до 200 мкА, что позволяет контролируемо осаждать модельные материалы со скоростями от 0,07 до 0,5 МС/с.

2. Предложен комплекс метрологических мер, направленных на повышение точности атомно-силовых микроскопических исследований путем создания прецизионных зондов и разработки методики восстановления реальной формы и размеров островковых нанообъектов. Экспериментально продемонстрирован способ получения углеродных острых нанозондов с радиусом закругления порядка 5 нм, получаемых электронной стимуляцией при ускоряющем напряжении 30 кэВ, фокусировке электронного пучка до 3 нм, токе пучка не более 50 мкА и времени пространственной локализации порядка 8 – 10 секунд. Показано, что экспериментально наблюдаемая погрешность атомно-микроскопических измерений размеров наноостровков с размерами оснований  $a \sim 10 - 50$  нм, обусловленная эффектом конволюции, приближенно равна четверти радиуса закругления зонда.

3. Разработана методика определения коэффициентов распыления модельных полупроводниковых материалов ионами аргона низких энергий ( $E_{Ar^+} = 100 - 300$  эВ) путем измерения объема образующихся на поверхности мишени кратеров, используя сканирующую лазерную конфокальную микроскопию. Предложенный метод является прямым, позволяет оперативно проводить измерения при произвольных углах падения ионного пучка, лишен недостатков определения коэффициентов распыления по глубине маскированной ступеньки на подложке.

4. Исследованы эффекты низкоэнергетического распыления одно (Si, Ge) - и двухкомпонентных (GaAs, InAs) полупроводников. Установлено, что в процессе травления формируется аморфизированная поверхность, переходящая в стабильную во времени волнообразную структуру, упорядоченную перпендикулярно направлению падения ионного пучка. Оже-спектроскопические исследования бомбардировки поверхности GaAs и InAs аргоновым пучком энергией 500 эВ и током 200 нА, показали, что распыление двухкомпонентных мишеней GaAs и InAs имеет экспоненциально затухающую во времени астехиометрию состава. Установлено, что для получения равномерного по составу массопотока GaAs, необходимо проводить предварительное распыление в течение 3 минут, для InAs в течение 5 минут при экранированных подложках.

5. Определены энергетические и угловые зависимости коэффициентов распыления кремния, германия, арсенида галлия и арсенида индия аргоновым пучком с энергией 100 – 500 эВ и углах падения от 0° до 75°. Показано, что в диапазоне энергий от 100 до 300 эВ энергетическая зависимость для этих материалов практически линейна. Установлено, что коэффициенты распыления при нормальной бомбардировке ионами аргона оптимальной энергии  $E_{Ar^+} = 150$  эВ равны  $Y(\text{Si}) = 0,12$ ,  $Y(\text{Ge}) = 0,38$ ,  $Y(\text{GaAs}) = 0,41$ ,  $Y(\text{InAs}) = 0,73$ . Выявлено, что дифференциальные угловые коэффициенты распыления кремния и германия имеют схожий характер. Максимумы интенсивности распыления симметрично смещены на 15 – 20 ° от нормали. Дифференциальные угловые коэффициенты GaAs и InAs более локализованы вблизи направления падения ионного пучка. Их угловая зависимость ближе к зеркальному закону, что отличает эти материалы от однокомпонентных – кремния и германия.

6. Разработана компьютерная модель, обеспечивающая прогнозирование пространственного распределения массопотока вблизи поверхности подложки в процессе ионно-лучевой кристаллизации модельных полупроводниковых материалов. Входными параметрами модели являются функция плотности тока  $j$ , угол  $\alpha$  между направлением распространения ионного пучка и вектором нормали мишени, диаметры пучка  $d$ , мишени  $D_t$  и подложки  $D_s$ , расстояние между мишенью и подложкой  $L$ , угол  $\beta$  между векторами нормалей мишени и подложки, эмпирические дифференциальные угловые коэффициенты распыления  $Y_{\Omega}$ . Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

7. Показано, что при оптимальном расстоянии «мишень – подложка»  $L = 3 - 4$  см коэффициент потери ростового вещества не превышает:  $R_{loss}(\text{Si}) < 0,18$ ;  $R_{loss}(\text{Ge}) < 0,16$ ;  $R_{loss}(\text{GaAs}) < 0,12$ ;  $R_{loss}(\text{InAs}) < 0,14$ . Двухкомпонентные соединения имеют меньшие коэффициенты потери, что объясняется более узким распределением дифференциальных угловых коэффициентов распыления. Выявлено, что низкоэнергетичное распыление ( $E_{Ar^+} = 150$  эВ) позволяет обеспечить однородность массопотока  $R_{unf}$  не хуже: для кремния – 4%, германия – 3%, арсенида галлия – 4%, арсенида индия – 7%. Это указывает на возможность управления скоростью и однородностью ростового массопотока в достаточно широком диапазоне энергий и токов ионного пучка.

8. Установлено, что повышение температуры подложки при ионно-лучевой кристаллизации германия на кремнии в диапазоне  $T = 300 - 400$  °С при постоянном токе пучка  $I = 120$  мкА и энергии ионов  $E_{Ar^+} = 150$  эВ приводит к увеличению средних размеров наностроек  $D_{cp}$  с 12 до 18 нм. Дисперсия не превышает 28%. Поверхностная плотность достигает  $2 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. При температурах выше 500 °С размеры *hut*-островков смещаются к 23 – 25 нм, поверхностная плотность падает до  $1,5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Для системы InAs/GaAs оптимальный диапазон лежит в пределах  $T = 450 - 500$  °С при этом средние размеры *hut*-островков не более 15 нм, поверхностная плотность порядка  $1,2 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Выше 500 ° плотность резко снижается до  $0,4 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. При высоких температурах в обоих гетеросистемах наблюдается развитие *dome*-структур.

9. Выявлено, что увеличение ионного тока в интервале  $I = 60 - 120$  мкА при постоянной температуре ( $T_{\text{Ge/Si}} = 400$ °С,  $T_{\text{InAs/GaAs}} = 500$ °С) и энергии ионов аргона  $E_{Ar^+} = 150$  эВ незначительно отражается на величине средних латеральных размеров

наноостровков как для гетесистемы Ge/Si ( $D_{cp} \sim 18$  нм), так и для гетеропары InAs/GaAs ( $D_{cp} \sim 15$  нм). Наименьшая дисперсия  $\sigma/D_{cp}$  достигается при токе порядка 120 мкА: для *hut*-точек германия  $\sigma/D_{cp} \sim 26\%$ , для *hut*-точек арсенида индия  $\sigma/D_{cp} \sim 31\%$ . Установлено, что увеличение ионного тока приводит к формированию более плотных массивов: при токе  $I = 180$  мкА поверхностная плотность  $\rho(\text{Ge/Si}) \sim 2,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $\rho(\text{InAs/GaAs}) \sim 1,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Показано, что повышение тока выше 180 мкА нецелесообразно по причине значительного возрастания дисперсии размеров:  $\sigma/D_{cp}(\text{Ge/Si}) \sim 39\%$ ,  $\sigma/D_{cp}(\text{InAs/GaAs}) \sim 51\%$ . Результаты атомно-силовой микроскопии подтверждены данными вольт-фарадных измерений. Увеличение размеров наноостровков Ge/Si и InAs/GaAs при повышении ионного тока проявилось на емкостных кривых в виде сокращения длины области насыщения, регистрируемых в интервале напряжений смещения  $U_{cm} = 0,3 - 0,7$  В (Ge/Si) и  $U_{cm} = -2,8 - -1,6$  В (InAs/GaAs).

10. Показано, что в диапазоне энергий ионов  $E_{Ar^+} = 150 - 200$  эВ при неизменной температуре процесса ( $T_{\text{Ge/Si}} = 400^\circ\text{C}$ ,  $T_{\text{InAs/GaAs}} = 500^\circ\text{C}$ ) и токе пучка  $I = 120$  мкА наблюдается полоса устойчивости средних размеров, дисперсии и поверхностной плотности наноостровков Ge/Si и InAs/GaAs:  $D_{cp}(\text{Ge/Si}) \sim 18$  нм,  $D_{cp}(\text{InAs/GaAs}) \sim 15$  нм,  $\sigma/D_{cp}(\text{Ge/Si}) \sim 28\%$ ,  $\sigma/D_{cp}(\text{InAs/GaAs}) \sim 36\%$ ,  $\rho(\text{Ge/Si}) \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $\rho(\text{InAs/GaAs}) \sim 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . При энергиях более 300 эВ средние размеры островков обоих типов материалов превышают 35 нм с дисперсией выше 45%. Выявленные закономерности коррелируют с данными фотолюминесцентных исследований трехслойных гетероструктур Ge/Si и InAs/GaAs, выращенных при различных энергиях ионов. Увеличение энергии ионов приводило к смещению пиков фотолюминесценции и их размытию:  $I_{PL}(\text{Ge/Si}_{150 \text{ эВ}}) = 770$  мЭВ,  $I_{PL}(\text{Ge/Si}_{300 \text{ эВ}}) = 720$  мЭВ,  $I_{PL}(\text{InAs/GaAs}_{150 \text{ эВ}}) = 1220$  мЭВ,  $I_{PL}(\text{InAs/GaAs}_{300 \text{ эВ}}) = 1130$  мЭВ, что косвенно указывает на повышение размеров и дисперсии наноостровков.

11. Разработана модель однопереходного фотоэлектрического *p-i-n* преобразователя с промежуточной энергетической подзоной, сочетающая метод переходных матриц и квазидиффузионно-дрейфовую модель, предназначенная для нахождения распределения электрического поля в многослойной структуре, определения фототока, тока насыщения, тока короткого замыкания, коэффициента полезного действия и фактора заполнения. Получен калибровочный график зависимости эффективного времени жизни носителей заряда  $\tau_{\text{эф}}$  от количества вертикально-складированных рядов наноостровков  $N_{QD}$  и толщины прослойки между ними  $H_{\text{spacer}}$ . Показано, что при  $H_{\text{spacer}} \sim 30$  нм и  $N_{QD} = 5 - 10$  можно повысить время жизни носителей до нескольких наносекунд.

12. Получены методом ионно-лучевой кристаллизации экспериментальные трехслойные прототипы фотоэлектрических устройств с промежуточной подзоной Ge/Si (ФП-Г) и InAs/GaAs (ФП-ИМ) и аналогичные по архитектуре, но без встроенных слоев островковых наноструктур ФП-ГК и ФП-ИМК. Расчетные токи короткого замыкания составили  $I_{K3}(\text{ФП-Г}_{\text{теор.}}) = 12,1$  мА/см<sup>2</sup>,  $I_{K3}(\text{ФП-ИМ}_{\text{теор.}}) = 25,1$  мА/см<sup>2</sup>, измеренные –  $I_{K3}(\text{ФП-Г}) = 10,8$  мА/см<sup>2</sup>,  $I_{K3}(\text{ФП-ГК}) = 10,6$  мА/см<sup>2</sup>,  $I_{K3}(\text{ФП-ИМ}) = 24,1$  мА/см<sup>2</sup>,  $I_{K3}(\text{ФП-ИМК}) = 23,8$  мА/см<sup>2</sup>. Показано, что для устройств ФП-ИМ разработанная теория лучше согласуется с экспериментальными измерениями тока короткого замыкания. В спектральных диапазонах длин волн  $\lambda = 1000 - 1200$  нм (ФП-Г) и  $\lambda = 900 - 1100$  (ФП-ИМ)



наблюдался прирост внешнего квантового выхода. Полученные результаты подтверждают эффект увеличения генерируемого электрического тока в разработанных устройствах ФП-Г и ФП-ИМ, достигаемый посредством дополнительного поглощения инфракрасной части оптического излучения через промежуточную энергетическую подзону.

## СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

### *монография*

A1. **Чеботарев, С. Н.** Наноструктуры  $A^{IV}B^{IV}$  и  $A^{III}B^V$  для устройств оптоэлектроники: монография / С. Н. Чеботарев, М. Л. Лунина, Д. Л. Алфимова. – Ростов н/Д: изд-во ЮНЦ РАН, 2014. – 275 с.

### *статьи в рецензируемых журналах из перечня ВАК*

A2. **Чеботарев, С. Н.** Особенности формирования многослойных наноструктур Ge/Si при ионно-лучевой кристаллизации / С. Н. Чеботарев, А. С. Пашенко, Л. С. Лунин, В. А. Ирха // Письма в журнал технической физики. – 2013. – Т. 39. – Вып. 16. – С. 30 – 37.

A3. Лунин, Л. С. Структура нанокластеров Ge на Si(001) при ионно-лучевой кристаллизации / Л. С. Лунин, С. Н. **Чеботарев**, А. С. Пашенко // Неорганические материалы. – 2013. – Т. 49. – № 5. – С. 457 – 461.

A4. Лунин, Л. С. Взаимосвязь размеров квантовых точек в InAs-QD/GaAs со спектром фотолюминесценции / Л. С. Лунин, С. Н. **Чеботарев**, А. С. Пашенко, С. А. Дудников // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2013. – № 1. – С. 40 – 44.

A5. Лунин, Л. С. Ионно-лучевое осаждение фотоактивных нанослоев кремниевых солнечных элементов / Л. С. Лунин, С. Н. **Чеботарев**, А. С. Пашенко, Л. Н. Болобанова // Неорганические материалы. – 2012 – Т. 48. – № 5. – С. 517 – 522.

A6. Лозовский, В. Н. Получение и использование позиционных меток в сканирующей зондовой микроскопии / В. Н. Лозовский, С. Н. **Чеботарев**, В. А. Ирха, Г. В. Валов // Письма в журнал технической физики. – 2010. – Т. 36. – Вып. 16. – С. 12 – 17.

A7. Пашенко, А. С. Перенос носителей заряда в многослойных гетероструктурах арсенида галлия и индия с квантовыми точками, полученных ионно-лучевой кристаллизацией / А. С. Пашенко, С. Н. **Чеботарев**, Л. С. Лунин // Неорганические материалы. – 2015. – Т. 51. – № 3. – С. 243 – 247.

A8. Лунин, Л. С. Исследование фоточувствительных гетероструктур InAs/GaAs с квантовыми точками, выращенных методом ионно-лучевого осаждения / Л. С. Лунин, И. А. Сысоев, Д. Л. Алфимова, С. Н. **Чеботарев**, А. С. Пашенко // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2011. – № 6. – С. 58 – 62.

A9. Лунин, Л. С. Фотолюминесценция гетероструктур  $i\text{-Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/n\text{-GaAs}$  со стохастическим массивом квантовых точек InAs / Л. С. Лунин, И. А. Сысоев, Д. Л. Алфимова, С. Н. **Чеботарев**, А. С. Пашенко // Неорганические материалы. – 2011. – Т. 47. – № 8. – С. 907 – 910.

A10. Лозовский, В. Н. Методика получения нанометок и их применение для позиционирования в сканирующей зондовой микроскопии / В. Н. Лозовский,

В. А. Ирха, С. Н. **Чеботарев** // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. – 2012. – Т. 78. – № 9. – С. 33 – 36.

A11. **Чеботарев**, С. Н. Моделирование зависимостей функциональных характеристик кремниевых солнечных элементов, полученных методом ионно-лучевого осаждения от толщины и уровня легирования фронтального слоя / С. Н. Чеботарев, А. С. Пашенко, М. Л. Лунина // Вестник Южного научного центра РАН. – 2011. – Т. 7. – № 4. – С. 25 – 30.

A12. **Чеботарев**, С. Н. Ионно-лучевая кристаллизация мультикаскадных фотогетероструктур с квантовыми точками InAs-QD/GaAs / С. Н. Чеботарев, А. С. Пашенко, В. А. Ирха, С. А. Дудников // Альтернативная энергетика и экология. – 2013. – № 6. – С. 65 – 70.

A13. **Чеботарев**, С. Н. Исследование фототока в солнечных элементах на гетероструктурах с массивом квантовых точек / С. Н. Чеботарев, А. С. Пашенко // Известия вузов. Северо-Кавказский регион. Технические науки. – 2013. – № 2. – С. 97 – 99.

A14. **Чеботарев**, С. Н. Моделирование вольтамперных и спектральных характеристик солнечных элементов InAs-QD/GaAs / С. Н. Чеботарев, А. С. Пашенко, В. А. Ирха, С. А. Дудников // Альтернативная энергетика и экология. – 2013. – №10. – С. 28 – 32.

A15. Лунин, Л. С. Ионно-лучевая кристаллизация нанокластеров Ge на Si(001) / Л. С. Лунин, С. Н. **Чеботарев**, А. С. Пашенко, М. Л. Лунина // Вестник Южного научного центра РАН. – 2012. – Т. 8. – № 2. – С. 9 – 12.

A16. Лозовский, В. Н. Скорость электронно-стимулированного осаждения углеродных квазиодномерных наноструктур / В. Н. Лозовский, С. Н. **Чеботарев**, В. А. Ирха // Известия вузов. Северо-Кавказский регион. Технические науки. – 2011. – № 4. – С. 131 – 135.

A17. Варавка, В. Н. Получение фотоактивных структур Si(n+)/Si(p)/Si(p+) методом ионно-лучевой кристаллизации / В. Н. Варавка, С. Н. **Чеботарев**, А. С. Пашенко, В. А. Ирха // Вестник Донского государственного технического университета. – 2013. – Т. 74. – № 5/6. – С. 77 – 83.

A18. Лозовский, В. Н. Моделирование массопереноса примесей при зонной сублимационной перекристаллизации в цилиндрической ростовой зоне / В. Н. Лозовский, С. В. Лозовский, С. Н. **Чеботарев** // Известия вузов. Северо-Кавказский регион. Технические науки. – 2006. – № 3. – С. 60 – 63.

A19. Лозовский, В. Н. Исследование краевого температурного эффекта при зонной сублимационной перекристаллизации / В. Н. Лозовский, С. В. Лозовский, С. Н. **Чеботарев** // Известия вузов. Северо-Кавказский регион. Технические науки. – 2007. – № 5. – С. 52 – 56.

A20. Лозовский, В. Н. Осаждение тугоплавких металлов на рельефные подложки методом зонной сублимационной перекристаллизации / В. Н. Лозовский, С. В. Лозовский, С. Н. **Чеботарев**, В. А. Ирха // Известия вузов. Северо-Кавказский регион. – 2007. – № 4. – С. 68 – 70.

A21. **Чеботарев**, С. Н. Моделирование кремниевых тонкопленочных трехкаскадных солнечных элементов  $\alpha$ -Si:H/ $\mu$ c-Si:O/ $\mu$ c-Si:H / С. Н. Чеботарев, А. С. Пашенко, Л. С. Лунин, В. А. Ирха // Вестник Южного научного центра РАН. – 2013. – Т. 9. – № 4. – С. 18 – 25.

A22. Лунин, Л. С. Формирование квантовых точек InAs на подложках GaAs методом ионно-лучевого осаждения / Л. С. Лунин, И. А. Сысоев, Д. Л. Алфимова, С. Н. **Чеботарев**, А. С. Пашенко // Вестник Южного научного центра РАН. – 2010. – Т. 6. – № 4. – С. 46 – 49.

*патенты РФ*

A23. **Чеботарев**, С. Н. Способ изготовления СЗМ-наносенсоров методом электронной стимуляции / С. Н. Чеботарев, В. А. Ирха // Патент РФ №2402022. – Заявл. 23.04.2009. – Оpubл. 20.10.2011. – Бюл. №29.

A24. Лозовский, В. Н. Способ выращивания слоев оксида цинка / В. Н. Лозовский, С. В. Лозовский, Л. С. Лунин, С. Н. **Чеботарев**, Ирха В.А., Пашенко А.С., Валов Г.В., Яковлев В.А. // Патент РФ №2384914. – Заявл. 08.10.2008. – Оpubл. 20.03.2010. – Бюл. №8.

*Свидетельства о государственной регистрации программ для ЭВМ*

A25. Лунин, Л. С. Моделирование массопереноса однокомпонентных полупроводниковых материалов в процессе ионно-лучевого осаждения / Л. С. Лунин, С. Н. **Чеботарев**, А. С. Пашенко, Л. Н. Болобанова // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2011614787 от 19.08.2011.

A26. **Чеботарев**, С. Н. Одномерная деконволюция АСМ-профиля полупроводниковых квантовых точек / С. Н. Чеботарев, А. С. Пашенко, С. А. Дудников // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2011618323 от 21.10.2011.

A27. Лозовский, В. Н. Моделирование массопереноса в процессе зонной сублимационной перекристаллизации / В. Н. Лозовский, Г. В. Валов, С. В. Лозовский, С. Н. **Чеботарев**, А. С. Пашенко // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2011616518 от 19.08.2011.

A28. Лунин, Л. С. Моделирование нагрузочных вольт-амперных и ватт-вольтных характеристик фотоэлектрических преобразователей / Л. С. Лунин, С. Н. **Чеботарев**, А. С. Пашенко, Э. Е. Блохин, С. А. Дудников // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2012614375 от 16.05.2012.

A29. Лунин, Л. С. Диффузионно-дрейфовая модель расчета энергетических зонных диаграмм электронно-дырочных переходов / Л. С. Лунин, С. Н. **Чеботарев**, А. С. Пашенко, С. А. Дудников // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2012660218 от 14.11.2012.

A30. **Чеботарев**, С. Н. Моделирование функциональных характеристик высоковольтных интегральных трехпереходных солнечных элементов на основе поликристаллического и аморфного кремния / С. Н. Чеботарев, А. С. Пашенко, Э. Е. Блохин, В. А. Ирха // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2013615008 от 27.05.2013.

A31. **Чеботарев**, С. Н. Моделирование вольтамперных характеристик мультикаскадных солнечных элементов на основе квантоворазмерных гетероструктур / С. Н. Чеботарев, А. С. Пашенко, В. А. Ирха // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2013618954 от 24.09.2013.

A32. **Чеботарев**, С. Н. Моделирование роста и оптических характеристик полупроводниковых квантовых точек / С. Н. Чеботарев, А. С. Пашенко // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2014610311 от 09.01.2014.

*доклады, опубликованные в сборниках трудов научных конференций*

A33. Лунин, Л. С. Получение методом ионно-лучевого осаждения структур GaAs с квантовыми точками InAs для фотоэлектрических преобразователей III поколения / Л. С. Лунин, И. А. Сысоев, С. Н. **Чеботарев**, А. С. Пашенко // Материалы X межд. науч. конф. «Химия твердого тела: наноматериалы, нанотехнологии», 17-22 окт. 2010 г., Ставрополь, Россия. – Ставрополь: Изд-во СевКавГТУ. – 2010. – С. 153 – 155.

A34. Ирха, В. А. Кинетика электронно-стимулированного роста аморфных углеродных нановискеров и их геометрические особенности / В. А. Ирха, В. Н. Лозовский, С. Н. **Чеботарев** // Материалы межд. науч.-практ. конф. «Нанотехнологии функциональных материалов», 22-24 сент. 2010 г., Санкт-Петербург, Россия. – СПб.: Изд-во СПбПУ. – 2010. – С. – 219 – 220.

A35. Ирха, В. А. Физическая и математическая модели кинетики роста углеродных нановискеров при воздействии пучка высокоэнергетичных электронов / В. А. Ирха, В. Н. Лозовский, С. Н. **Чеботарев** // Материалы межд. семинара «Физико-математическое моделирование систем», 26-27 нояб. 2010 г., Воронеж, Россия. – Воронеж: Изд-во ВГТУ. – 2010. – С. 119 – 126.

A36. Лунин, Л. С. Моделирование зарождения германиевых квантовых точек на кремнии при градиентной ионно-лучевой кристаллизации / Л. С. Лунин, С. Н. **Чеботарев**, А. С. Пашенко, Л. Н. Болобанова, С. А. Дудников // Материалы XI межд. науч. конф. «Химия твердого тела: наноматериалы, нанотехнологии», 22-27 апр. 2012 г., Ставрополь, Россия. – Ставрополь: Изд-во СевКавГТУ. – 2012. – С. 139 – 141.

A37. Лунин, Л. С. Методы получения оптоэлектронных наноструктур / Л. С. Лунин, С. Н. **Чеботарев**, А. С. Пашенко, М. Л. Лунина // Материалы межд. науч. конф. «Химия твердого тела: наноматериалы, нанотехнологии», 22-27 апр. 2012 г., Ставрополь, Россия. – Ставрополь: Изд-во СевКавГТУ. – 2012. – С.14-26.

A38. Лунин, Л. С. Эволюция наноструктур германия на кремнии при ионно-лучевой кристаллизации / Л. С. Лунин, С. Н. **Чеботарев**, А. С. Пашенко, М. Л. Лунина // Труды межд. науч. конф. «Новые технологии в материаловедении, информационных системах, электронике, энергетике, экономике, экологии», 14-17 мая 2012 г., Кременчуг, Украина. – Кременчуг: Изд-во КУЭИТУ. 2012. – С. 20 – 22.

A39. **Чеботарев**, С. Н. Моделирование и анализ ионно-лучевой кристаллизации квантовых точек германия на кремнии / С. Н. Чеботарев, Л. С. Лунин, А. С. Пашенко // Материалы межд. науч.-практ. конф. «Нанотехнологии функциональных материалов», 27-29 июня 2012 г. – СПб.: Изд-во политехн. ун-та. – 2012. – С. 790 – 792.

A40. **Чеботарев**, С. Н. Фотоэлектрические преобразователи на гетероструктурах с квантовыми точками / С. Н. Чеботарев, А. С. Пашенко // Материалы всерос. конф. «Физика полупроводников и наноструктур, полупроводниковая опто – и наноэлектроника», 11-12 окт. 2012 г., Новочеркасск, Россия. – Новочеркасск: Изд-во «Лик». – 2012. – С. 20 – 28.

A41. **Чеботарев**, С. Н. Ионно-лучевая кристаллизация нанокластеров Ge/Si / С. Н. Чеботарев // Материалы межд. симп. «Физика бессвинцовых пьезоактивных и родственных материалов (анализ современного состояния и перспективы

развития)», 2-6 сент. 2013 г., п. Лоо, Россия. – Ростов-на-Дону: Изд-во СКНЦ ВШ ЮФУ. – 2013. – Вып. 2. – Т. 2. – С. 269 – 272.

A42. Лунин, Л.С. Ионно-лучевая кристаллизация наногетероструктур Ge-QD/Si для фотопреобразователей / Лунин Л.С., Чеботарев С.Н., Пащенко А.С., Лунина М.Л. // Материалы I межд. форума «Возобновляемая энергетика: пути повышения энергетической и экономической эффективности», 22-23 окт. 2013 г., Москва, Россия. – Москва: ОИВТ РАН. – 2013. – С. 261 – 265.

A43. Чеботарев, С. Н. Ионно-стимулированное формирование нанокластеров Ge/Si / С. Н. Чеботарев // Материалы III межд. симпозиума «Физика бессвинцовых пьезоактивных и родственных материалов», 2 – 6 сент. 2014 г., п. Лоо. – Ростов-на-Дону: Изд-во МАРТ. – 2014. – Т. 1. – С. 332 – 335.

A44. Чеботарев, С. Н. Особенности ионно-лучевой кристаллизации наногетероструктур InAs-QD/GaAs для фотопреобразователей с промежуточной энергетической подзоной / С. Н. Чеботарев, Л. С. Лунин, А. С. Пащенко, В. А. Ирха, М. Л. Лунина // Материалы II межд. форума «Возобновляемая энергетика: пути повышения энергетической и экономической эффективности», 10-11 нояб. 2014 г., Москва, Россия. – Москва: ОИВТ РАН. – 2014. – С. 440 – 444.

### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев, В. М. Гетероструктурные солнечные элементы / В. М. Андреев // Физика и техника полупроводников. – 1999. – Т. 33. – Вып. 9. – С. 1035–1038.

2. Лантратов, В. М. Высокоэффективные двухпереходные GaInP/GaAs солнечные элементы, полученные методом МОС-гидридной эпитаксии / В. М. Лантратов, Н. А. Калюжный, С. А. Минтаиров, Н. Х. Тимошина, М. З. Шварц, В. М. Андреев // Физика и техника полупроводников. – 2007. – Т. 41. – Вып. 6. – С. 751–755.

3. Shockley, W. Detailed balance limit of efficiency of p-n junction solar cells / W. Shockley, H. J. Queisser // Journal of Applied Physics. – 1961. – Vol 32. – № 3. – P. 510–520.

4. Алфёров, Ж. И. Тенденции и перспективы развития солнечной фотоэнергетики / Ж. И. Алфёров, В. М. Андреев, В. Д. Румянцев // Физика и техника полупроводников. – 2004. – Т. 38. – Вып. 8. – С. 937–948.

5. Geisz, J. F. High-efficiency GaInP/GaAs/InGaAs triple-junction solar cells grown inverted with a metamorphic bottom junction / J. F. Geisz, S. Kurtz, M. W. Wanlass, J. S. Ward, A. Duda, D. J. Friedman, J. M. Olson, W. E. McMahon, T. E. Moriarty, J. T. Kiehl // Applied Physics Letters. – 2007. – Vol. 91. – № 2. – P. 023502.

6. King, R. R. 40% efficient metamorphic GaInP/GaInAs/Ge multijunction solar cells / R. R. King, D. C. Law, K. M. Edmondson, C. M. Fetzer, G. S. Kinsey, H. Yoon, R. A. Sherif, N. H. Karam // Applied Physics Letters. – 2007. – Vol. 90. – № 18. – P. 183516.

7. Luque, A. General equivalent circuit for intermediate band devices: potentials, currents and electroluminescence / A. Luque, A. Martí, C. Stanley, N. Lopez, L. Cuadra, D. Zhou, J. L. Pearson, A. McKee // Journal of Applied Physics. – 2004. – Vol. 96. – № 1. – P. 903–909.

8. Nozik, A. J. Quantum dot solar cells / A. J. Nozik // Physica E. – 2002. – Vol. 14. – № 1–2. – P. 115–120.

9. Блохин, С. А. Фотоэлектрические преобразователи AlGaAs/GaAs с массивом квантовых точек InGaAs / А. Ф. Сахаров, А. М. Надточий, А. С. Паюсов, М. В. Максимов, Н. Н. Леденцов, А. Р. Ковш, С. С. Михрин, В. М. Лантратов, С. А. Минтаиров, Н. А. Калюжный, М. З. Шварц // Физика и техника полупроводников. – 2009. – Т. 43. – Вып. 4. – С. 537–542.

10. Hwang, J. Thermal emission in type-II GaSb/GaAs quantum dots and prospects for intermediate band solar energy conversion / J. Hwang, A. J. Martin, J. M. Millunchick, J. D. Phillips // Journal of Applied Physics. – 2012. – Vol. 111. – № 7. – P. 074514.

11. Luque, A. Increasing the efficiency of ideal solar cells by photon induced transitions at intermediate levels / A. Luque, A. Marti // Physical Review Letters. – 1997. – Vol. 78. – № 26. – P. 5014–5017.

12. Буравлев, А. Д. Исследование фотоэлектрических свойств массивов нитевидных нанокристаллов GaAs:Be / А. Д. Буравлев, В. Н. Неведомский, Е. В. Убыйвовк, В. Ф. Сапега, А. И. Хребтов, Ю. Б. Самсоненко, Г. Э. Цырлин, В. М. Устинов // Физика и техника полупроводников. – 2013. – Т. 47. – Вып. 8. – С. 1033–1036.

13. Романов, В. В. Особенности формирования наноразмерных объектов в системе InSb/InAs методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений / В. В. Романов, П. А. Дементьев, К. Д. Моисеев // Физика и техника полупроводников. – 2013. – Т. 47. – Вып. 3. – С. 420–425.

14. Kuznetsov V. V. Thermodynamic restrictions of LPE of bismuth-containing  $A^3B^5$  solid solutions / V. V. Kuznetsov, E. A. Kognovitskaya, E. R. Rubtsov // Journal of Non-Crystalline Solids. – 2008. – Vol. 354. – № 35–39. – P. 4375–4379.

15. Verna, V. B. Patterned quantum dot molecule laser fabricated by electron beam lithography and wet chemical etching / V. B. Verma, U. Reddy, N. L. Dias, K. P. Bassett, X. Li, J. J. Coleman // Journal of quantum electronics. – 2010. – Vol. 46. – № 12. – P. 1827–1833.

16. Krikorian, E. Epitaxial deposition of germanium by both sputtering and evaporation / E. Krikorian, R. J. Sneed // Applied Physics Letter. – 1966. – Vol. 37. – № 10. – P. 3665–3668.

17. Xue, G. Epitaxial Si(001) grown at 80–750 °C by ion-beam sputter deposition: Crystal growth, doping, and electronic properties / G. Xue, J. E. Greene // Journal of Applied Physics. – 1996. – Vol. 80. – № 2. – P. 769–780.

18. Aleksnadrov, L. N. Heteroepitaxy of germanium thin films on silicon by ion sputtering / L. N. Aleksandrov, R. N. Lovyagin, O. P. Pchelyakov, S. I. Stenin // Journal of Crystal Growth. – 1974. – Vol. 24–25. – P. 298–301.

19. Wang, X. S. Effect of ion sputtering on Ge epitaxy on GaAs(110) / X. S. Wang, J. Brake, R. J. Pechman, J. H. Weaver // Applied Physics Letters. – 1996. – Vol. 68. – № 12. – P. 1660–1662.

20. Yoshihiro, T. Properties of GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> epitaxial films prepared by ion beam sputter deposition / T. Yoshihiro, I. Tadatugu // Electronics and Communications in Japan. – 1992. – Vol. 75 – P. 97–106.

21. Facsko, S. Self-organized quantum dot formation by ion sputtering / S. Facsko, T. Dekorsy, C. Trappe, H. Kurz // Microelectronic Engineering. – 2000. – Vol. 53. – P. 245–248.



22. Dvurechenskii, A. V. Ge/Si quantum dot nanostructures grown with low-energy ion beam-epitaxy / A. V. Dvurechenskii, J. V. Smagina, R. Groetzschel, V. A. Zinoviev, V. A. Armbrister, P. L. Novikov, S. A. Teys, A. K. Gutakovskii // *Surface&Coating Technology*. – 2005. – Vol. 196. – P. 25–29.

23. Itano, M. Particle removal from silicon wafer surface in wet cleaning process / M. Itano, F. W. Kern, M. Miyashita, T. Ohmi // *Semiconductor Manufacturing*. – 1993. – Vol. 6. – P. 258–267.

24. Pramatorova, L. D. Preparation of GaAs substrates for MBE / L. D. Pramatorova, E. B. Savova, G. M. Minchev, M. G. Mihailov // *Crystal Research and Technology*. – 1988. – Vol. 23. – P. 11–15.

25. Cho, A. Y. Surface structures and photoluminescence of molecular beam epitaxial films of GaAs / A. Y. Cho, I. Hayashi // *Solid-State Electronics*. – 1971. – Vol. 14. – P. 125–132.

---

Подписано в печать 27.02.2015 г. Формат 60x90/16

Тип бумаги – офисная. Печать цифровая.

Тираж 100 экз. Заказ №26.

---

Южный научный центр РАН

344006, г. Ростов-на-Дону, пр. Чехова, 41

Отпечатано в редакционно-издательском отделе ЮНЦ РАН