Российская Академия Наук Институт Физики Микроструктур

На правах рукописи

Востоков Николай Владимирович

Исследование полупроводниковых наноструктур с массивами квантовых точек и металлических нанокластеров методами сканирующей зондовой микроскопии

05.27.01 – твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты, микро- и наноэлектроника, приборы на квантовых эффектах

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: кандидат физико-математических наук В.И. Шашкин

Нижний Новгород - 2004

Содержание

Введе	ние		4
Глава	1.	Методы сканирующей зондовой микроскопии (Обзор литературы)	13
	1.1.	Физические принципы СЗМ	13
	1.2.	Применение СЗМ для исследования полупроводниковых наноструктур	23
	1.3.	Применение СЗМ для модификации свойств поверхности	24
	1.4.	Выводы	27
Глава	2.	Разработка и применение специальных методик атомно-силовой	
		микроскопии и нанолитографии для исследования и формирования	
		наноструктур	28
	2.1.	Введение	28
	2.2.	Техническое описание используемого СЗМ	29
	2.3.	Исследование сколов полупроводниковых наноструктур методами АСМ	31
	2.4.	Развитие совместного применения методик селективного травления и	
		АСМ для исследования наноструктур	38
	2.5.	Разработка методов контактной сканирующей литографии	50
	2.6.	Выводы	55
Глава	3.	Исследование гетероструктур с квантовыми ямами и квантовыми точками	
		выращенных методом МОГФЭ	63
	3.1.	Введение	63
	3.2.	Исследование структур со слоями InGaAs на GaAs	63
	3.3.	Формирование квантовых точек InGaAs/GaAs	71
	3.4.	Заращивание квантовых точек InGaAs слоем GaAs	76
	3.5.	Выводы	79
Глава	4.	Металлоорганическая газофазная эпитаксия и свойства	
		наноструктур Al/GaAs	85
	4.1.	Введение	85

4.2. Исследование слоев Al, осажденных на поверхность GaAs	86	
4.3. Формирование нанокластеров Al на поверхности GaAs	93	
4.4. Эпитаксиальное заращивание нанокластеров Al слоями GaAs и InGaAs	96	
4.5. Теоретические исследования электрических свойств наноконтактов		
металл – полупроводник	105	
4.6. Исследования электрических и оптических свойств многослойных		
структур с нанокластерами Al в матрице GaAs	121	
4.7. Выводы	128	
Заключение		
Приложение 1. Свойства функции <i>f</i> (z)		
Приложение 2. Список сокращений		
Список цитированной литературы		
Список работ автора по теме диссертации	145	

Введение

Настоящая диссертация основана на результатах, полученных в рамках работ научного коллектива ИФМ РАН по изготовлению и исследованию полупроводниковых гетероструктур на основе соединений А₃В₅. Одной из целей деятельности коллектива является создание приборов для детектирования и генерации терагерцового и инфракрасного излучения. В основе таких приборов может лежать, как отдельный нелинейный элемент (например, наноразмерный контакт металл-полупроводник для детектирования терагерцового излучения), так и некая полупроводниковая среда, обладающая определенными свойствами. Наиболее перспективными средами для этой цели оказались гетероструктуры с квантовыми ямами [1] и квантовыми точками (КТ) [2]. В последнее время интерес исследователей все больше смещается к нанокластерным материалам [3]. Это, во-первых, гетероструктуры с квантовыми точками и, достаточно новое направление – полупроводники с внедренными металлическими нанокластерами. Увеличение интереса к гетероструктурам с квантовыми точками связано с рядом преимуществ, которые они имеют по сравнению с квантовыми ямами. Ширина запрещенной зоны в квантовых точках гетероструктуры может быть меньше, чем в квантовых ямах гетероструктуры той же гетеропары из-за возможности использования изготовления бездефектной гетероструктуры для с квантовыми точками, полупроводников с большим рассогласованием решеток. Это позволяет сдвинуть оптический рабочий диапазон приборов в длинноволновую область. В квантовых точках реализуется предельный случай размерного квантования в полупроводниках, когда электронный спектр представляет собой набор дискретных уровней. Если расстояние между уровнями заметно больше тепловой энергии, это дает возможность устранить проблему "размывания" носителей заряда в энергетической полосе порядка kT, приводящее к деградации свойств приборов при повышении температуры. В квантовой точке происходит эффективное перекрытие волновых функций электрона и дырки из-за их пространственной локализации, что увеличивает вероятность оптических переходов. Кроме того, наличие латерального квантования в квантовых точках снимает запрет на оптические переходы, поляризованные в плоскости слоя точек, а следовательно, предоставляет возможность осуществить поглощение света при нормальном падении фотонов. В массивах квантовых точек падающее излучение может более эффективно поглощаться из-за эффекта "запутывания" света при многократном рассеянии на

отдельных слоях квантовых точек. В полупроводниковых структурах с внедренными этот эффект проявляется сильнее. металлическими наночастицами Это делает перспективным использование полупроводниковых сред с металлическими наночастицами в качестве фотоприемников инфракрасного диапазона длин волн, основанных на внутреннем фотоэффекте, так как в аналогичных фотоприемниках на основе контакта Шоттки с плоской границей раздела металл-полупроводник, существует проблема сильного отражения излучения от поверхности металла. Кроме того, уменьшение размеров наночастиц до величин порядка длины свободного пробега электрона в металле, приведет, возможно, к увеличению вероятности выхода электрона из наночастицы при поглощении фотона. Такая полупроводниковая среда с металлическими наночастицами может обладать малыми временами жизни фотовозбужденных носителей, что делает ее перспективной для изготовления быстродействующих инфракрасных фотоприемников и устройств для генерации терагерцового излучения. Рассмотрению закономерностей формирования и исследованию этих искусственных объектов на основе гетероструктур с квантовыми слоями, квантовыми точками и нанокластерами посвящена данная диссертация.

Актуальность темы

Развитие современной микро- и наноэлектроники было бы невозможно без микроскопических методов исследования. Требования к повышению степени интеграции микроэлектронных элементов, уменьшению их размеров, улучшению качества задают необходимость в точной локальной диагностике их различных физических свойств.

Наряду с преимуществами, которые имеет электронная микроскопия (например, возможность иметь в каждый момент информацию о большом участке поверхности), она обладает рядом ограничений в своих возможностях по исследованию и диагностике поверхности. К таковым относятся, в первую очередь, необходимость достаточного вакуума для получения относительно хорошего разрешения, сложности при просмотре непроводящих и больших образцов. В связи с этим, большим достижением стало изобретение 1981 году Герхардом Биннигом и Хайнрихом Рёрером метода сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), которое положило начало бурному развитию сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) в последние 20 лет. Метод СЗМ является достаточно новым в исследовании многочисленных объектов, смысл получаемой информации не всегда очевиден, а способы эффективного применения СЗМ во многих

случаях пока не отработаны. Интересной является и возможность использовать метод СЗМ для целей нанолитогафии и модификации поверхности.

Современные методы СЗМ, и в первую очередь метод атомно-силовой микроскопии (АСМ), активно используются во всем мире для исследования полупроводниковых структур. В настоящей диссертации зондовые методы были успешно применены для создания отдельных наноконтактов металл-полупроводник, а также для исследования процессов формирования И физических свойств структур с самоорганизующимися полупроводниковыми квантовыми точками и металлическими нанокластерами. Интерес к таким структурам обусловлен широкими возможностями их применения для генерации и детектирования излучения инфракрасного и терагерцового Проводимые исследования потребовали разработки и использования диапазона. некоторых специальных методик СЗМ, которые ввиду своей общности обладают самостоятельной ценностью.

Основные цели диссертационной работы

Основной целью диссертационной работы являлось изучение закономерностей формирования и свойств многослойных полупроводниковых наноструктур с массивами квантовых точек и металлических нанокластеров, перспективных для применений на терагерцовых частотах излучения и в инфракрасном диапазоне длин волн.

Научная новизна и практическая значимость диссертационной работы

Научная новизна и практическая значимость работы определяется оригинальностью поставленных экспериментов, полученными новыми результатами, и заключается в следующем:

- Разработана оригинальная методика визуализации движения ростового фронта и возникновения дефектов в эпитаксиальных структурах, с помощью тонких слоев – меток AlAs. На примере многослойных гетероструктур на основе GaAs с тонкими метками AlAs показано, что атомно-силовая микроскопия сколов таких структур совместно с методом рентгеновской дифракции позволяет определять скорость роста слоя с погрешностью менее 1 нм/мин.
- Впервые, на примере гетероструктур с квантовыми ямами InGaAs показано, что исследование поверхности напряженных структур с помощью ACM, позволяет регистрировать переход толщины слоев InGaAs через критическую величину даже в условиях отсутствия на поверхности сетки дислокаций несоответствия.

- 3. При изучении методами СЗМ процессов формирования и заращивания квантовых точек InGaAs слоем GaAs в условиях металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ), впервые выявлена важная роль процессов диффузии и испарения. Показано, что на начальных стадиях заращивания КТ осаждения GaAs на их вершины не происходит, вершины сглаживаются, и над ними формируются ямки. Дальнейшее заращивание при низкой температуре (менее 500°С) не приводит к заметному выравниванию рельефа поверхности при осаждении 10÷20 нм GaAs. Более быстрая планаризация поверхности покрывающего слоя происходит при повышенных температурах (более 550°С).
- 4. Предложен и реализован новый метод контактной сканирующей литографии, идея которого состоит в нанесении на образец двухслойного тонкопленочного покрытия полимер металл, пластической деформации пленки металла зондом атомно-силового микроскопа (механическая деформация), либо нагретым зондом ближнепольного оптического микроскопа (термическая деформация) и перенесении рисунка на поверхность образца с помощью плазмо-химического травления полимера. Сформированная таким образом маска позволяет создавать произвольный рисунок (в виде металлических или диэлектрических объектов, или канавок, вытравленных в образце методом сухого травления) на поверхности различных образцов (слабо- и сильнолегированных полупроводников, металлов, диэлектриков). С помощью данного метода созданы различные наноконтакты металл-полупроводник с минимальными латеральными размерами ~ 50 нм.
- Впервые показана возможность формирования металлических Al нанокластеров на поверхности GaAs и их последующего эпитаксиального заращивания. В непрерывном процессе МОГФЭ изготовлены многослойные нанокластерные структуры.
- 6. Проведены расчеты электрических свойств наноконтактов Шоттки. Показано, что величина критической частоты наноконтакта Шоттки достигает терагерцового диапазона даже при относительно невысоком уровне легирования ~ 10¹⁵÷10¹⁶ см⁻³, что свидетельствует о малой инерционности отклика. Для наноконтактов малого радиуса определена область параметров с туннельным токопереносом. В этой области параметров уменьшается эффективная высота барьера, и плотности тока в прямом и обратном направлении становятся сравнимыми.

Научные положения выносимые на защиту

- Применение АСМ для измерения шероховатости поверхности напряженных гетероструктур, и исследования сколов гетероструктур, выращенных с использованием слоев – меток AlAs, позволяет определять уровень и характер дефектности структур, фиксировать нарушения планарности фронта эпитаксиального роста, определять с высокой точностью неоднородность скорости роста вдоль поверхности структуры и по серии слоев – зависимость скорости роста от варьируемых технологических параметров ростового процесса.
- 2. Разработанный метод контактной сканирующей литографии, основанный на пластической деформации двухслойного тонкопленочного покрытия полимер-металл зондом СЗМ, позволяет создавать рисунок в виде линий и точек, с минимальными размерами отдельных элементов ~ 50 нм и переносить его на поверхность различных образцов с помощью операций плазмо-химического травления и напыления.
- 3. Проведенные с помощью АСМ исследования процессов формирования и заращивания квантовых точек InGaAs/GaAs в условиях МОГФЭ, позволили выявить роль диффузии и сегрегации в изменении формы квантовых точек и условия планаризации поверхности покрывающего слоя при их заращивании и, таким образом, определить технологические параметры роста совершенных многослойных массивов квантовых точек, необходимых для разработки эффективных фотоприемников инфракрасного диапазона.
- 4. Определены условия формирования в непрерывном процессе МОГФЭ бездефектных гетероструктур InGaAs/GaAs с внедренными слоями наночастиц Al. Проведенные расчеты электрических свойств наноконтактов в модели сферического барьера Шоттки показали их малую инерционность отклика вплоть до частот терагерцового диапазона, что открывает перспективы использования структур в быстродействующих электронных устройствах.

Публикации и апробация работы

По теме диссертации опубликовано 27 работ, из которых 14 статей в отечественных и зарубежных реферируемых журналах и 13 публикаций в сборниках тезисов докладов и трудов конференций. Результаты диссертационной работы докладывались на внутренних семинарах ИФМ РАН, российских и международных конференциях, рабочих совещаниях, в том числе:

- Всероссийское совещание "Зондовая микроскопия-99" (Н. Новгород, 10-13 марта, 1999);
- 8th European Workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy and Related Growth Techniques (Prague, June 8-11, 1999);
- 9-я Международная Крымская микроволновая конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (Севастополь, Крым, Украина, 13-16 сентября, 1999);
- Всероссийское совещание "Зондовая микроскопия-2000" (Н. Новгород, 28 февраля-2 марта, 2000);
- International Workshop "Scanning probe microscopy-2001" (Nizhny Novgorod, February 26. – March 1, 2001);
- V Российская конференция по физике полупроводников (Нижний Новгород, 10-14 сентября, 2001).
- 12-я Международная Крымская микроволновая конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (Севастополь, Крым, Украина, 9-13 сентября, 2002);
- Всероссийское совещание "Нанофотоника" (Н. Новгород, 17-20 марта, 2003);
- 10th European Workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy (Italy, Lecce, June 8-11, 2003);
- VI Российская конференция по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 27-31 октября, 2003).

Личный вклад автора в проведенные исследования

Личный вклад автора в проведенные исследования заключается в:

- разработке методики визуализации движения ростового фронта и возникновения дефектов в эпитаксиальных структурах;
- исследовании методами СЗМ процессов формирования и заращивания квантовых точек InGaAs/GaAs в условиях МОГФЭ;
- реализации нового метода контактной сканирующей литографии;
- изучении методами СЗМ закономерностей формирования в непрерывном процессе МОГФЭ бездефектных гетероструктур InGaAs/GaAs с внедренными слоями наночастиц Al;
- проведении расчетов электрических свойств наноконтактов Шоттки;

 постановке экспериментальных исследований электрических и оптических свойств многослойных нанокластерных структур Al в матрице GaAs.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, двух приложений, заключения, списка цитированной литературы и списка работ автора по теме диссертации. Общий объем диссертации составляет 148 страниц. В диссертации содержится 61 рисунок. Список цитированной литературы включает 108 наименований. Список работ автора по теме диссертации включает 27 наименований.

Содержание работы

<u>Во введении</u> обоснована актуальность темы диссертации, определен объект и методики исследований, сформулированы цели работы, представлены сведения о структуре и содержании работы, а так же приведены положения, выносимые на защиту.

<u>В первой главе</u> описаны принципы работы и устройства сканирующих зондовых микроскопов. Представлен обзор работ, демонстрирующих широкие возможности методов сканирующей зондовой микроскопии в исследовании и модификации различных наноструктур.

Во второй главе развиты и апробированы некоторые специальные методики исследования наноструктур и нанолитографии с помощью АСМ, дающие новые возможности для контроля и создания нанообъектов. Дано описание конструкции и принципов работы используемого в диссертации сканирующего зондового микроскопа. Предложена движения ростового фронта методика изучения И возникновения дефектов гетероинтерфейсов, возникающих в процессе роста с помощью слоев – меток AlAs. Развит метод атомно-силовой микроскопии с использованием селективного химического травления. Метод применен для исследования структур Al/InGaAs/GaAs и позволил, в частности, получить новые данные о свойствах гетерограниц в структурах. Предложен и реализован новый метод контактной сканирующей литографии, позволяющий создавать произвольный рисунок в виде линий и точек с минимальными размерами отдельных элементов ~ 50 нм и переносить его на поверхность различных образцов с помощью операций плазмо-химического травления и напыления. Описаны эксперименты с использованием данного метода для создания наноконтактов металл-полупроводник. Представленные методики применялись в исследованиях гетероструктур, описанных в

последующих главах, однако, в виду самостоятельной ценности и общности этих методик, их описание вынесено в отдельную главу.

В третьей главе изложены результаты исследований, проведенных с использованием ACM, полупроводниковых гетероструктур с квантовыми точками и квантовыми ямами, а также возникающих в гетероструктурах дефектов. Проведены исследования морфологии структур со сдвоенными квантовыми ямами In_xGa_{1-x}As, выращенных методом металлоорганической газофазной эпитаксии на подложках GaAs(100). В главе описывается, как ACM позволяет определять уровень дефектности таких структур. Опыт по диагностике дефектности в структурах с квантовыми ямами, необходим при косвенной характеризации структур с квантовыми точками InGaAs/GaAs и нанокластерами. Изучены особенности металлическими процесса формирования квантовых точек InGaAs/GaAs И заращивания слоем GaAs процессе ИХ В металлоорганической газофазной эпитаксии. В результате, выявлены условия формирования совершенных массивов квантовых точек и квантовых ям, необходимых для создания фотоприемников инфракрасного диапазона.

Четвертая глава посвящена изучению закономерностей формирования в процессе МОГФЭ наноструктур Al/GaAs. Приведены результаты исследования закономерностей роста слоя Al на GaAs в едином технологическом процессе с эпитаксиальным ростом полупроводниковых слоев. Такой метод роста Al на GaAs позволяет обеспечить отсутствие загрязнений, окисления поверхности и промежуточных слоев на границе металл – полупроводник и открывает возможность создания композитных материалов металл – полупроводник с высоким качеством границ между фазами. Демонстрируется возможность самоорганизованного формирования металлических нанокластеров Al на поверхности GaAs и их эпитаксиального заращивания слоем GaAs и более сложными гетероструктурами GaAs/InGaAs. Для прогнозирования свойств полупроводниковой среды с металлическими нановключениями, теоретически исследованы электрические свойства отдельного наноконтакта металл – полупроводник. Описаны результаты экспериментальных исследований электрических и оптических свойств многослойных нанокластерами Al в GaAs. Теоретические структур с матрице оценки И экспериментальные исследования демонстрируют малое (порядка пикосекунд) время жизни фотовозбужденных носителей заряда в данной нанокластерной среде, что открывает перспективы ее применения в быстродействующих оптоэлектронных приборах.

Заканчивая введение, хочу поблагодарить моего научного руководителя к.ф.-м.н. Владимира Ивановича Шашкина под чутким руководством и при непосредственном участии которого были выполнены работы, представленные в диссертации. Автор хотел бы искренне поблагодарить сотрудников ИФМ РАН и соавторов, без совместной работы и общения с которыми данная работа не могла бы состояться. Особо хочу поблагодарить своих коллег:

к.ф.-м.н., с.н.с. Ю.Н. Дроздова за рентгеновские исследования структуры образцов, полезные обсуждения и критические замечания;

к.ф.-м.н., с.н.с. В.Ф. Дряхлушина, вед. инж. А.Ю. Климова, вед. инж.-тех. В.В. Рогова за продуктивные исследования по разработке СЗМ-литографии;

к.ф.-м.н., с.н.с. М.Н. Дроздова за исследования элементного состава образцов методами ожэ-электронной спектроскопии и вторичной ионной масс-спектрометрии;

вед. инж. И.Ю. Шулешову за неоценимую помощь в разработке методики селективного травления;

н.с. В.М. Данильцева, н.с. О.И. Хрыкина за изготовление разнообразных экспериментальных гетероструктур;

с.н.с. А.В. Муреля за фотоэлектрические измерения;

к.ф-м.н., с.н.с. ИПФ РАН А.И. Корытина за измерения на фемтосекундной лазерной системе;

д.ф-м.н., зам.дир. ИФМ РАН З.Ф. Красильника и д.ф-м.н., в.н.с. В.Я. Алёшкина за полезные обсуждения результатов фемтосекундных измерений;

н.с. Е.А. Вопилкина за помощь в приготовлении образцов;

к.ф.-м.н., н.с. Д.М. Гапонову за измерения фотолюминесценции гетероструктур;

к.ф.-м.н., с.н.с. С.А. Гусева за исследования образцов методом электронной микроскопии;

к.х.н., н.с. Г.Л. Пахомова за эксперименты с плазмо-химическим травлением микроструктур.

Глава 1. Методы сканирующей зондовой микроскопии (Обзор литературы)

1.1. Физические принципы СЗМ

Сканирующие зондовые микроскопы – это целое семейство новых уникальных приборов, позволяющих изучать свойства поверхности материалов (в ряде случаев и их объёма вблизи поверхности) с очень высоким пространственным разрешением – вплоть до атомарного разрешения. В настоящее время существует более десяти различных типов сканирующих зондовых микроскопов, но все они имеют общую структуру и в основе их работы заложены схожие принципы. На рис. 1.1 изображена обобщенная схема сканирующего зондового микроскопа. Основным элементом микроскопа является зонд тонкая игла из проводящего или диэлектрического материала. В рабочем положении зонд располагается на расстоянии меньше десятков нанометров от поверхности образца. Рабочее положение зонда устанавливают с помощью устройства грубого подвода и сканера. Устройство грубого подвода обеспечивает контролируемое сближение зонда с поверхностью вплоть до вступления в действие следящей системы, которая поддерживает заданное положение зонда относительно поверхности. Следящая система регистрирует вертикальное положение зонда относительно поверхности и через обратную связь подает сигнал на пьезоэлектрический сканер, который перемещает зонд по оси Z и корректирует его удаление от поверхности образца. Для получения растрового изображения поверхности образца сканер обеспечивает также перемещение зонда вдоль осей Х и Ү. Работа всех узлов зондового микроскопа управляется компьютером, с помощью которого также осуществляется регистрация данных и может быть построено изображение поверхности образца. Как видим, структура микроскопа довольно проста. Основной интерес вызывает взаимодействие зонда с исследуемой поверхностью. Именно тип взаимодействия, используемый конкретным сканирующим зондовым микроскопом, определяет его возможности и сферу применения.

Первым СЗМ стал сканирующий туннельный микроскоп, изобретенный в 1981 году учеными исследовательской лаборатории IBM в Цюрихе Герхардом Биннигом и Хайнрихом Рёрером [4]. Основная идея, лежащая в основе принципа действия любого СТМ по сути своей очень проста. Острая проводящая игла –



Рис. 1.1. Структурная схема сканирующего зондового микроскопа.

зонд помещается настолько близко к поверхности проводящего образца (~ 1 нм), что электроны за счет туннельного эффекта преодолевают вакуумный промежуток, разделяющий иглу и образец. Если между иглой и образцом приложено напряжение смещения V, то между ними течет туннельный ток, который экспоненциально зависит от расстояния от иглы до поверхности образца. При удалении острия иглы от исследуемой поверхности туннельный ток уменьшается, а при приближении - возрастает. Положение иглы в пространстве с высокой точностью контролируется пьезоэлектрическим сканером, способным перемещать иглу в трех взаимно перпендикулярных направлениях. В плоскости ХҮ проводят растровое сканирование иглой вдоль поверхности образца. Во время сканирования следящая система с обратной связью поддерживает туннельный ток постоянным, перемещая с помощью сканера иглу в вертикальном направлении. При этом расстояние между иглой и поверхностью поддерживается с очень высокой степенью точности: стабилизация тока с точностью $\Delta I/I \sim 0.1$ достигается перемещением иглы в вертикальном направлении в пределах менее чем 0.01 нм. Таким образом, при сканировании траектория движения кончика иглы повторяет рельеф поверхности. При любой координате иглы в плоскости ХҮ может быть измерено напряжение, управляющее положением иглы по оси Z, и получен массив данных, из которого может быть построено трёхмерное топографическое изображение поверхности. Возможен и второй режим сканирования – при узкой частотной полосе обратной связи следящей системы. При этом поддерживается постоянным среднее расстояние между кончиком иглы и поверхностью образца, и регистрируются быстрые изменения туннельного тока, которые несут в себе информацию о рельефе поверхности. Этот режим сканирования применяют для изучения гладких поверхностей, поскольку в случае неровной поверхности есть высокая вероятность касания иглой поверхности и разрушения иглы. С помощью СТМ можно получить информацию о локальной плотности электронных состояний в области образца вблизи иглы. Для этого сканирование прерывают, размыкают обратную связь следящей системы, фиксируют напряжение V_z, которое с помощью пьезоэлектрического сканера управляет расстоянием между иглой и поверхностью, и измеряют вольтамперную характеристику (ВАХ) туннельного контакта. Поскольку зависимость туннельного тока от напряжения смещения содержит информацию о плотности электронных состояний в образце [5], измеряя ВАХ точечного туннельного контакта СТМ, можно получить 0 информацию плотности электронных состояний В приконтактной области полупроводника с характерным размером порядка длины свободного пробега электронов.

Такой способ изучения особенностей энергетического спектра материалов называют локальной туннельной спектроскопией (ЛТС) [6].

Разрешение, достигаемое СТМ, определяется рядом технических факторов, среди которых следует выделить: а) температурный дрейф; б) внешние вибрации; в) достижение ультравысокого вакуума в области сканирования; в) получение острия с минимальным радиусом закругления. Совершенствование конструкции СТМ привело к успешному решению первых трёх проблем. Принципиально конечный радиус иглы СТМ ограничивает разрешение, достигаемое в плоскости образца, и может приводить к отличиям СТМ-изображений от реальной топографии поверхности. Например, прямоугольная ступенька на поверхности образца регистрируется как ступенька с плавным краем. Можно изготовить металлическую иглу с радиусом кривизны в несколько десятков ангстрем, но главное значение для получения атомарного разрешения имеет тот факт, что на самом деле поверхность иглы не является геометрически ровной. Лучшие СТМ-изображения с атомарным разрешением получают тогда, когда туннельный ток течёт в основном через один или несколько атомов на кончике иглы. В этом случае удаётся получить разрешение в плоскости поверхности порядка нескольких десятых долей ангстрема. Качество иглы вплоть до отдельного атома на её конце трудно проконтролировать, хотя ионно-полевой микроскоп и позволяет в принципе получить информацию о геометрии кончика иглы на субмикронном уровне [7]. Однако, очень сильная зависимость туннельного тока от расстояния между электродами в большинстве случаев приводит к тому, что СТМ сам "находит" атом на игле, самый близкий к поверхности.

Сканирующий туннельный микроскоп предоставляет возможность исследовать особенности топографии поверхности и энергетический спектр полупроводниковых материалов с пространственным разрешением от десятков микрон до долей ангстрема. С его помощью впервые были получены реальные изображения поверхностей с атомарным разрешением, в частности реконструкция 7х7 на поверхности кремния [8], а также поверхности других полупроводников: германия, GeSi [9, 10], GaAs [11].

Прошло пять лет после создания СТМ и Герхард Биннинг совместно с Калвином Куэйтом и Кристофером Гербером изобрели новый тип микроскопа, названный ими атомно-силовым микроскопом [12], который в настоящее время, пожалуй, является наиболее распространенным. АСМ, в котором следящая система регистрирует силы взаимодействия между зондом и поверхностью образца, нечувствителен к проводимости образца (в отличие от СТМ). С его помощью с высоким пространственным разрешением

(вплоть до атомарного) возможно исследование топографии поверхности металлов, полупроводников и диэлектриков. Кроме того, тонкие непроводящие пленки оксидов и адсорбатов, покрывающие поверхности твердых тел на воздухе, не препятствуют, в отличие от СТМ, работе АСМ. Это позволяет успешно проводить АСМ-измерения в атмосферных условиях. АСМ зондирует поверхность образца тонкой иглой, длина которой составляет несколько микрометров, а диаметр острия несколько десятков нанометров. Игла находится на свободном конце упругой консоли (cantilever), длиной не превышающей нескольких сотен микрометров. Такое ограничение длины консоли связано с требованием минимизации её массы, для выполнения условия максимальной резонансной частоты собственных колебаний при минимальной жесткости. Силы взаимодействия между иглой и поверхностью образца заставляют иглу с консолью отклоняться вниз или вверх. Специальный детектор регистрирует отклонение консоли при перемещении иглы вдоль поверхности образца или, что происходит чаще, образца относительно иглы. Данные о величине отклонения консоли обрабатываются с помощью компьютера и позволяют построить топографическое изображение поверхности. В разных типах атомно-силового микроскопа к отклонению консоли могут приводить различные силы взаимодействия. В наиболее распространенных АСМ используются межатомные силы – силы притяжения и отталкивания. На рис. 1.2 представлена зависимость сил межатомного взаимодействия от расстояния между иглой и поверхностью образца. При уменьшении этого расстояния притяжение между иглой и поверхностью сменяется их отталкиванием. На кривой отмечены области расстояний и сил, при которых реализуются контактный и бесконтактный режим работы АСМ.

При контактном режиме (contact mode), который иногда также называют режимом отталкивания, игла АСМ находится в "мягком" физическом контакте с образцом. Игла крепится к концу консоли с низкой упругостью, меньшей, чем эффективная межатомная упругость образца. При сканировании сила контактного взаимодействия изгибает консоль в соответствии с рельефом поверхности образца. Сила межатомного взаимодействия в области отталкивания очень быстро возрастает при уменьшении расстояния между иглой и поверхностью (рис. 1.2). Это означает, что сила отталкивания будет компенсировать почти любую силу, которая направлена на сближение атомов друг с другом. В АСМ упругая консоль прижимает иглу к образцу, при этом сгибается сама консоль, а атомы на конце иглы не приближаются атомам поверхности. Даже к если



Рис. 1.2. Зависимость сил межатомного взаимодействия от расстояния между иглой и поверхностью образца.

использовать очень упругую консоль, то расстояние между иглой и поверхностью практически не изменится, скорее поверхность образца под иглой будет деформироваться. При работе ACM в контактном режиме сила отталкивания компенсирует обычно две силы, которые прижимают иглу к поверхности образца. Во-первых, это упругая сила самой консоли. Величина (а также знак – притяжение или отталкивание) этой силы зависит от направления и степени изгиба консоли, её упругой постоянной. Кроме того, при сканировании на воздухе из-за наличия тонкого слоя воды на поверхности образца, на иглу действует сила поверхностного натяжения. При смачивании водой кончика иглы эта сила является довольно значительной силой притяжения (порядка 10^{-8} H), которая держит иглу в контакте с поверхностью. Величина этой силы зависит от расстояние остается практически постоянным и сила поверхностного натяжения практически не изменяется (если свойства слоя воды одинаковы вдоль поверхности). Суммарная величина этих сил может достигать 10^{-8} - 10^{-9} H, но чаще всего сканируют при прижимающей силе 10^{-6} - 10^{-7} H.

Для построения топографического изображения поверхности образца необходимо регистрировать очень малые отклонения консоли. В большинстве современных конструкций ACM изгиб консоли измеряют оптическим способом. В наиболее распространенной схеме регистрации лазерный луч отражается от верхней поверхности консоли в позиционно-чувствительный фотодетектор [13, 14]. При изгибе консоли отраженный лазерный луч меняет свое положение в детекторе, на выходе которого возникает электрический сигнал пропорциональный смещению луча. Современные позиционно-чувствительные фотодетекторы способны зарегистрировать смещение луча на расстояние порядка 10 ангстрем. Если детектор поместить достаточно далеко от консоли, то из-за большой оптической длины хода луча он может измерить перемещение конца консоли по вертикали на расстояние менее одного ангстрема. В других способах регистрации отклонения консоли используют оптическую интерференцию [15, 16], емкостной [17] и пьезорезистивный [18] датчики перемещений и даже СТМ [19].

Топографическое ACM-изображение поверхности образца, как и в случае с CTM, может быть построено двумя способами [20]. В первом из них для получения изображения поверхности используют непосредственно изменение отклонения консоли при сканировании. Во втором способе отклонение консоли используется в качестве входного сигнала следящей системы с обратной связью, которая с помощью сканера сдвигает консоль (или образец) по оси Z так, что изгиб консоли сохраняется постоянным.

Первый способ называют режимом постоянной высоты, поскольку при сканировании не происходит перемещения ни образца, ни держателя консоли по оси Z, второй – режимом постоянной силы. При постоянном изгибе консоли сила, прикладываемая зондом к образцу, остается постоянной. В этом режиме скорость сканирования ограничена частотной полосой пропускания следящей системы, но при этом хорошо контролируется сила, прикладываемая к образцу. Такой режим используется чаще всего. Режим постоянной высоты используется при сканировании гладких поверхностей для получения атомарного разрешения, когда отклонения консоли и, следовательно, изменения приложенных сил очень небольшие по величине. Этот режим используется также для получения изображений поверхности, когда необходимо иметь большую скорость сканирования.

В бесконтактном режиме (non-contact mode), известном также как режим притяжения, в АСМ используются силы межатомного притяжения (см. рис. 1.2). В этом режиме расстояние между иглой и поверхностью образца составляет обычно величину 50 – 100 ангстрем. На таком расстоянии электронные орбиты атомов иглы начинают взаимодействовать с электронными орбитами атомов образца. Это взаимодействие проявляется в виде слабого притяжения, поскольку в любой момент времени атомы иглы и образца оказываются поляризованными в одном и том же направлении. Как видно из рис. 1.2, в области расстояний, соответствующих бесконтактному режиму работы АСМ, наклон кривой меньше, чем в области сил отталкивания. Это означает, что в этом режиме консоль отклоняется при изменении расстояния между иглой и поверхностью образца значительно меньше, чем в контактном режиме. Более того, в бесконтактном режиме приходится использовать жесткую консоль, иначе игла будет притягиваться к образцу вплоть до появления силы отталкивания. А жесткая консоль отклоняется совсем мало под действием сравнительно слабой силы притяжения. Таким образом, в бесконтактном режиме работы АСМ необходимо использовать очень чувствительную систему регистрации отклонений консоли. С этой целью в упругой консоли возбуждаются механические колебания с частотой, близкой её собственной механической резонансной частоте (обычно 100 – 300 кГц), с амплитудой у зонда порядка нескольких десятков ангстрем. При сканировании регистрируют изменения резонансной частоты (фазы) или амплитуды колебаний. Чувствительность такой схемы регистрации сил притяжения обеспечивает вертикальное разрешение менее одного ангстрема, такое же, как и в контактном режиме. Резонансная частота консоли изменяется из-за того, что внешняя сила, сила притяжения, имеет разную величину при минимальном и максимальном

расстояниях колеблющейся иглы от поверхности образца. При сканировании в бесконтактном режиме измеряют частоту колебаний консоли и поддерживают её постоянной с помощью следящей системы, передвигающей консоль сканером вниз или вверх. При постоянной частоте колебаний сохраняется среднее расстояние между иглой и поверхностью образца. Сигнал, управляющий положением консоли по оси Z с помощью сканера, используется для построения топографического изображения поверхности. В бесконтактном режиме сила взаимодействия между иглой и поверхностью очень мала, ~ 10⁻¹² Н. Это очевидное преимущество такого режима при работе с мягкими или эластичными материалами. Это также важно для изучения объектов, свойства которых могут изменяться при касании зондом поверхности образца в контактном режиме, в частности при исследовании полупроводниковых кристаллов и наноструктур.

Существует ещё один режим работы ACM – режим "постукивания" (*tapping mode*) [21]. По сути, это контактный режим, но по своему действию похож на бесконтактный (поэтому его еще называют полуконтактным). В этом режиме консоль колеблется на своей резонансной частоте с довольно большой амплитудой – порядка 1000 ангстрем. Игла касается поверхности образца при каждом колебании (отсюда название – режим постукивания). В этом режиме сканирования вероятность повреждения поверхности образца меньше, чем в контактном режиме, поскольку здесь исключены поперечные силы – силы трения, то зонд не цепляется за уступы на поверхности. Кроме того, режим "постукивания" характеризуется более высоким латеральным разрешением по сравнению с режимом постоянного контакта иглы с образцом, так как отсутствие сил трения приводят к отсутствию дополнительного изгиба консоли, который имеет место в контактном режиме. Однако вертикальная сила в режиме "постукивания" должна быть больше капиллярной силы, чтобы игла могла проникать сквозь слой воды до поверхности образца и подниматься обратно. Этой силы обычно достаточно, чтобы деформировать мягкие или эластичные материалы. Поэтому изображения, полученные в этом режиме, часто представляют собой смесь топографии и упругих свойств поверхности образца [22].

Необходимо сказать несколько слов о разрешении АСМ. Изображение атомов в их периодических структурах на поверхностях некоторых материалов были получены вскоре после изобретения АСМ [23]. Достигнутое при этом разрешение – не истинно атомное. Дело в том, что, во-первых, упомянутые материалы, имеющие слоистую структуру, такие как пиролитический графит, халькогениды и селениды металлов, были исключительными в смысле достижения атомного разрешения. Во-вторых, это атомное разрешение загадочным образом сохранялось при весьма значительных силовых нагрузках (до 1 мкН).

В-третьих, наблюдать отдельные дефекты атомных размеров не удавалось. Механизм возникновения АСМ-контраста в указанных материалах обусловливался эффектами трения. В АСМ, работающем в контактном режиме, неизбежные механические напряжения в месте контакта приводят к существенным деформациям как самой поверхности, так и острия иглы АСМ [24]. Атомное разрешение при этом, естественно, в общем случае получить невозможно, за исключением упомянутых специфических материалов. "Истинное" атомное разрешение позволяют достичь лишь АСМ, работающие в динамическом, неконтактном или квазиконтактном режиме с вибрирующей на резонансной частоте консолью. Острие иглы АСМ при этом взаимодействует с поверхностью лишь в течение небольшой части каждого периода колебаний. Один или несколько атомов острия на короткое время вступают во взаимодействие с атомами поверхности достаточно интенсивное, однако не настолько, чтобы привести к её модификации. АСМ-изображения с атомным разрешением были получены для ставшей классической в СТМ-исследованиях реконструированной поверхности Si(111)-7×7 с ненасыщенными химическими связями [25].

Дальнейшее развитие ACM привело к созданию целого класса силовых сканирующих микроскопов (CCM), основанных на различных типах силового взаимодействия электромагнитной природы кончика иглы с поверхностью. В качестве примеров можно привести сканирующие микроскопы сил трения, или, как их ещё называют, микроскопы латеральных сил [26, 27], сканирующие зондовые микроскопы Кельвина [14, 28], магнито-силовые микроскопы [29, 30].

Наряду с созданием новых типов СЗМ, в настоящее время активно разрабатываются приборы, совмещающие в себе комбинации различных зондовых методик, что позволяет решать уникальные задачи и получать уникальный набор информации о структуре и локальных свойствах поверхности исследуемых образцов. Первым и наиболее впечатляющим примером такой комбинации методик является создание сканирующего ближнепольного оптического (СБОМ). микроскопа Сканирующий ближнепольный оптический микроскоп, позволивший на порядок улучшить разрешение оптического изображения, был изготовлен вскоре после создания сканирующего туннельного микроскопа [31, 32]. Принцип работы СБОМ заключается в сканировании поверхности образца источником (или приемником) оптического излучения с размерами, много меньшими длины волны света, на малом расстоянии от поверхности (в ближней зоне излучения). Как правило, апертура зонда СБОМ составляет 30 – 100 нанометров, зонд подводится к поверхности на расстояние порядка 3-5 нанометров, т. е.

разрешение микроскопа определяется в основном апертурой зонда. Как и в других зондовых микроскопах, информация, полученная в каждой точке сканирования, сохраняется в запоминающем устройстве, затем по этим данным воссоздается изображение объекта. Использование источника или приемника с размерами, много меньшими длины волны, то есть запредельными, позволяет преодолеть дифракционный предел параксиальной оптики. Отличительной особенностью СБОМ по сравнению с СТМ и АСМ является необходимость независимой системы подвода и удержания зонда вблизи поверхности, поэтому как правило в настоящее время СБОМ комбинируется совместно с АСМ, который обеспечивает удержание зонда вблизи поверхности так называемым "shear-force" (изгибно-силовым) методом [33]. Это позволяет одновременно получить СБОМ- и АСМ-изображения, что дает более полную информацию о поверхности образца. Уступая СТМ и АСМ в разрешении (СТМ и АСМ достигают атомарного разрешения, для СБОМ хорошим считается разрешение порядка 30 – 50 нанометров, т. е. на два порядка хуже), СБОМ имеет свою область применения в научных исследованиях. Это получение именно оптического изображения с высоким разрешением, а также локальная оптическая спектроскопия биологических и полупроводниковых объектов и модификация поверхности с нанометровым разрешением для создания систем сверхплотной записи информации и нанолитографии.

1.2. Применение СЗМ для исследования полупроводниковых наноструктур

Основная проблема при работе с полупроводниковыми материалами – это очистка поверхности и сохранение этого состояния, что обычно достигается обработкой in situ (скол, ионное травление, отжиг) в высоком вакууме. Вероятно, это является одной из причин большого количества работ по исследованию поперечных сколов гетероструктур с квантовыми ямами и квантовыми точками. СТМ позволяет изучать локальные свойства квантоворазмерных слоёв. Так, в работе [34] изучалась граница GaAs/AlGaAs на поперечном сколе тестовой структуры, содержащей чередующиеся слои. Было установлено, что переход от одной области к другой происходит в пределах 1-2 постоянных решетки. В работах [35-38] методы СТМ применялись для исследования неоднородности проводимости и электронной структуры поперечных сколов многослойных структур с квантовыми ямами на основе соединений A₃B₅. В работе [39] с помощью СТМ исследовалось распределение атомов Ве в б-слоях с разной поверхностной плотностью примеси на поперечном сколе GaAs. Было показано, что при увеличении поверхностной плотности Ве в б-слое атомы примеси располагаются не в одной плоскости, а имеют разброс, увеличивая эффективную ширину б-слоя. Работа [40] посвящена СТМ исследованию поперечного скола структуры с квантовыми точками InAs/GaAs. Показано, что при заращивании квантовых точек их вершины "растворяются" и форма из пирамидальной превращается в усеченную пирамиду.

Некоторые задачи не требуют вакуума и могут быть решены зондовыми методами на воздухе. Так в работе [41] методом ACM на воздухе изучался скол гетероструктуры InGaAsP/InP/InGaP и степень неоднородности гетерограниц. В работе [42] с помощью ACM исследована морфология скола структуры с чередующимися слоями GaAs и GaAlAs. Работа [43] посвящена исследованию скола лазерного диода в системе GaAlAs/GaAs методом микроскопии электростатических сил. Показано, что метод позволяет находить положение и протяженность n-p – перехода в лазерной структуре, профиль падения напряжения поперёк слоев структуры, а также распределение инжектированных носителей в волноводе. Другой способ исследования интерфейсов в гетероструктурах, основанный на совместном применении ACM и селективного травления был использован в работах [44, 45]. В структурах GaAs/AlAs селективно удалялся с поверхности структуры тот или иной гетерослой, и с помощью ACM исследовался рельеф оголенного интерфейса. Было показано, что топография внутренних интерфейсов в структуре отличается от топографии поверхности структуры после процесса роста.

Важной задачей СЗМ является исследование полупроводниковых структур с квантовыми точками. Интерес к таким структурам обусловлен их широкими возможностями для оптоэлектронных применений. СЗМ позволяют проводить исследования различных геометрических и электрических характеристик квантовых точек в зависимости от технологических параметров процесса роста [46-53].

1.3. Применение СЗМ для модификации свойств поверхности

С самого начала развития методов СЗМ стало очевидным, что наряду с возможностью изучения свойств поверхности материалов с высоким пространственным разрешением, зондовые методы содержат в себе возможность локальной модификации свойств поверхности. Наиболее впечатляющие результаты применения СЗМ относятся к атомной манипуляции. Впервые возможность контролируемого перемещения атомов адсорбата по кристаллической поверхности с помощью СТМ продемонстрирована в работе [54]. В дальнейшем, появилось несколько исследовательских групп, успешно работающих в области атомной манипуляции как горизонтальной [55], так и вертикальной

[56], а также в области манипуляции большими молекулами, например С₆₀ на поверхности монокристалла меди Cu(111) [57]. В настоящее время в области C3M-литографии нет непрерывного перехода от атомных размеров к размерам в десятки нанометров. Гораздо ближе к практике СЗМ-литография нанометрового диапазона размеров. Среди многообразия способов модификации поверхности, таких как локальное полевое испарение [58], электрохимическое осаждение вещества [59], локальный нагрев [60], экспозиция электронного резиста [61], механическое "царапанье" [62], наиболее распространенными (а в плане разрешения и наиболее перспективными) оказались процессы окисления, индуцированные острием. Следует отметить, что впервые литография путем окисления пассивированной водородом поверхности кремния была проведена иглой СТМ [63]. Использование же для литографии проводящего острия АСМ вместо иглы СТМ позволяет увеличить толщину окисного слоя, сделав его надежно изолирующим [64]. Данным методом изготовлены наноэлементы с размерами ≤ 10 нанометров, созданы одноэлектронный транзистор, работающий при комнатной температуре [65], полевой [66] и биполярный [67] транзисторы с нанометровыми размерами активных областей. Недостатками метода являются возможность применения его лишь для ограниченного класса материалов (анодно окисляемые металлы и сильно легированные (концентрация легирующей примеси > 10¹⁹ см⁻³) полупроводники, гидрогенизированный кремний). Наноэлементы могут быть получены лишь в виде окисных пленок с малым (≤ 0.1) отношением высоты элемента к его ширине (aspect ratio).

Другое интересное направление СЗМ-литографии, которое также может найти применение в сверхплотной записи информации и создании приборов наноэлектроники – локальная модификация поверхности с помощью СБОМ (*NF-lithography*). Прямая ближнепольная оптическая литография с использованием фоторезиста (аналогично тому, как это делается в микроэлектронной технологии) позволяет получить рисунок с минимальным размером только ~ 100 нм [68, 69] вследствие быстрого уменьшения коэффициента прохождения оптического излучения через апертуру зонда ~ a^6 (a – апертура зонда). Пожалуй, более интересные результаты были получены при прямом воздействии излучения, выходящего из зонда СБОМ, на поверхность некоторых образцов. В [70] исследована возможность реверсивной записи и считывания информации с помощью малых магнитооптических доменов в многослойной структуре Co/Pt. При этом использовался двухмодовый лазер, коротковолновая мода (фотоны с большей энергией) использовалась для записи информации, длинноволновая мода – для её считывания. Была

реализована запись с плотностью 7 Гбит/см². Фазовые изменения в пленке полупроводника GeSbTe (нереверсивная запись) были рассмотрены в [71]. Здесь использован эффект перехода аморфной пленки данного полупроводника В поликристаллическое состояние при нагреве её до температуры порядка 190°С зондом ближнепольного микроскопа, что приводило к значительному увеличению её коэффициента отражения. Наименьший размер бита информации, полученный в этом эксперименте, был равен 60 нм, что соответствует плотности записи ~ 27 Гбит/см². В ряде изучена модификация различных органических пленок [72, 73] исследований (полиметилметакрилата, антрацена, полистерена и др.) с помощью СБОМ, получены отдельные элементы размером порядка 70 нм. На основе этих исследований был создан органический транзистор с критическими размерами ~ 100 нанометров [74]. Отметим, что запись информации с большей плотностью была реализована с помощью атомно-силовой литографии. В частности, в работе [75] с помощью зонда атомно-силового микроскопа с выращенной на нем углеродной нанотрубкой была получена запись с плотностью до 208 Гбит/см². Модификация проводилась на атомно-гладкой поверхности анодно окисленного титана, размер одного бита информации был равен 8 нанометрам. Группой исследователей [76] была создана решетка зондов атомно-силового микроскопа 32×32 (всего 1024), которые одновременно и независимо могли получать изображение и модифицировать поверхность на макроскопической площади 3×3 мм². Несмотря на более высокие результаты, полученные с помощью ACM, вопрос о преимуществах различных методов записи информации дискутируется. В частности, исследователи в работе [71] считают метод записи с помощью СБОМ достаточно перспективным, так как этим методом может быть достигнута более высокая скорость считывания информации. Следует отметить, что вопрос о практическом применении методов записи и считывания информации с помощью сканирующей зондовой микроскопии остается довольно проблематичным. Сложности практического применения заключаются, прежде всего в надежном удержании зондов над поверхностью образца на расстоянии порядка нескольких нанометров (при сильных столкновениях с поверхностью зонд может сломаться) и недостаточно высокой скорости считывания информации. В настоящее время, по оценкам приведенным в работе [71], скорость считывания для одного зонда методом АСМ может достигать 1 Мбит/с, методом СБОМ – 10 Мбит/с, т. е. недостаточно высока по сравнению с используемой в современных компьютерах. Но возможное

применение массивов зондов [76] позволит решить данную проблему, так как в этом случае в принципе можно реализовать параллельное считывание информации.

1.4. Выводы

Приведенный выше обзор применения методов C3M для исследования свойств и модификации поверхности различных структур демонстрирует большие возможности, заложенные в этих методах. Некоторые из методов еще не нашли должного практического использования и находятся в стадии разработки, однако очевидно, что в ближайшем будущем они позволят решать задачи, недоступные другим методам измерений. Принципиально важно, что регистрация различных характеристик поверхности и воздействие на нее происходит в нанометровом и атомарном масштабе. Широкие возможности зондовых методов позволяют использовать их для достижения целей настоящей диссертации.

Глава 2. Разработка и применение специальных методик атомносиловой микроскопии и нанолитографии для исследования и формирования наноструктур

2.1. Введение

Методы C3M не ограничиваются возможностью изучения рельефа поверхности исследуемой структуры. Использование ACM с проводящими зондами, ACM сколов структур, а также сочетание ACM с методом селективного травления позволяет получить много дополнительной информации об исследуемых образцах. Зондовые методы локальной модификации физических свойств структур позволяют использовать C3M для создания нанометровых элементов на их поверхности.

В данной главе дано техническое описание используемого СЗМ. На основе АСМ сколов гетероструктур разработан метод изучения движения ростового фронта и возникновения дефектов гетероинтерфейсов, возникающих в процессе роста. Метод продемонстрирован на примере многослойных гетероструктур на основе GaAs с тонкими метками AlAs, которые визуализируют положение ростового фронта внутри структуры [A1, A2]. Данный метод будет использоваться в дальнейшем для контроля эпитаксиальных нанокластерных структур. Описан метод селективного травления в сочетании с АСМ, позволяющий получать информацию о топологии и химическом составе гетерограниц различных гетероструктур. Проведен детальный анализ процесса селективного химического травления структур типа Al/InGaAs/GaAs [A3-A5]. Разработан новый метод СЗМ-литографии, позволяющий создавать произвольный рисунок (в виде металлических или диэлектрических нитей, точек, вытравленных в образце методом сухого травления ямок или канавок) на поверхности различных образцов (слабо- и сильнолегированных полупроводников, металлов, диэлектриков) [A6-A10]. Описано использование данного метода для создания наноконтактов металл-полупроводник.

Описанные в данной главе методики использовались в исследованиях, речь о которых пойдет в последующих главах. Но в виду самостоятельной ценности и общности этих методик, их описание вынесено в отдельную главу.

2.2. Техническое описание используемого СЗМ

В работе использовался сканирующий зондовый микроскоп Solver–P4, изготовленный компанией NT-MDT (г. Зеленоград) в 1996 году.

Сканирующий зондовый микроскоп Solver–Р4 состоит из основания С виброзащитной подвеской, к которой крепится подвесная платформа с установленным в ней шаговым двигателем для перемещения пьезосканера. На пьезосканере имеется крепление для исследуемых образцов. На платформу устанавливается головка СЗМ, которая содержит в себе зонд СЗМ и соответствующую систему регистрации положения зонда относительно образца. В зависимости от конструкции головки, СЗМ работает как СТМ, ССМ или СБОМ. Во всех случаях исследуемый образец с помощью пьезосканера неподвижного зонда СЗМ-головки. перемещается относительно Пьезосканер обеспечивает сканирование с максимальным полем обзора 14×14 мкм и динамический диапазон перемещений по оси Z – 1,5 мкм. СТМ-головка оснащена держателем для СТМиглы и предусилителем обеспечивающим регистрацию туннельного тока в пределах от 30 пА до 50 нА. В ССМ-головке использована оптическая схема регистрации отклонений консоли с зондом на основе позиционно-чувствительного фотодетектора. Источником света является полупроводниковый лазер ($\lambda = 670$ нм, P = 0.9 мВт), луч которого фокусируется на зеркальной поверхности консоли в районе острия. Отраженный от консоли свет попадает на четырехсекционный фотодиод, усиленный разностный сигнал от которого позволяет определять угловое отклонение консоли (как вертикальное, так и крутильную деформацию) с точностью менее 0,1 угловых секунд, что обеспечивает разрешение по вертикали 0,1 нм. Держатель консоли в ССМ-головке содержит пьезокерамическую пластину, которая может вибрировать под действием возбуждающего сигнала. Вибрация пластины передается консоли и возбуждает ее колебания на требуемой частоте. Возбуждающий сигнал формируется цифровым синтезатором, содержащим высокостабильный кварцевый генератор, что позволяет поддерживать частоту сигнала с относительной точностью не хуже 10⁻⁵ – 10⁻⁶. Переменная составляющая сигнала с четырехсекционного фотодиода, обусловленная колебаниями консоли, усиливается и попадает на вход синхронного детектора, который может формировать сигнал, пропорциональный амплитуде основной частоты или одной из гармоник, либо сигнал произведения амплитуды на sin или соз сдвига фазы. Любой из перечисленных сигналов может быть включен в петлю обратной связи. Таким образом, конструкция ССМ-головки позволяет работать в контактном, бесконтактном и полуконтактном режимах. При работе ССМ-головки в контактном режиме предусмотрена возможность подачи постоянного

напряжения между зондом и образцом с амплитудой от -5 B до +5 B. При использовании зондов с проводящим покрытием – Au, Pt, W₂C, в результате подачи напряжения возникает ток, текущий через контакт зонд-поверхность, – ток растекания, который усиливается предусилителем, оцифровывается и записывается в память компьютера. Измерение в каждой точке сканирования, наряду с сигналом пропорциональным рельефу, также величины тока растекания, позволяет получить кроме топографии, информацию об электрических свойствах того же участка поверхности. Конструкция ССМ-головки позволяет контролировать позиционирование острия зонда в нужное место структуры с помощью длиннофокусного оптического микроскопа МБС – 10. Для работы микроскопа в режиме СБОМ используется головка, которая обеспечивает удержание оптического зонда вблизи поверхности образца изгибно-силовым ("shear-force") методом. Зонд СБОМ приклеивается к кварцевому резонатору, который под действием возбуждающего сигнала вызывает колебания зонда в плоскости параллельной поверхности. Возбуждающий сигнал формируется тем же цифровым синтезатором, который используется для безконтактной и полуконтактной мод на частоте резонанса системы резонатор плюс зонд. В нашем микроскопе эта частота равна 30 – 35 кГц. В результате взаимодействия кончика зонда с поверхностью образца амплитуда колебаний уменьшается. Сигнал пропорциональный амплитуде основной частоты колебаний резонатора включен в петлю обратной связи и поддерживается постоянным во время сканирования. В качестве зонда СБОМ используется заостренное методом химического травления одномодовое оптическое волокно ($\lambda = 0.60 - 0.68$ мкм), которое покрывается слоем металла методом углового напыления, в результате чего, на его конце формируется малая апертура для выхода оптического излучения [77]. В качестве источника лазерного излучения используется полупроводниковый лазер ($\lambda = 0,66$ мкм, P = 30 мВт), изготовленный в Mitsubishi Electric Согр., Япония. Излучение лазера с помощью системы линз и юстировочного узла фокусируется на торце оптического волокна и таким образом вводится в волокно. Для контроля за подводимой к зонду световой мощностью волокно с зондом скручивается в петлю с малым радиусом изгиба для получения рассеянного излучения, которое регистрируется быстродействующим кремниевым фотодиодом ФД-24К. СБОМ использовался в работе только для модификации поверхности структур, поэтому система регистрации излучения отсутствует. Контроль над позиционированием зонда в заданную точку поверхности образца производился с помощью системы зеркал и длиннофокусного оптического микроскопа МБС – 10. Во всех вышеописанных приборах и режимах работы,

управление C3M и запись полученной в процессе сканирования информации осуществляется с помощью компьютера.

2.3. Исследование сколов полупроводниковых наноструктур методами АСМ

Существует большое количество работ по исследованию поперечных сколов гетероструктур с квантовыми ямами и квантовыми точками методами СТМ и ЛТС (см., например, [34-40]). Здесь методы СТМ позволяют изучать локальные неоднородности свойств квантоворазмерных слоёв с атомным разрешением. Беспрецедентное разрешение СТМ дает возможность изучать отдельные структурные особенности интерфейсов гетероструктур на атомарном уровне [34, 39]. Такие исследования возможны лишь в сверхвысоком вакууме. С другой стороны, существуют задачи не требующие такого высокого пространственного разрешения, каким обладает СТМ, и которые могут быть решены с помощью АСМ работающего на воздухе. При этом проводимость образца не играет роли. При исследовании сколов полупроводниковых гетероструктур одной из причин контраста различных гетерослоев на АСМ-изображении является различная толщина окисного слоя слоев различного химического состава, который возникает после скалывания структуры на воздухе. В результате скол гетероструктуры, являющийся атомарно гладким в момент своего возникновения, уже через небольшое время оказывается промодулированным по высоте в соответствии с расположением гетерослоев в структуре. Примером возникновения такого контраста является гетероструктура со слоями GaAs/AlAs – слой окисла возникающий над слоями AlAs толще, чем над слоями GaAs, поэтому на ACM-изображении скола такой структуры слои AlAs видны как холмырис. 2.1(а).

Другим механизмом возникновения контраста гетерослоев на ACM-изображении скола гетероструктуры являются упругие напряжения в гетерослоях, которые "выдавливают" из скола крайние атомы гетерослоя из-за различия величин постоянных решетки двух соседних гетерослоев – рис. 2.1(б). Примером такого механизма контраста являются ACM-изображения сколов гетероструктур со слоями GaAs/InAs. Поскольку период решетки InAs больше, чем у GaAs, то в такой гетероструктуре слои InAs на ACM-изображении выглядят как холмы.

Ещё одним примером, когда ACM-исследования скола позволяет получить дополнительную информацию о структуре, является изучение сколов пористых полупроводников. На рис. 2.2 показано ACM-



(a)



(б)

Рис. 2.1. Причины возникновения рельефа на сколах гетероструктур: (a) – различная толщина слоя окисла, (б) – напряжения в гетерослоях.



Рис. 2.2. ACM-изображение скола пористого слоя GaAs.

изображение скола пористого GaAs. Полученное ACM-изображение позволяет измерить толщину пористого слоя, направление возникающих пор, их размеры и плотность.

Возникающий на воздухе рельеф от различных гетерослоев на сколах эпитаксиальных гетероструктур позволил разработать методику, изучения движения ростового фронта и возникновения дефектов гетероинтерфейсов, возникающих в процессе роста. Использовались многослойные гетероструктуры на основе GaAs с тонкими метками AlAs выращенные в ИФМ РАН методом МОГФЭ в реакторе горизонтального типа при пониженном давлении. АСМ-изображения были получены в режиме *tapping mode*.

Визуализация движения ростового фронта с помощью меток AlAs демонстрируется на структуре S1, ACM-изображение скола которой показано на рис. 2.3. Структура состоит из 14 слоев GaAs, 2 слоев InGaAs и 16 тонких меток AlAs. Отличительной особенностью ростового процесса было отсутствие буферного слоя в начале роста. Тонкие слои AlAs, отмечающие положение ростового фронта на сколе видны на рис. 2.3 как белые полосы. Нарушение эпитаксиального роста происходило в самом начале процесса: толщина нескольких первых слоев GaAs сильно неоднородна, в некоторых местах метки смыкаются – это означает, что в этих областях рост вообще не происходил. Это связано с присутствием локальных загрязнений на поверхности роста. В этих областях эпитаксия была подавлена. В дальнейшем в процессе роста ростовой фронт постепенно становится плоским.

Использование меток AlAs для измерения зависимости скорости роста слоя GaAs от температуры демонстрируется на структуре S2, ACM-изображение скола которой показано на рис. 2.4, состоит из 16 слоев GaAs, выращенных на подложке GaAs(001) с буферным слоем. Температура роста первых трех слоев (время роста 4, 2 и 1 минута, соответственно) была 600°С. Следующие три слоя выращивались при температуре 550°С (4, 2 и 1 минута), затем два слоя при температуре 525°С (4 и 8 минут), и два слоя при 500°С (4 и 8 минут). Следующие пять слоев GaAs (600°С, 1 минута роста на каждый слой) выращены для создания периодической пятислойной структуры (AlAs/GaAs), которая служит внутренним стандартом толщины. Величина периода заранее измерялась при помощи рентгеновской дифракции (дифрактометр ДРОН-4) с высокой точностью, что позволяло откорректировать латеральный масштаб ACM-изображений. На рис. 2.5 показан спектр рентгеновской дифракции на пятислойной периодической структуре



Рис. 2.3. АСМ-изображение скола структуры S1. Все размеры указаны в ангстремах. Стрелка показывает направление роста.



Рис. 2.4. АСМ-изображение скола структуры S2. Все размеры указаны в ангстремах. Стрелка показывает направление роста.


Рис. 2.5. Спектр рентгеновской дифракции на пятислойной периодической структуре AlAs/GaAs – внутреннем стандарте толщины.

AlAs/GaAs из которого определен ее период T = 65,4 нм. В процессе эпитаксиального роста было выращено 16 тонких слоев AlAs (меток) – первая метка после буферного слоя, остальные метки после каждого слоя GaAs. Тонкие слои AlAs, отмечающие интерфейсы на сколе структуры видны на рис. 2.4 как белые полосы. Измеряя по АСМ-изображениям толщину D слоев GaAs, удается определить скорость роста слоя в зависимости от температуры. На рис. 2.6 показаны зависимости толщин слоев D от времени роста для различных температур роста. При аппроксимации этих зависимостей прямыми линиями, наклон линий дает скорости роста GaAs при различных температурах. Ошибка при таком методе определения скорости роста равна приблизительно 1 нм/мин. Зависимость скорости роста GaAs от обратной абсолютной температуры показана на рис. 2.7. Зависимость скорости роста GaAs от температуры хорошо изучена [78]. Прямая проведенная в области температур от 500 до 550°C соответствует экспоненциальному увеличению скорости роста с увеличением температуры – это случай, когда скорость эпитаксиального роста определяется скоростью химических реакций. По наклону этой прямой можно найти энергию активации E_a = 33 ккал/моль. Последняя точка (600°С) отклоняется от прямой, указывая на начало области температур, в которой скорость роста определяется скоростью массопереноса.

2.4. Развитие совместного применения методик селективного травления и АСМ для исследования наноструктур

Наиболее отработанным и хорошо интерпретируемым методом ССМ является изучение рельефа поверхности структуры. Информации о рельефе структуры недостаточно для описания ее физических свойств. Например, если поверхность структуры неоднородна по химическому составу, возникает задача получения информации о распределении различных соединений по поверхности. Другой важной задачей является исследование формы интерфейсов, в глубине гетероструктуры. Один из путей решения такой задачи описан в предыдущем разделе. Работа на сколах позволяет получать информацию о форме гетерограницы, но мы видим при этом лишь ее сечение плоскостью скола. Предпочтительнее иметь трехмерную геометрическую карту интерфейса. Кроме того, существуют особенности гетерограниц атомарного масштаба (например, террасы или островки высотой в один или несколько атомов), для исследования которых требуются высоковакуумные СТМ-методы. Поэтому заманчивой



Рис. 2.6. Зависимости толщин слоев арсенида галлия D от времени роста для различных температур роста.



Рис. 2.7. Зависимость скорости роста GaAs от обратной абсолютной температуры.

кажется такая программа: аккуратно (селективно) удалить с поверхности гетероструктуры верхний гетерослой так, чтобы следующий гетерослой оказался нетронутым, затем использовать метод АСМ с его атомарным разрешением по высоте для получения геометрического рельефа гетерограницы. Конечно, возможность этого далеко не очевидна, поскольку химическое травление, как правило, приводит к развитому рельефу поверхности, что искажает исходный рельеф внутренних слоев и границ раздела, однако такая программа была реализована в работах [44, 45]. Авторами исследовались интерфейсы структур GaAs/AlAs. Для этого авторы с помощью селективного травителя удаляли с поверхности структуры тот или иной гетерослой и получали АСМ-изображение оголенного интерфейса. Селективность травителя была такова, что травление останавливалось на очередном слое с атомарной точностью (не затрагивая, например моноатомных ступеней слоя). Используя эту методику было показано, что топография внутренних интерфейсов в структуре отличается от топографии поверхности структуры после процесса роста, что связано с изменениями, происходящими на поверхности во время уменьшения температуры и прекращения роста, в то время как внутренние интерфейсы этим изменениям не подвержены.

<u>Метод вскрытия гетероинтерфейса с помощью селективного химического</u> <u>травления</u>, описанный в работах [44, 45], был развит и применен для исследования других структур. Ниже проведен детальный анализ процесса селективного химического травления структур типа Al/In_xGa_{1-x}As/GaAs, изготовленных в ИФМ РАН методом МОГФЭ. Слой In_xGa_{1-x}As или массив квантовых точек на поверхности GaAs покрывались слоем Al без прерывания ростового процесса [79]. Толщина слоя Al составляла порядка 100 нм. Концентрация In в структурах определялась методом рентгеновской дифракции, эти данные приведены в Таблице 2.1.

Ν	X
577	0.28
578	0.38
579	1
580	0
618a,b	1

Таблица 2.1. Концентрация In в структурах Al/In_xGa_{1-x}As/GaAs.

В образцах N577 и N578 слой InGaAs имел толщину порядка 3нм. Эти образцы использовались как тестовые структуры для детального изучения процесса селективного химического травления и контроля его результатов. В образцах N579 и N618a,6 вместо слоя InGaAs формировался массив КТ. Буферный слой GaAs и слой КТ в образцах N618a и N6186 были выращены при идентичных условиях, но в образце N6186 слой Al отсутствовал. ACM-изображения были получены в режиме *tapping mode*. Для послойного оже-анализа и рентгеноструктурных измерений использовались оже-спектрометр ЭСО-3 и ДРОН-4, соответственно.

На рис. 2.8(a) показано АСМ-изображение поверхности Аl в образце N578. Такое изображение являлось типичным для поверхности Al во всех исследованных образцах. Высота неоднородностей достигала 50 нм. Согласно рентгеноструктурным данным, слой АІ, выращенный в процессе МОГФЭ, представлял собой текстуру с осью (111). Химическое травление слоя Al проводилось в 0.5% растворе КОН при комнатной температуре. На рис. 2.9(а) приведено АСМ изображение поверхности InGaAs в образце N578 после стравливания слоя Al. Как видим, рельеф радикально отличается от рис. 2.8(a), высота его шероховатости снизилась до 2 нм, что является типичным для ACM изображения эпитаксиальных пленок при измерениях на воздухе. Важно отметить, что рельеф поверхности травленых структур не менялся после дополнительного травления в течении 10 минут. Это доказывает, что травление Al имеет селективный характер. Кроме того, косвенным доказательством этого являются результаты послойного оже-анализа образца N578, приведенные на рис. 2.8(б) и 2.9(б). Послойный анализ, который начинается с поверхности слоя Al, показывает плавный переход Al/GaAs до 50 нм шириной. Эта величина порядка высоты шероховатости исходной поверхности Al. При этом оже-пик In не регистрируется вследствие низкого разрешения по глубине из-за неровности исходного слоя Al. Послойный оже-анализ образца N578 с предварительно удаленным слоем Al дает принципиально иные результаты. Как следует из рис. 2.9(б), ширина перехода InGaAs/GaAs составляет 1.5÷1.7 нм, что определяется фундаментальными ограничениями метода послойного оже-анализа. Оже-пик Al не наблюдался на поверхности слоя In_xGa_{1-x}As независимо от величины "x": $0 \le x \le 1$ (образцы N577, N578, N579 и N580). На наш взгляд, эти данные убедительно показывают, что использованный нами метод селективного химического травления не изменяет рельеф внутренней границы раздела Al/In_xGa_{1-x}As при любых значениях "х".



(a)



Рис. 2.8. ACM-изображение (а) и распределение элементов (б) в образце N578.



Рис. 2.9. АСМ-изображение (а) и распределение элементов (б) в образце N578 с удаленным слоем Al.

На рис. 2.10(а) приведено ACM изображение поверхности образца N579 с удаленным слоем Al. Оно позволяет проанализировать основные свойства массива KT InAs, такие как геометрические размеры и форма KT, плотность их расположения и статистические характеристики этих величин. Свойства KT в образце N579 оказываются типичными для использованных параметров в процессе МОГФЭ роста, в частности, средняя высота KT составляет $5\div7$ нм. На рис. 2.10(б) показано распределение In по глубине в образце N579 с удаленным слоем Al. Ширина перехода In на рис. 2.10(б) составляет 10 нм, что находится в хорошем соответствии с данными ACM (рис. 2.10(а)). На рис. 2.11(а) и 2.11(б) показано ACM изображение образца N618a с удаленным слоем Al и образца N618б, в котором слой Al не был выращен. Свойства массивов KT в этих образцах идентичны; это доказывает, что рост слоя Al на поверхности слоя KT не приводит к изменению свойств KT.

Было проведено дополнительное селективное химическое травление образца N579 с удаленным слоем Al в травителе другого типа- концентрированном растворе HCl при 75°C в течение 2 минут. Раствор HCl удаляет только полупроводниковое соединение $In_xGa_{1-x}As$ с большой величиной $x \approx 1$, при малой величине "x" полупроводник не травится. На рис. 2.12(а) приведено ACM изображение поверхности образца N579 после травления KT InAs в растворе HCl. Гистограмма высот этого изображения представленная на рис. 2.12(б) показывает, что после травления KT на их месте остаются плоские основания, удаленные от поверхности GaAs на одинаковую высоту порядка 1.6нм. На наш взгляд, это может быть связано с диффузией атомов Ga в KT InAs при их росте.

Селективное травление структур с химически неоднородной поверхностью – еще один пример возможности применения селективного травления в сочетании с АСМ. В этом случае селективное удаление с поверхности одного из материалов без затрагивания остальных приведет к изменению рельефа, что может быть зарегистрировано с помощью АСМ. На рис. 2.13 показано АСМ-изображение скола структуры содержащей периодически повторяющиеся слои $Al_XGa_{1-x}As/GaAs$, которая была подвержена плазмохимическому травлению [A9]. Состав плазмы при травлении обеспечивал селективное удаление слоев GaAs. В результате слои $Al_XGa_{1-x}As$ выглядят на АСМ-изображении как холмы, а слои GaAs – как ямы с перепадом высот ~ 5 нм. Селективность при таком травлении сохраняется даже при небольших значениях х ~ 0,1. АСМ-контраст за счет разной толщины окисного слоя на сколе







Рис. 2.10. АСМ-изображение (а) и распределение элементов (б) в образце N 579 с удаленным слоем Al.



(a)



Рис. 2.11. АСМ изображение образца N618a с удаленным слоем Al (a) и образца N618б, в котором слой Al не был выращен (б).



Рис. 2.12. АСМ-изображение образца N 579 после травления в HCl (а) и гистограмма высот этого изображения (б).



Рис. 2.13. АСМ-изображение скола структуры содержащей периодически повторяющиеся слои Al_xGa_{1-x}As/GaAs после плазмо-химического травления.

структур с таким малым содержанием Al в гетерослоях не наблюдается, но селективное травление позволяет усилить контраст и зарегистрировать его с помощью ACM. На рис. 2.14 показано ACM-изображение скола многослойной структуры InAs/GaAs после селективного плазмо-химического травления. Состав плазмы был таков, что скорость травления чистого GaAs во много раз превышала скорость травления областей содержащих In. В результате поверхность скола, выглядевшая на ACM-изображении до травления атомарно гладкой, стала неровной. Области, содержащие In выглядят как возвышенности. На ACM-изображении (рис. 2.14) просматриваются вертикальные полосы, связанные со смачивающими слоями InAs в каждом периоде структуры, видны горизонтальные гряды, связанные с тем, что квантовые точки в слоях выстраивались друг над другом.

2.5. Разработка методов контактной сканирующей литографии

Идея метода состоит в нанесении на образец двухслойного тонкопленочного покрытия полимер - металл, пластическую деформацию пленки металла зондом атомносилового микроскопа (механическая деформация), либо нагретым зондом ближнепольного оптического микроскопа (термическая деформация) и перенесение рисунка на поверхность образца с помощью плазмо-химического травления полимера. Сформированная таким образом маска должна позволить проводить нанесение металлических либо диэлектрических покрытий, либо сухое травление образца с последующей взрывной литографией.

Для получения тонкого слоя полимера на образец, помещенный на центрифугу (3000-5000 об/мин), наносился раствор поликарбоната в хлороформе (~ 1%). Толщина слоя поликарбоната, полученная после термической обработки при температуре 200° С в течении 10 мин., составляла 50 ÷ 100 нм в зависимости от скорости вращения центрифуги. Тонкие слои (5 ÷ 10 нм) легкодеформируемых металлов (индия, олова, алюминия) наносились на поверхность пленки поликарбоната методом магнетронного напыления при охлаждении подложки до температуры ~ 200 К. Атомно-силовое (АСМ) изображение поверхности полученной структуры приведено на рис. 2.15 (в данном случае на поверхность поликарбоната наносился индий), шероховатость поверхности при указанных выше режимах не превышает 1 нм.

Механические свойства такой системы позволяют проводить её пластическую



Рис. 2.14. ACM-изображение скола многослойной структуры InAs/GaAs после селективного плазмо-химического травления.



Рис. 2.15. Атомно-силовое изображение модифицированной структуры полимер – индий до плазмо-химического травления (а) и профиль рельефа вдоль линии (б).

деформацию зондом атомно-силового микроскопа, действующим с силой 1÷10 мкН, либо нагретым зондом ближнепольного оптического микроскопа, на глубину, превышающую толщину пленки металла. Канавка шириной ~ 50 нм (рис. 2.15) была получена как в контактной, так и в полуконтактной моде. В контактной моде сила воздействия иглы кантилевера на поверхность образца поддерживалась на постоянном уровне. Величина этой силы устанавливалась меньше порога деформации покрытия при позиционировании зонда и превышала порог пластической деформации покрытия в тех точках, где создаётся рисунок. В полуконтактной моде кантилевер колебался на резонансной частоте, при этом большую часть периода колебаний игла кантилевера не касалась поверхности образца, и только при соударении кантилевер терял избыток энергии, накопленный за остальную часть периода. При позиционировании зонда амплитуда колебаний поддерживалась на постоянном уровне, обеспечивающем слабое недеформирующее воздействие на поверхность. В тех областях, где создавался рисунок, зонд перемещался в сторону поверхности, что приводило к разрушению покрытия. Полуконтактная мода, повидимому, является более перспективной, так как с ее помощью удается использовать значительно более жесткой балкой, следовательно, кантилеверы co величина перемещения зонда в сторону поверхности для непластической деформации покрытия значительно меньше, чем в случае кантилеверов, используемых в контактной моде, что ведет к увеличению точности позиционирования.

В качестве примера получения рисунка с помощью нагретого зонда ближнепольного оптического микроскопа на рис. 2.16 показаны две узких (≤ 30 нм) канавки в поверхности образца, разделенные узким (≤ 50 нм) перешейком. В данном случае в качестве тонкопленочного двухслойного покрытия использовалась структура: акрилат (50 – 100 нм) – алюминий (~ 5 нм). Величина вводимой в зонд мощности оптического излучения – 300 – 500 мкВт, что достаточно для его нагрева до температур ~ 300°С – 400°С и модификации защитного покрытия с помощью зонда. Преимущество такого метода перед методом "холодного рисования" состоит в том, что нагретый зонд меньше подвержен повреждениям при его взаимодействии с поверхностью образца. В данных экспериментах использовались специальные зонды, изготовленные в ИФМ РАН, отличающиеся от обычных зондов описанных в работе [77] тем, что с целью уменьшения размеров литографического рисунка покрывались очень тонким (≤ 10 нм) слоем ванадия



Рис. 2.16. Модифицированная структура акрилат – алюминий (а) и профиль рельефа по вертикальной (б) и горизонтальной (в) линиям.

или хрома, поглощавшим оптическое излучение. Фотография такого зонда, полученная с помощью сканирующего электронного микроскопа показана на рис. 2.17.

После создания рисунка зондом C3M структуры травились в кислородной плазме для перенесения рисунка на поверхность образца с сохранением недеформированных зондом областей. ACM-изображение одной из таких структур после плазмо-химического травления (в этом случае в виде ямки) показано на рис. 2.18. Здесь на вид рельефа (рис. 2.18(б)), повидимому, оказывает влияние форма зонда ACM. Дело в том, что с помощью зонда ACM, имеющего форму пирамиды, нельзя точно измерить форму узких глубоких ямок, сравнимых с его размерами. В данном случае, по нашим предположениям, рельеф должен быть шире в нижней части.

Созданные с помощью данного метода маски были использованы для изготовления различных нанометровых элементов на поверхности разных образцов. В частности, была вытравлена ямка глубиной ~ 20 нм на поверхности кремния с последующим напылением металлического наноконтакта с латеральными размерами ~ 50 нм. На рис. 2.19 показаны изображения такого контакта полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа. На рис. 2.20 показана система периодических металлических полос с шириной ~ 80 нм и периодом 170 нм. На рис. 2.21 приведены вытравленные в пленке ниобия канавки глубиной 40 нм и латеральными размерами ~ 80 нм. Здесь, как и на рис. 2.18(б), на вид рельефа влияет форма зонда АСМ.

С помощью данного метода были изготовлены ванадиевые (V) наноконтакты с латеральными размерами ~ 100 нм на поверхности подложки GaAs. На рис. 2.22 показана ВАХ через один из наноконтактов, измеренная с помощью проводящего зонда ACM. ВАХ имеет вид, типичный для барьерного контакта металл-полупроводник с фактором неидеальности n > 3. Такая большая величина n может быть связана с размерными эффектами, речь о которых пойдет в разделе 4.5, и с дефектами границы раздела металл-полупроводник, возникшими в процессе изготовления наноконтакта.

2.6. Выводы

Во второй главе развиты и апробированы некоторые специальные методики исследования наноструктур и нанолитографии с помощью АСМ.

Разработана методика изучения движения ростового фронта и возникновения дефектов гетероинтерфейсов, возникающих в процессе роста. На примере многослойных



Рис. 2.17. Изображение зонда для термической модификации, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа.



Рис. 2.18. Атомно-силовое изображение модифицированной структуры полимер – индий после плазмо-химического травления (а) и профиль рельефа вдоль линии (б).



Рис. 2.19. Изображения одиночного металлического наноконтакта на поверхности кремния, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа. Нормально к поверхности (а) и 35° к поверхности (б).



Рис. 2.20. ACM – изображение металлических (Мо) наноразмерных полос на поверхности кремния (а) и профиль рельефа вдоль линии (б).



Рис. 2.21. ACM – изображения наноканавок, вытравленных в пленке ниобия (а) и профили рельефа вдоль линий (б).



Рис. 2.22. ВАХ наноконтакта V-GaAs.

гетероструктур на основе GaAs с тонкими метками AlAs показано, что ACM сколов таких структур совместно с методом рентгеновской дифракции позволяет определять неоднородность скорости роста вдоль поверхности структуры и зависимость скорости роста от температуры с ошибкой менее 1 нм/мин. Методика позволяет контролировать технологический процесс формирования гетероструктур. В частности, отработана технология роста GaAs при пониженных температурах.

Показано, что применение метода селективного травления в сочетании с ACM позволяет получать информацию о топологии и химическом составе гетерограниц различных гетероструктур. Проведен детальный анализ процесса селективного химического травления структур типа Al/In_xGa_{1-x}As/GaAs. Показано, что свойства массивов KT, расположенных непосредственно на поверхности GaAs и покрытых слоем Al, идентичны. Установлено, что в основании KT возникает градиентный слой In_xGa_{1-x}As толщиной порядка 1,6 нм. Его возникновение связывается с интенсивной взаимной диффузией атомов In и Ga между формирующимися KT и слоем GaAs в процессе роста.

Предложен и реализован новый метод СЗМ-литографии, позволяющий создавать произвольный рисунок (в виде металлических или диэлектрических нитей, точек, вытравленных в образце методом сухого травления ямок или канавок) на поверхности различных образцов (слабо- и сильнолегированных полупроводников, металлов, диэлектриков). Созданы различные наноэлементы с минимальными размерами ~ 50 нм. В частности, метод был использован для создания ванадиевых наноконтактов на поверхности GaAs. ВАХ наноконтактов демонстрируют большой (больше 3) фактор неидеальности, что может быть связано как с малыми размерами наноконтакта, так и с дефектами интерфейса металл-полупроводник, возникшими из-за воздействия плазмы во время плазмо-химического травления маски. Тем не менее, ВАХ имеет вид типичный для барьерного контакта, поэтому возможно использование таких наноконтактов (или их массивов) для детекторных применений. Преимуществом искуственного изготовления нанокластерных сред перед их самоорганизованным выращиванием методами эпитаксии состоит в возможности формирования упорядоченной системы нанокластеров, что, возможно, придаст таким средам новые физические свойства.

Глава 3. Исследование гетероструктур с квантовыми ямами и квантовыми точками выращенных методом МОГФЭ

3.1. Введение

Метод ACM нашел широкое применение для исследования многослойных полупроводниковых гетеро- и наноструктур. В полупроводниках с низкой концентрацией носителей заряда или на окисленной поверхности, это практически единственный метод изучения морфологии с нанометровым разрешением.

В данной главе представлены результаты исследований, проведенных с использованием ACM, структур с квантовыми ямами InGaAs [A12-A15] и процессов формирования и заращивания квантовых точек InGaAs/GaAs [A16-A18] в условиях металлоорганической газофазной эпитаксии. Слои InGaAs используются, например, для заращивания квантовых точек InAs. Заращивание квантовых точек слоями InGaAs вместо GaAs приводит к уменьшению запрещенной зоны матрицы и увеличению размеров квантовых точек, что расширяет диапазон их межзонного излучения [80]. Для гетероструктур с квантовыми ямами важной является диагностика дефектности, так как большое количество дефектов приводит к быстрой безизлучательной рекомбинации носителей в гетероструктурах и уменьшает эффективность фотоприемников. В главе описывается, как ACM позволяет определять уровень дефектности таких структур. С другой стороны, опыт по диагностике дефектности в структурах с квантовыми ямами, необходим при косвенной характеризации структур с квантовыми InGaAs/GaAs и металлическими нанокластерами.

3.2. Исследование структур со слоями InGaAs на GaAs

Атомно-силовая микроскопия широко используется в настоящее время для контроля морфологии поверхности полупроводниковых структур, у которых рабочие слои отделены от поверхности покрывающим слоем. Очевидно, что наблюдаемые дефекты поверхности частично связаны с дефектами внутренних слоев, поэтому ACM косвенно может быть использована для исследования структурных переходов в рабочих слоях. Измерения проводятся на воздухе, не требуют специальной подготовки образца, вместе с тем, корректная интерпретация информации, содержащейся в ACM-изображении, возможна лишь с привлечением других методов, в рамках комплексного исследования структур. Накопление опыта подобных исследований служит основой для установления корреляций между данными ACM и свойствами рабочих слоев структуры.

В настоящем разделе диссертации описываются исследования структур со сдвоенными квантовыми ямами InGaAs, выращенных методом металлоорганической газофазной эпитаксии на подложках GaAs(100).

При создании структур на основе твердого раствора InGaAs на подложках GaAs несогласованных по постоянной решетки часто стоит задача достижения максимальной концентрации In. Но превышение некоторой концентрации In при постоянной толщине, либо превышение толщины некоторой критической величины при постоянной концентрации, приводит к релаксации упругих напряжений путем образования дефектов. В связи с этим, область толщин слоев вблизи перехода через критическую толщину слоя при данной концентрации In представляет значительный интерес. С помощью АСМ исследовались дефекты поверхности покрывающего слоя GaAs, связанные с упругими напряжениями внутренних слоев InGaAs, в зависимости от температуры роста и отклонения среза подложки от плоскости (100). Структурные и оптические свойства контролировались слоев InGaAs методами рентгеновской дифрактометрии, фотолюминесценции и фототопроводимости.

InGaAs ИФМ PAH Эпитаксиальные слои выращивались в методом металлоорганической газофазной эпитаксии из соединений In(CH₃)₃, Ga(CH₃)₃, AsH₃ в потоке водорода в вертикальном реакторе при атмосферном давлении. Структуры № 1-5 были выращены при температуре 500°С на подложках GaAs(100) с отклонением 2° от кристаллографической плоскости (100). Они состояли из последовательности слоев GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs (x \approx 0.3), и отличались временем роста двух одинаковых по толщине слоев $In_xGa_{1-x}As$. Толщины слоев составляли от h = 4 до h = 15нм. Промежуточный и покрывающий слои GaAs имели толщину 14 нм. ACMизображения были получены в режиме *tapping mode*. Рентгеновские дифракционные спектры регистрировались на дифрактометре ДРОН-4 в двухкристальной схеме с монохроматором Ge(400) на линии излучения CuKa₁. Спектры фотолюминесценции измерялись при 77К с возбуждением Ar лазером ($\lambda = 514$ нм). Данные по фототоку получали на структурах с барьером Шоттки, сформированных металлическим Al контактом на поверхности образца. Для возбуждения электрических носителей использовалось освещение структуры с обратной стороны монохроматизированным излучением галогеновой лампы с проходом по длине волны от 900 до 1300 нм.

С помощью каждого из методов действительно регистрируется переход через критическую толщину. По данным АСМ происходит резкий рост шероховатости

поверхности №4 (0,5 нм) по сравнению с 0,2 нм для №1-3. На поверхности релаксированного образца № 4 не наблюдается поперечных штрихов, которые обычно выступают как определяющая особенность релаксации слоев по механизму дислокаций несоответствия [81, 82]. На рис. 3.1(а) показано АСМ-изображение структуры с одиночным толстым (0,2 мкм) слоем In_{0,12}Ga_{0.88}As (наблюдаются поперечные штрихи) и, для сравнения, АСМ-изображение структуры № 4 в том же самом масштабе – рис. 3.1(б). Отсутствие сетки дислокаций может быть связано с высоким содержанием индия, то есть с большим рассогласованием периодов решеток, либо с малой толщиной слоя. Рентгенодифракционные спектры демонстрируют выраженный переход от трех когерентных гладких слоев для образцов № 1-3 к некогерентным слоям в образцах № 4, 5, 3.2). спектрах фотолюминесценции наблюдается смещение (рис. В пика в длинноволновую область, что связано с увеличением толщины квантовых ям, но с самого начала происходит спад интенсивности пика (рис. 3.2). В спектрах № 4 и 5 пики, соответствующие квантовым ямам, полностью пропадают. В спектрах фототока качественное изменение происходит при переходе от № 3 к № 4 (рис. 3.2). Размываются пики, которые соответствуют уровням квантования.

На рис. 3.2 приведен количественный анализ экспериментальных данных. Представлена система оценок качества структур в зависимости от толщины одного из слоев. В качестве параметров качества выбраны: обратная величина шероховатости поверхности 3/R (нм⁻¹), интенсивность пика фотолюминесценции и контраст интерференции двух слоев в спектре рентгеновской дифракции *Imax/Imin*. Использовалось следующее определение шероховатости:

$$\mathbf{R} = \frac{1}{N} \sum_{i} \left| \mathbf{h}_{i} - \mathbf{h}_{mid} \right|, \tag{3.1}$$

где N – общее число точек ACM-изображения, h_i - высота i-ой точки ACM-изображения и h_{mid} – среднее значение по всем высотам h_i . Сумма берется по всем i. Видно, что в первом приближении данные хорошо согласуются между собой. Хорошо видно падение качества структур около толщины одного из слоев h = 10 нм. Это является критической толщиной и соответствует шероховатости поверхности R = 0,3 нм. Значение h близко к 9 нм, известным из литературы для слоя $In_{0.3}Ga_{0.7}As$ [83]. Этот результат подтверждает





Рис. 3.1. АСМ-изображения поверхности образца с одиночным толстым (0,2 мкм) слоем In_{0,12}Ga_{0,88}As (а) и образца № 4 в том же самом масштабе (б).



Рис. 3.2. Количественный анализ экспериментальных данных для образцов № 1-5: (а) – сводный график оценок качества структур в зависимости от толщины одного из слоев InGaAs; (б) – рентгеновские дифракционные кривые качания; (в) – спектры фотолюминесценции; (г) – спектры фототока.

возможность регистрировать переходы во внутренних слоях с помощью ACM. Вместе с тем, рис. 3.2 показывает, что интенсивность фотолюминесценции резко падает уже в образце № 2, то есть задолго до достижения критической толщины. Этот результат можно объяснить высокой чувствительностью люминесценции к наличию центров безизлучательной рекомбинации в виде точечных дефектов. Шероховатость поверхности также растет в этой области параметров. Это демонстрирует, что рельеф чувствителен к накоплению точечных дефектов в структуре еще до появления дислокаций. Рентгеновская интерференция остается контрастной в этой области параметров.

Кроме структур № 1-5, были выращены аналогичные структуры, с разной температурой роста (500°С - тип LT и 600°С – тип HT), отклонением среза подложки (0,2° - тип "A" либо 2° - тип "B") и разной толщиной h одного из двух одинаковых слоев $In_xGa_{1-x}As$. На рис. 3.3 показаны зависимости шероховатости R от толщины одного из слоев $In_xGa_{1-x}As$ для всех типов выращенных структур. Точки одной серии условно соединены прямыми линиями, хотя в области перехода через критическую толщину зависимость может быть существенно нелинейной. Если в качестве критерия перехода выбрать R > 0,3 нм, то получим следующие оценки критической толщины слоя $In_{0.3}Ga_{0.7}As$ в двухслойной структуре: 5 нм – для структур с температурой роста 600°С, отклонением среза подложки 0,2° (HTA); 10 нм – для структур с температурой роста 500°С, отклонением среза подложки 0,2° (LTA) и 2° (LTB).

На рис. 3.4 приведены 6 наиболее характерных АСМ-изображений поверхностей вышеописанных структур. Рис. 3.4 наглядно демонстрирует возможность наблюдения с помощью АСМ ступеней роста на поверхности GaAs на воздухе, *ex-situ*, несмотря на неизбежное окисление и загрязнение поверхности. Ступени связаны с вицинальным строением поверхности подложки [84], срезанной с некоторым отклонением δ от кристаллографической плоскости (100). Один монослой *GaAs* на (100) имеет высоту $h \approx 0,28$ нм (половина периода решетки), поэтому ширина террасы (100) при монослойной ступени оценивается как $L_S = h/sin\delta$ и составляет 80 нм для 0,2°-среза и 8 нм для 2°. Наличие таких ступеней и террас на поверхности выращенных структур НТА однозначно свидетельствует о послойном характере роста, при котором атомы встраиваются в край ступени и ступень в процессе роста движется по поверхности [84]. Послойный рост для



Рис. 3.3. Шероховатость поверхности структур по данным ACM в зависимости от толщины одного из слоев $In_xGa_{1-x}As$. Линия R = 0,3 нм – условно принята, как граница перехода через критическую толщину слоя.



Рис. 3.4. Наиболее характерные ACM-изображения поверхности образцов с двумя слоями In_xGa_{1-x}As, зарощенными GaAs. Подписи под рисунками поясняют режимы роста и параметры образцов.

структур НТ1А, НТ2А сохранился до поверхности, т.е. на толщину более 100 монослоев InGaAs и GaAs без учета буферного слоя GaAs. В случае $\delta = 2^{\circ}$ ступени в данных условиях не регистрируются, хотя, по-видимому, характер роста и здесь является послойным. При температуре роста 500°С ступени на поверхности отсутствуют (рис. 3.4(б)). Высота рельефа остается малой, слои InGaAs, по данным рентгеновской дифракции, когерентны, поэтому можно предположить различие в характере роста при 600°С и 500°С. При температуре 600°С длина поверхностной диффузии атомов (L_D) превышает ширину террасы (L_S), иначе невозможен был бы послойно-ступенчатый рост, а при 500°С, видимо, $L_D < L_S$, атомы образуют зародыши на плоскости террасы, не успевая дойти до края. Рост остается послойным, о чем свидетельствует низкая шероховатость поверхности структуры LT1A, но преимущественно атомарно-послойным, при котором добавление нового слоя происходит не за счет продвижения ступеней на всю ширину поверхности подложки, а за счет полного заполнения террасы атомами. Осциллирующий характер атомарно-послойного роста хорошо регистрируется в вакуумных установках эпитаксии по осцилляциям интенсивности рассеяния электронов и используется для определения параметров ростового процесса, как например в [85]. В газофазных реакторах возможности диагностики процессов существенно ограничены. Именно поэтому ex situ наблюдения очень важны для понимания процессов при газофазной эпитаксии, хотя многие заключения для своего доказательства нуждаются в более тщательном анализе.

3.3. Формирование квантовых точек InGaAs/GaAs

Несмотря на то, что в СТМ достигается, как правило, более высокое предельное пространственное разрешение, чем при исследованиях поверхности полупроводниковых материалов с помощью АСМ, при использовании СТМ для исследования высокоомных полупроводников могут возникнуть непреодолимые трудности. В полупроводниках с низкой концентрацией носителей заряда или на окисленной поверхности сопротивление контакта зонд – образец может оказаться настолько большим, что следящая система не сможет поддерживать очень малую величину туннельного тока. Ясно, что сканирование вдоль поверхности в СТМ в таких условиях становится невозможным. В полупроводниковых структурах поверхность образца, как правило, обеднена носителями заряда, по этой причине возможно касание иглой СТМ поверхности. Наконец, СТМ совершенно не пригоден для изучения поверхности полуизолирующих полупроводников и диэлектриков. Информацию об особенностях топографии поверхности таких объектов

можно получить только с помощью ACM. Возможности ACM для подобных образцов были ярко продемонстрированы в работах [86-90] при исследовании процессов "самоорганизации" квантовых точек.

В настоящее время для получения КТ широко используются гетеропары полупроводниковых соединений A_3B_5 , в которых имеется сильное рассогласование параметров решетки. Это позволяет реализовать при эпитаксиальном выращивании механизм роста Странского - Крастанова, приводящий к самоорганизации квантовых точек на ростовой поверхности. В данном разделе описаны процессы формирования КТ InGaAs/GaAs с малыми характерными размерами в условиях металлоорганической газофазной эпитаксии. Рост гетероструктур с КТ осуществлялся в ИФМ РАН в горизонтальном кварцевом реакторе МОГФЭ при пониженном давлении (100 мбар). Исходными реагентами служили In(CH₃)₃, Ga(CH₃)₃ и AsH₃. В качестве подложек использовались пластины проводящего и полуизолирующего GaAs, разориентированные относительно плоскости (100) на 2° в направлении [110]. Исследование геометрических характеристик массива КТ проводились с помощью ACM в контактной моде. Дополнительная информация о составе КТ была получена путём рентгенодифракционных измерений на дифрактометре ДРОН-4 с монохроматором GaAs (400).

В ходе исследований было установлено, что для уменьшения характерных размеров КТ следует проводить их выращивание при достаточно низкой температуре. Минимальные размеры имели КТ InAs выращенные при 480°С – диаметр основания около 15 нм (рис. 3.5). Для уменьшения аппаратурных погрешностей АСМ при оценке размеров КТ и выявления ряда мелкомасштабных эффектов при их заращивании, была изготовлена серия образцов с квантовыми точками средних размеров. Параметры образцов приведены в Таблице 3.1.

На рис. 3.6 показаны характерные изображения массивов КТ (образцы 421 и 423). На основе анализа изображений можно сделать вывод, что у КТ InGaAs с составом x = 0,8 $D \le 20$ нм и $h \le 1,5$ нм, что существенно меньше, чем у образцов с КТ InAs ($D \le 35$ нм, $h \le 6$ нм), выращенных при близких параметрах эпитаксиального процесса. Несмотря на то, что количество материала, поданного для формирования массивов точек в обоих случаях почти одно и то же, плотность КТ InGaAs почти на порядок по величине больше.
Номер образца	х, состав In _x Ga _{1-x} As в KT	Толщина эквивалентного слоя InGaAs, нм	γ, отношение реагентов V/III	D, диаметр основания КТ, нм	h, высота КТ, нм	р, плотность КТ, см ⁻²
421	0,8	1,3	50	20	1,5	14.10^{10}
423	1	1,5	50	35	6	$2,1.10^{10}$
449	1	1,5	150	50	10	$1,9.10^{10}$
450	1	1,5	15	40	5	$3,8.10^{10}$
453	1	0,9	15	30	3,5	$2,9.10^{10}$

Таблица 3.1. Параметры образцов с квантовыми точками.



Рис. 3.5. АСМ-изображение КТ с минимальными размерами, выращены при 480°С.





Рис. 3.6. ACM-изображения массивов КТ в образце 421, $\rho = 14 \cdot 10^{10}$ см⁻² (a) и в образце 423, $\rho = 2,1 \cdot 10^{10}$ см⁻² (б).

Видно также, что однородность размеров КТ InGaAs существенно выше. Изменения геометрических характеристик КТ InAs и InGaAs оказываются сходными в зависимости от изменения основных параметров процесса МОГФЭ, поэтому в дальнейшем приведены иллюстрации только для точек с составом x = 1. Изображения, полученные с помощью АСМ для образцов 450 и 453 и показанные на рис. 3.7, иллюстрируют достаточно очевидный факт, что увеличение количества поданного материала при формировании InAs, при прочих равных условиях процесса эпитаксии, оказывает более существенное влияние на увеличение размеров квантовых точек и практически не влияет на их плотность.

3.4. Заращивание квантовых точек InGaAs слоем GaAs

В данном разделе описаны процессы заращивания КТ InGaAs слоем GaAs при различных температурах роста в процессе металлоорганической газофазной эпитаксии. В экспериментах по заращиванию использовались образцы с KT InAs, подобные образцу 423, параметры которого приведены в Таблице 3.1. Заращивание квантовых точек осуществляли при температуре 480°С со скоростью роста около 5 нм/мин или при 600°С со скоростью 20 нм/мин для уменьшения влияния процессов сегрегации и диффузии. На начальных стадиях низкотемпературного заращивания, когда толщина эпитаксиального слоя GaAs не превосходит 2 нм, происходит некоторое сглаживание рельефа поверхности, причем осаждение GaAs происходит неравномерно по поверхности. Материал собирается вокруг точек, которые перестают быть округлыми и приобретают прямоугольную форму. По-видимому, поверхностная диффузия адатомов происходит вдоль ступеней роста, без переходов на соседние террасы и миграция заканчивается около квантовых точек, где адатомы закрепляются. Осаждения GaAs собственно на точки не происходит. Вершины сглаживаются вследствие поверхностной диффузии и испарения, об этом свидетельствует появление ямок в области вершин точек, что видно на рис. 3.8(а). На рис. 3.8(б) с большим увеличением приведено АСМ-изображение начальных стадий заращивания КТ для образца 437. В процессе 437 эквивалентная толщина осаждённого GaAs составляет около 1÷1,5 нм. Отчётливо видны эшелоны атомных ступеней, на которых закреплены зарощенные точки, полностью перегораживающие ступени и вытянутые вдоль них. Над точками имеются ямки, стенки которых уже и ниже поперёк ступеней, При дальнейшем чем вдоль них. увеличении





Рис. 3.7. АСМ-изображения массивов КТ для образца 453, $\rho = 2,9 \cdot 10^{10}$ см⁻² (a) и образца 450, $\rho = 3,8 \cdot 10^{10}$ см⁻² (б).







Рис. 3.8. АСМ-изображение КТ образца 437 с различными масштабами.

толщины покрывающего слоя GaAs до 3÷4 нм ямки над точками пропадают. Островки продолжают расти в основном в длину, и начинают коалесцировать в поперечном направлении. Этой стадии отвечает сильно развитый рельеф поверхности образца 444 (эквивалентная толщина слоя GaAs около 8÷9 нм), показанный на рис. 3.9. Очевидно, что точки полностью замурованы в полупроводниковую матрицу, однако рельеф поверхности оказывается непланарным, что сохраняется при дальнейшем низкотемпературном наращивании нескольких десятков нанометров GaAs. При высокотемпературном заращивании из-за высокой подвижности адатомов вдоль и поперёк атомных ступеней быстро планаризуется. На рис. 3.10 показано АСМ-изображение поверхность поверхности образца 457. В этом процессе КТ InAs осаждались точно так же, как в процессе 423 (Таблица 3.1), а дополнительное заращивание слоем GaAs толщиной 7 нм проводилось при температуре 600°С. Видно, что поверхность образца достаточно гладкая, но над отдельными точками сохраняются ямки глубиной в несколько следствием нанометров, что является концентрации упругих напряжений, препятствующих росту GaAs в этой области.

Существование характерной особенности в виде ямки над КТ на начальных стадиях низкотемпературного заращивания позволяет выяснить, как происходит формирование второго слоя КТ. На рис. 3.11 приведено, полученное с помощью АСМ, изображение поверхности образца 446. Процесс 446 практически полностью повторяет процесс 437 (рис. 3.8) и, кроме того, на завершающей стадии в нём было дополнительно проведено осаждение примерно 1,5 нм InAs. Видно, что ямки над КТ полностью исчезли. С учётом малого растворения точек при низкой температуре, можно сделать вывод, что именно материал второго слоя InAs в этом случае заполняет ямки. Это означает, что InAs из второго слоя собирается в областях над вершинами КТ первого слоя.

3.5. Выводы

В третей главе описаны результаты исследований, проведенных с использованием ACM, полупроводниковых гетероструктур с квантовыми точками и квантовыми ямами, а также возникающих в гетероструктурах дефектов. Выявлены условия формирования совершенных массивов квантовых точек и квантовых ям, пригодных для разработки эффективных фотоприемников инфракрасного диапазона.







Рис. 3.9. АСМ-изображение образца 444 с различными масштабами.



Рис. 3.10. АСМ-изображение образца 457 с КТ InAs после высокотемпературного заращивания КТ слоем GaAs.



Рис. 3.11. АСМ-изображение поверхности образца 446.

Показано, что исследование поверхности напряженных гетероструктур GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs (x \approx 0.3), выращенных методом МОГФЭ на подложках GaAs(100) и имеющих различное время роста двух одинаковых по толщине слоев In_xGa_{1-x}As позволяет с помощью ACM регистрировать переход через критическую толщину этих слоев. В условиях, когда отсутствуют четкие линии, связанные с дислокациями несоответствия, критерием может служить резкий рост шероховатости. В области докритических толщин рост шероховатости коррелирует с обогащением структуры точечными дефектами.

Оценки критической толщины слоя $In_{0,3}Ga_{0,7}As$ в двухслойной структуре: 5 нм для структур с температурой роста 600°С и $\delta = 2^\circ$; 8 нм для структур с температурой роста 600°С и $\delta = 0,2^\circ$; 10 нм для структур с температурой роста 500°С, $\delta = 0,2^\circ$ и $\delta = 2^\circ$. Режим роста при пониженной температуре позволяет реально повысить критическую толщину слоя, однако, люминесценция таких слоев значительно деградирует задолго до подхода к критической толщине. Видимо, это связано с повышенной концентрацией точечных дефектов, которые формируют центры безизлучательной рекомбинации. Использование слабоотклоненных срезов может предоставлять альтернативный путь увеличения критической толщины напряженного слоя InGaAs.

С помощью ACM удается наблюдать ступени с высотой 1 монослой GaAs в случае структур с квантовыми ямами InGaAs при выращивании на подложках с отклонением среза $0,2^{\circ}$ от (100) при 600°C. Такой результат свидетельствует о сохранении послойноступенчатого механизма роста по всей толщине структуры - более 100 монослоев. Отсутствие подобных ступеней на структурах, выращенных при 500°C на подложках с отклонением среза $0,2^{\circ}$, может быть объяснено другим механизмом роста в условиях, когда длина поверхностной диффузии атомов меньше ширины ступени.

Изучен процесс формирования квантовых точек InGaAs/GaAs в условиях металлоорганической газофазной эпитаксии. Показано, что увеличение количества поданного материала при формировании InAs, при прочих равных условиях процесса эпитаксии, оказывает существенное влияние на увеличение размеров квантовых точек и практически не влияет на их плотность. Установлено, что минимальные латеральные размеры точек могут составлять менее 15 нм и их плотность может достигать более 10¹¹ см⁻².

Изучен процесс заращивания квантовых точек InGaAs слоем GaAs в условиях металлоорганической газофазной эпитаксии. Показано, что при начальных стадиях

заращивания квантовых точек, осаждения GaAs собственно на точки не происходит, а вершины точек сглаживаются вследствие поверхностной диффузии и испарения. В результате в области вершин формируются ямки. Дальнейшее заращивание квантовых точек при низкой температуре (менее 500°C при осаждении 10÷20 нм GaAs), не приводит к заметному сглаживанию рельефа поверхности. Более быстрая планаризации поверхности покрывающего слоя происходит при повышенных температурах (более 550°C). Показано, что формирование второго слоя квантовых точек происходит так, что InAs из второго слоя собирается в областях над вершинами квантовых точек первого слоя.

Глава 4. Металлоорганичесая газофазная эпитаксия и свойства наноструктур Al/GaAs

4.1. Введение

Интерес к полупроводниковым материалам с металлическими наноразмерными включениями, обусловлен широкими потенциальными возможностями их применения для оптоэлектронных приложений. Одним из примеров такого материала является эпитаксиальный GaAs, выращенный при пониженной температуре и имеющий нанокластеры As [91, 92]. Короткое время жизни фотоносителей, низкая проводимость, высокая подвижность электронов и большое поле пробоя позволяют использовать низкотемпературный арсенид галлия для генерации и детектирования терагерцового излучения [93, 94]. В работе [95] изучены свойства среды состоящей из островков ErAs в матрице GaAs. Работа [96] посвящена изготовлению фотодетектора инфракрасного диапазона на основе CuInSe₂ с внедренными частицами Ag. В работе [97] демонстрируется возможность создавать методом МОГФЭ полупроводниковую среду с внедренными наночастицами вольфрама, но с прерыванием ростового процесса при формировании каждого слоя нанокластеров. Разработка технологии создания металлических нанокластеров на поверхности полупроводника и их дальнейшее заращивание в полупроводниковую матрицу в едином ростовом процессе МОГФЭ позволило бы в перспективе за счет многократного повторения процесса создавать трехмерную среду наноконтактов металл-полупроводник. При этом возникают вопросы: меняется ли описание токопереноса при уменьшении размеров контакта металл полупроводник до десятков нанометров и какие эффекты при этом следует ожидать? В наноконтактах металл – полупроводник интерфейс не является плоским, а имеет отличную от нуля кривизну. При этом потенциал и электрическое поле зависят более чем от одной координаты, величина поля вблизи границы с металлом может быть гораздо больше, чем в плоском случае. Туннельная прозрачность потенциального барьера, возникающего в таком контакте, может быть велика и роль туннелирования в токопереносе – существенной. В работе [98] авторы указывают на возрастающую роль туннелирования при уменьшении размеров наноконтакта. Можно ожидать, что в среде, состоящей из таких наноконтактов, возможны новые нелинейные свойства и, следовательно, нелинейные взаимодействия и преобразование микроволнового и/или ИК излучения.

Настоящая глава посвящена исследованию закономерностей роста слоя Al на GaAs при различных температурах [A19-A21] в процессе МОГФЭ. Демонстрируется возможность самоорганизованного формирования металлических (Al) нанокластеров на поверхности GaAs и их эпитаксиального заращивания слоем GaAs [A22-A24]. Для прогнозирования свойств полупроводниковой среды с металлическими нановключениями, теоретически исследованы электрические свойства отдельного наноконтакта металл – полупроводник [A25-A27]. Проведены экспериментальные исследования электрических и оптических свойств многослойных структур с нанокластерами Al в матрице GaAs.

4.2. Исследование слоев Al, осажденных на поверхность GaAs

В установках МОГФЭ соединений A₃B₅ имеется принципиальная возможность осаждения металлических слоев Al. Такие слои могут служить в качестве омических или барьерных контактов с полупроводниковым слоем GaAs. Метод позволяет обеспечить отсутствие загрязнений, окисления поверхности и промежуточных слоев на границе металл – полупроводник. Открывается возможность создания композитных материалов металл – полупроводник с высоким качеством границ между фазами. Поэтому возможность нанесения металла в едином технологическом процессе с эпитаксиальным ростом полупроводниковых слоев особенно привлекательна [99-103]. В данном разделе представлены результаты исследований закономерности роста слоя Al на GaAs.

Осаждение Al осуществлялось в ИФМ РАН в реакторе МОГФЭ при давлении в реакторе 50 мбар. Газом носителем служил водород. В качестве источника Al использовался диметилэтиламиналан. В качестве подложек использовались пластины полуизолирующего или проводящего GaAs(100) с отклонением 3°. Процедура включала выращивание слоя GaAs толщиной 150 нм при температуре 600°С, а затем осаждение Al при температурах T_g от 130 до 360°С. Морфология поверхности и толщина металла контролировалась с помощью атомно-силового микроскопа. Толщина измерялась с усреднением шероховатости поверхности слоя относительно уровня подложки, измеренного на участке со стравленным слоем. Структурные параметры исследовались на рентгеновском дифрактометре ДРОН-4.

Как показывает ACM, на ранних стадиях низкотемпературного роста происходит зарождение отдельных островков и их латеральный рост до заполнения всей поверхности. На рис. 4.1 показано характерное ACM-изображение таких островков на ранней стадии роста. На рис. 4.2(a) приведено ACM-изображение поверхности образца с толщиной



Рис. 4.1. АСМ-изображение ранней стадии низкотемпературного роста Al на GaAs.

алюминия 230 нм, T_g =320°C, характерный для высокотемпературных процессов осаждения на поздней стадии сплошных слоев. Присутствуют островки треугольной, прямоугольной и квадратной формы и видна упорядоченность в направлениях граней. Было проведено более подробное сканирование отдельных зерен с целью анализа формы микрокристаллов. На рис. 4.2(б-г) приведены примеры пирамидальных образований в плёнке Al с толщиной 220 нм, T_g =360°С, где грани наиболее хорошо выражены. Видны хорошо сформированная тригональная пирамида, рис. 4.2(б), микрокристаллит в форме двухскатной крыши и прямоугольным основанием, рис. 4.2(в), пирамида с примерно квадратным основанием, рис. 4.2(г). Построение сечения пирамиды позволяет во многих случаях определить наклон грани к поверхности. Это делает анализ значительно более информативным, поскольку углы между гранями сохраняются при любых размерах отдельных граней кристалла. Значения углов для противолежащих граней усредняли с целью компенсации эффектов отклонения поверхности образца от плоскости сканирования и от кристаллографической плоскости, как это показано на рис. 4.3. Для пирамиды изображенной на рис. 4.2(б), получили углы 33°± 2°. Для широких граней пирамиды рис. 4.2(в) углы наклона 32°± 2°, наклон узких граней 45°± 1°. Несмотря на примерно квадратное основание, пирамида на рис. 4.2(г) имеет два типа граней с углами наклона около 35° и 45°, то есть не обладает осью 4-го порядка.

Огранка кристаллов Al может быть предсказана для идеальных условий роста, исходя из поверхностных плотностей атомов [104]. Наиболее энергетически выгодна плоскость (111)Al, 1,4·10¹⁵ ат/см², далее (100)Al, 1,2·10¹⁵ ат/см², и затем (110)Al, 0,9·10¹⁵ ат/см². Можно было предполагать, что в случае тригональной пирамиды, где плоскость (111) параллельна поверхности роста, боковые грани будут плоскостями (100). Однако сравнение вычисленных углов \angle (111),(100) \approx 54,7°, \angle (111),(110) \approx 35,3° с экспериментальными 33° позволяет однозначно определить грани как (110). Видимо, более низкая пирамида с гранями (110) имеет преимущество по сравнению с (100) за счет меньшей суммарной площади верхних граней при одинаковом основании. Отношение площадей (cos35°/cos55°≈1,4) практически компенсирует неравенство поверхностных плотностей атомов Al. Несколько заниженное экспериментальное значение угла наклона в сравнении с вычисленным может быть объяснено эшелоном ступеней, направленных снизу вверх.

Кристаллиты на рис. 4.2(в,г) - эпитаксиальные островки (110)Al с осью 2-го



Рис. 4.2. ACM-изображение поверхности образца с толщиной алюминия 230 нм, $T_g = 320^{\circ}C$ (а) и примеры пирамидальных образований в плёнке Al с толщиной 220 нм, $T_g = 360^{\circ}C$ (б-г).



Рис. 4.3. АСМ-изображение отдельной алюминиевой пирамиды (б), профили вдоль линий широких (а) и узких (в) граней пирамиды. Для компенсации эффектов отклонения поверхности образца от плоскости сканирования углы наклона противолежащих граней усреднялись: $\alpha = (\alpha_1 + \alpha_2)/2$; $\beta = (\beta_1 + \beta_2)/2$.

порядка. Широкие грани - (111), поскольку экспериментальный угол близок к вычисленному 35,3°, а узкие - (100), угол 45°, что соответствует поверхностным плотностям атомов Al. Хорошо виден эшелон ступеней на широкой грани (111), рис. 4.2(в), который приводит к уменьшению измеренного угла наклона к основанию по сравнению с вычисленным. На рис. 4.2(г) форма основания островка примерно квадратная, и такие островки на основе лишь АСМ-изображений типа рис. 4.2(г) могли бы быть отнесены к (100)Al, однако, анализ углов выявляет два типа граней с разными наклонами и показывает некорректность такого заключения. Сравнение с вычисленными углами показывает также, что точность измерения углов микрокристаллов с помощью ACM сопоставима с точностью прикладного гониометра в применении к крупным кристаллам.

На рис. 4.4(а) показана зависимость шероховатости поверхности слоев Al от температуры нанесения при толщине слоя около 200 нм. Шероховатость R вычислялась по формуле (3.1). Виден рост шероховатости с ростом температуры, который можно связать с укрупнением микрокристаллов на поверхности слоя. При малой толщине 50-100 нм слои выглядят как зеркально гладкие с металлическим блеском. При больших толщинах поверхность слоев становится матовой, что отмечалось и в других работах (например [101]), и связано с тем, что размеры зерен на поверхности становятся сравнимыми с длиной волны видимого света. Общая же зависимость шероховатости от толщины по данным ACM остается примерно линейной.

Количественную оценку соотношения объемов зерен разной ориентации в слое трудно выполнить по АСМ - картине, поскольку не все зерна имеют выраженную огранку и по глубине слоя могут располагаться несколько зерен. Для таких оценок использовалась рентгеновская дифракция. Рентгеновские спектры для зерен Al(110) состояли из двух систем пиков, что отражало наличие двух типов зерен Al(110). Основная система с более сильными рефлексами отвечала эпитаксиальной ориентации (110)[001]Al//(100)[011]GaAs, а вторая – (110)[001]Al//(100)[0,1,-1]GaAs. Первая обычно обозначается Al(110)R (работа [100]). Таким образом имелось для четырех типов зерен Al(111), Al(100),Al(110)R и Al(110) по одному отражению (111), (200), (311) R и (311). Размер рентгеновского пучка на образце составлял около 2 мм², поэтому относительные интенсивности отражений могут служить мерой (ненормированной) интегральных объемов зерен различных ориентаций. Ha рис. 4.4(б-д) приведены относительные интенсивности типа I(hkl)/[I(111)+I(200)+I(311)R+I(311)] в зависимости от температуры роста слоя. Видна



Рис. 4.4. Параметры слоев с толщиной около 200 нм в зависимости от температуры осаждения: шероховатость поверхности (а); относительная интенсивность рентгенодифракционного отражения для зерен Al(111) (б); то же для зерен Al(100), Al(110)R и Al(110) соответственно (в, г, д).

последовательность температур, при которых каждая из ориентировок достигает своего максимума. Для $T_g < 140^{\circ}$ C доминирует текстура Al(111), что согласуется с максимальной плотностью атомов на плоскости (111). Доля Al(100) ориентированных зерен достигает своего максимума около 140°C, затем около 200°C имеет максимум Al(110)-ориентировка и далее превалирует эпитаксиальная ориентировка Al(110)R. Немонотонный ход зависимости шероховатости от температуры в области 250°C, рис. 4.4(а) возможно, связан с морфологическим переходом к крупным зернам Al(110)R.

Для измерения вольтамперных характеристик контактов Al/n-GaAs были изготовлены меза-структуры на образцах с различными температурами роста алюминиевого слоя. Вычисленная по ВАХ высота барьера Шоттки такого контакта (ϕ_b) зависит от температуры роста Al. Эта зависимость показана на рис. 4.5. При температурах роста до 250°C $\phi_b \approx 0.7$ эВ. Когда температура роста Al превышает 250°C, высота барьера начинает расти. Такой рост высоты барьера Шоттки может быть связан с формированием в контакте промежуточного слоя AlAs при высокой температуре.

4.3. Формирование нанокластеров Al на поверхности GaAs

В связи с задачей заращивания Al нанокластеров в полупроводниковую матрицу, были более подробно исследованы закономерности начальных стадий роста Al на GaAs. Структуры для этой цели выращивались в ИФМ РАН методом МОГФЭ на подложках GaAs (100) в горизонтальном реакторе с пониженным давлением. Источниками Ga, As, Al служили Ga(CH₃)₃, AsH₃ – арсин и AlH₃(CH₃)₂(C₂H₅) - диметилэтиламиналан. Газом носителем являлся водород. Формирование слоев Al осуществлялось "in-situ". Перед осаждением алюминия всегда осаждался арсенид галлия толщиной не менее 100 нм. Рост GaAs производился при 600° С, алюминия при 500° С. На время осаждения Al, минимум за 30 сек. до подачи диметилэтиламиналана в реактор отключалась подача арсина. Для анализа получаемых структур кроме ACM использовались: масс-спектрометр вторичных ионов (ВИМС) "Шиповник" (НИТИ, Рязань) и электронограф ЭГ-102 (ускоряющее напряжение 75 кB, отражение от поверхности при скользящих углах падения). Рентгеновские дифракционные спектры регистрировались на дифрактометре ДРОН-4.

При малом количестве осаждаемого алюминия на GaAs (структура "A") происходит послойный рост алюминия на GaAs. На рис. 4.6 показаны ACM-изображения структур с малым количеством осажденного алюминия на подложках с различными



Рис. 4.5. Зависимость высоты барьера Шоттки контакта Al/n-GaAs от температуры роста алюминиевого слоя.





Рис. 4.6. АСМ-изображения структур с малым количеством осажденного алюминия на подложках с меньшим (а) и большим (б) углом разориентации.

углами разориентации. На сильно разориентированной подложке происходит послойноступенчатый рост алюминия – рис. 4.6(а). В случае подложки с малой разориентацией длина диффузии атомов Al вдоль поверхности, при температуре 500°C, оказывается меньше ширины ростовой ступени. Характер роста в этом случае послойно-островковый, когда атомы образуют монослоевые зародыши на плоскости террасы, не успевая дойти до края – рис. 4.6(б). Присутствие алюминия на поверхности структуры показывает послойный анализ методом ВИМС. На рис. 4.7 приведено содержание элементов в зависимости от глубины распыления структуры (распыление производилось ионами O_2^+ с энергией 10 кэВ). Из рисунка видно, что содержание Al максимально на поверхности и падает на 3 порядка в глубине образца. При большем количестве осаждаемого Al на GaAs (структура "В"), происходит формирование нанообъектов Al. На рис. 4.8 приведено ACMизображение такой структуры с алюминиевыми наноостровками.

Таким образом, показано, что при малом количестве осаждаемого алюминия на GaAs, металлический слой декорирует поверхность полупроводника. При превышении толщины слоя алюминия критической величины, равной нескольким монослоям, происходит формирование алюминиевых нанокластеров с поперечными размерами 10 – 100 нм.

4.4. Эпитаксиальное заращивание нанокластеров Al слоями GaAs и InGaAs

Для моделирования условий, возникающих при заращивании слоя Al арсенидом галлия, структуры "A" и "B" подвергались отжигу в AsH₃ при 600° C в течение 1мин. Отжиг структуры "A" в AsH₃ при 600° C не привел к изменению рельефа поверхности. ACM-изображение структуры "B" после отжига показано на рис. 4.9. Как видно из рисунка, Al нанообъекты несколько уменьшаются в размере, снижается их плотность. Такое воздействие отжига может быть связано с диффузией Al из мелких нанокластеров в область GaAs с образованием AlAs в результате насыщения мышьяком, или с переходом Al в летучие компоненты с их удалением из реактора.

В следующих опытах структуры "А" и "В" заращивались слоем GaAs с различной эффективной толщиной. Тип рельефа поверхности полученых структур оказался одинаковым для обеих исходных структур. АСМ-изображения их поверхности показаны на рис. 4.10(а), где эффективная толщина заращивания 2 нм (структуры "A1" и "B1"), и на рис. 4.10(б) – эффективная толщина заращивания 10 нм (структуры "A2" и "B2"). Как



Рис. 4.7. Послойный анализ методом ВИМС структуры "А".



Рис. 4.8. АСМ-изображение структуры "В".



Рис. 4.9. АСМ-изображение структуры "В" после отжига.





Рис. 4.10. АСМ-изображения структур "В1" - эффективная толщина заращивания арсенидом галлия 2 нм (а) и "В2" - эффективная толщина заращивания арсенидом галлия 10 нм (б).

видно из изображений, рост GaAs начинается с образования зародышей, которые в дальнейшем срастаются между собой. Такая динамика роста характерна для механизма Фольмера-Вебера. Этот механизм роста арсенида галлия связан именно с присутствием на поверхности алюминия, а не с отключением арсина на время осаждения Al. Для проверки этого утверждения была выращена структура такая же, как "B2", но в ней подача арсина прекращалась, а алюминий не осаждался. Рельеф поверхности получившейся структуры характерен для эпитаксиального послойного роста GaAs на разориентированной подложке из арсенида галлия (видна гладкая поверхность с атомными ступенями).

На рис. 4.11 приведены электронограммы структур "A2" и "B2". Измерения выполнены в ННГУ Е.А. Питиримовой. На рис. 4.11(а), где показана электронограмма структуры "A2", видны четко выраженные линии Кикучи (от подложки) и точечные рефлексы. Это говорит о том, что верхний слой (GaAs) представляет собой монокристалл. На структуре "B2" с большим количеством алюминия, электронограмма которой представлена на рис. 4.11(б), также нет колец, характерных для поликристалла. Дополнительные точечные рефлексы могут быть отнесены к эпитаксиальному алюминию или алюминию в состоянии осевой текстуры.

Поскольку GaAs растет на Al как монокристалл, дальнейшее заращивание приводит к смыканию островков GaAs и планаризации поверхности. ACM-изображение планаризованной поверхности показано на рис. 4.12(а). Для визуализации движения ростового фронта была использована методика с метками AlAs, описанная в разделе 2.3. На рис. 4.12(б) показано ACM-изображение скола структуры, в которой в процессе заращивания Al арсенидом галлия были выращены два слоя - метки AlAs, толщиной ~ 10 нм. Первый слой выращивался, когда эффективная толщина GaAs была ~ 10 нм, второй – после выращивания GaAs до эффективной толщины ~ 100 нм. Из рисунка видно, что первый слой AlAs (он снизу) изгибается, повторяя форму островков GaAs на Al на ранних стадиях заращивания. Второй слой AlAs плоский – островки сомкнулись, произошла планаризация поверхности GaAs.

Присутствие алюминиевых нанокластеров в матрице GaAs демонстрирует рис. 4.13, на котором представлено СЭМ-изображение тонкого (< 100 нм) слоя GaAs с внедренными нанокластерами, полученное в просвечивающем режиме. Из рисунка видно, что нанокластеры имеют форму пирамид с прямоугольными и треугольными основаниями, что согласуется с представлениями о росте Al на GaAs в условиях МОГФЭ,





(б)

Рис. 4.11. Электронограммы структур "А2" (а) и "В2" (б).





(б)

Рис.4.12. АСМ-изображение поверхности (а) и скола (б) планаризованной структуры.



Рис. 4.13. СЭМ-изображение тонкого слоя GaAs с внедренными алюминиевыми нанокластерами, полученное в просвечивающем режиме.

описанном в разделе 4.2.

Для исследования покровных слоев методом рентгеновской дифракции после слоя Al нанокластеров была выращена структура GaAs/AlAs/InGaAs/AlAs/GaAs. На рис. 4.14 показан рентгеновский дифракционный спектр такой структуры. Спектр рентгеновской дифракции содержит пик от монокристаллического слоя $In_{0,12}Ga_{0,88}As$. Длина когерентности слоя (из расчета по рентгеновским данным) – 48 нм равна его толщине, что свидетельствует о малом количестве структурных дефектов. Кроме того, наблюдалась интенсивная фотолюминесценция слоя InGaAs, что также свидетельствует о высоком кристаллическом качестве структуры.

Таким образом, исследованы изменения, происходящие со слоем Al при повышении температуры до 600° С – необходимой для эпитаксиального заращивания арсенидом галлия. Нанокластеры несколько уменьшаются в размере, снижается их плотность. Показано, что рост GaAs над алюминиевым слоем начинается с образования наноразмерных зародышей, что характерно для механизма Фольмера-Вебера. Дальнейшее эпитаксиальное заращивание Al нанокластеров приводит к смыканию зародышей и планаризации поверхности монокристаллического слоя GaAs.

4.5. Теоретические исследования электрических свойств наноконтактов металл – полупроводник

Ожидаемые свойства полупроводниковой среды с внедренными металлическими нанокластерами определяются свойствами отдельного контакта металлическая наночастица – окружающий полупроводник. Поэтому, настоящий раздел посвящен теоретическому исследованию электрических свойств наноконтакта металл – полупроводник.

Рассматривается контакт, возникающий между металлической сферой радиуса *a* и окружающим её однородным полупроводником (для определенности n-типа). На рис. 4.15 изображено сечение металлической сферы в полупроводнике, плоскостью проходящей через ее центр. Для нахождения распределения электростатического потенциала контакта ф решается уравнение Пуассона:

$$\Delta \varphi = -\frac{4\pi e N}{\epsilon},\tag{4.1}$$

где N - концентрация примеси в однородно легированном полупроводнике, є - его

Интенсивность, имп./с



Рис. 4.14. Рентгенодифракционный спектр структуры Al/GaAs/AlAs/InGaAs/AlAs/GaAs.



Рис. 4.15. Модель наноконтакта: металлическая сфера с радиусом *а* в бесконечном полупроводнике.

диэлектрическая проницаемость, е – заряд электрона. Используется приближение полного обеднения [105], которое в силу симметрии задачи приводит к следующим граничным условиям на двух сферических поверхностях, а именно, на поверхности металла Ω_1 и на поверхности Ω_2 , ограничивающей область полного обеднения полупроводника:

$$\varphi(r)\Big|_{\Omega_1} = 0, \qquad (4.2)$$

$$\varphi(r) \Big|_{\Omega_2} = \mathbf{u}_c - \mathbf{u} \,. \tag{4.3}$$

$$\nabla \varphi(r) \Big|_{\Omega_2} = 0, \tag{4.4}$$

Здесь u_c – изгиб зон в полупроводнике при нулевом напряжении, u – напряжение на контакте. Предполагаем, что u_c сохраняет свою величину независимо от размеров и формы контакта. В той ситуации, когда к металлической сфере окруженной полупроводником нельзя подключиться и подать напряжение, под u следует понимать эдс возникающую на наноконтакте в результате возникновения неравновесных носителей заряда из-за падения на полупроводник электромагнитной волны. В такой постановке задачи удается рассчитать распределение потенциала вокруг наноконтакта.

Для металлической сферы радиуса *а* в полупроводнике будем решать уравнение (4.1) в сферической системе координат с началом координат в центре сферы, с условиями (4.2), (4.3) и (4.4). В этом случае Ω_1 – сфера с радиусом r = a, Ω_2 в силу симметрии задачи тоже сфера с радиусом r = R (рис. 4.15). Решение легко найти:

$$\varphi(r) = (u_{c} - u) \left[\frac{a^{2}}{3S^{2}} \left(1 - \frac{r^{2}}{a^{2}} \right) + \frac{2R^{3}}{3aS^{2}} \left(1 - \frac{a}{r} \right) \right], \qquad (4.5)$$

здесь:

 $S = \sqrt{\frac{\epsilon(u_c - u)}{2\pi eN}}$ - ширина области полного обеднения полупроводника для бесконечного плоского контакта, а величина R является решением уравнения: $2R^3 - 3aR^2 - 3aS^2 + a^3 = 0$. Единственным действительным его решением является следующее:

$$R = \frac{a}{2} + \frac{a^2}{2\left(2\sqrt{3}\sqrt{3a^2S^4 - a^4S^2} + 6aS^2 - a^3\right)^{\frac{1}{3}}} + \frac{1}{2}\left(2\sqrt{3}\sqrt{3a^2S^4 - a^4S^2} + 6aS^2 - a^3\right)^{\frac{1}{3}}.$$
 (4.6)

Используя (4.5) и учитывая потенциал взаимодействия электрона со своим изображением в металлической сфере, получим для потенциальной энергии электрона:
$$V(x) = e(u_{c} - u) \left[\frac{a^{2}}{3S^{2}} \frac{x}{a} \left(2 + \frac{x}{a} \right) - \frac{2R^{3}}{3aS^{2}} \frac{x}{x+a} - \frac{2c}{x\left(2 + \frac{x}{a}\right)} \right],$$
(4.7)

здесь x = r - a — расстояние от поверхности сферы, $c = \frac{e}{4\epsilon(u_1 - u)}$ - параметр размерности длины, характеризующий масштаб потенциала сил изображений. При обратных и небольших прямых напряжениях для полупроводников c < 1 нм. Третье слагаемое в квадратных скобках выражения (4.7) существенно только для $x \le c$. Так как $c \ll a$, то членом $\frac{x}{a}$ в знаменателе можно пренебречь. Кроме того, если интересоваться формой потенциальной энергии только вблизи металлической сферы для х меньших или порядка *а*, то при *а* << S в выражении (4.7) можно пренебречь первым слагаемым в квадратных скобках. Это означает, что вблизи достаточно малой металлической сферы можно пренебречь пространственным электрическим полем. создаваемым зарядом полупроводника по сравнению с полем поверхностного заряда сферы. Таким образом для х меньших или порядка а получим для потенциальной энергии электрона приближенное выражение:

$$V(x) = \mu + \Delta + eu_{c} - d(u) \left[g(u) \frac{x}{x+a} + \frac{c(u)}{x} \right].$$
(4.8)

В (4.8) энергия отсчитывается от дна зоны проводимости металла, μ - энергия Ферми в металле, Δ - расстояние от уровня Ферми до дна зоны проводимости полупроводника, введены обозначения: $d(u) = e(u_c - u)$, $g(u) = \frac{2R^3}{3aS^2}$. При $a \ll S$, $g \sim 1$ и слабо зависит от напряжения и концентрации примеси. На рис. 4.16 схематично показана форма потенциала в наноконтакте (сплошная линия) в сравнении с зависимостью для квазиплоского случая (пунктирная линия). Существенно, что ширина и высота барьера для наноконтакта уменьшаются.

Удобно ввести ширину области полного обеднения полупроводника вокруг металлической сферы: l = R - a. Для l с учетом (4.6) получим, что если радиус сферы $a \to \infty$, то $l \to S$, что соответствует переходу к плоской задаче. При $a \to 0$, $l \to 0$ и, когда l



Рис. 4.16. Форма потенциала для наноконтакта (сплошная линия) и для плоского случая (пунктирная линия).

становится много меньше S, имеем:

$$l = \left(\frac{3}{2}aS^2\right)^{\frac{1}{3}} >> a.$$
(4.9)

Промежуточной является ситуация, когда $a \sim l$. На рис. 4.17 изображена плоскость параметров N и a, разделенная на две части линией, на которой a = l (при этом $l = S\sqrt{\frac{3}{5}}$). Линия построена при нулевом напряжении для GaAs (eu c+ $\Delta = 0,7$ эB, $\varepsilon = 13,1$), считалось, что $\Delta=0$ и не зависит от температуры и концентрации легирующей примеси. При удалении от этой границы вниз (где $a \ll l$), попадаем в область параметров, в которой концентрация примеси не важна. Наоборот, при уходе вверх (где $a \gg l$), не важны кривизна контакта и краевые эффекты.

Используя (4.8), получим для понижения высоты барьера за счет сил изображений:

$$\Delta \mathbf{V} \approx 2\mathbf{e} \left(\mathbf{u}_{c} - \mathbf{u}\right) \sqrt{\frac{cg}{a}} \,. \tag{4.10}$$

Если положить g = 1 (так как $a \ll S$), тогда:

$$\Delta \mathbf{V} = 2\mathbf{e}(\mathbf{u}_{c} - \mathbf{u})\sqrt{\frac{c}{a}} = \sqrt{\frac{\mathbf{e}^{3}(\mathbf{u}_{c} - \mathbf{u})}{a\varepsilon}} \propto (\mathbf{u}_{c} - \mathbf{u})^{\frac{1}{2}}, \qquad (4.11)$$

что отличается от зависимости в плоском контакте Шоттки [105]:

$$\Delta V_{p} = 2e(u_{c} - u)\sqrt{\frac{2c}{S}} = \left(\frac{8\pi Ne^{7}(u_{c} - u)}{\epsilon^{3}}\right)^{\frac{1}{4}} \propto (u_{c} - u)^{\frac{1}{4}}, \qquad (4.12)$$

Сравнивая (4.11) и (4.12) видим, что в случае маленького сферического контакта снижение высоты барьера больше, чем в плоском контакте ($\frac{\Delta V_p}{\Delta V} = \sqrt{\frac{2a}{S}} << 1$), сильнее зависит от напряжения и не зависит от N.

На рис. 4.18 показаны зависимости понижения высоты барьера ΔV от приложенного напряжения (а) и концентрации легирующей примеси (б) для различных радиусов сферы *а*. Зависимости построены для GaAs (eu_c+ $\Delta = 0,7$ эB, $\varepsilon = 13,1$), с помощью (4.10). Для простоты считалось, что $\Delta=0$ и не зависит от температуры и концентрации



Рис. 4.17. Линия в плоскости параметров N, *a* соответствует равенству радиуса металлической сферы и ширины области обеднения вокруг неё (*a* = *l*). Выше вдали от неё контакты ведут себя как плоские, далеко внизу – как точечные.



(a)



(б)

Рис. 4.18. Зависимости понижения высоты барьера ΔV наноконтактов различных радиусов *a* от приложенного напряжения (a) и от концентрации легирующей примеси (b).

легирующей примеси. На рис. 4.18(а) концентрация примеси N = 10^{16} см⁻³ (S(0) = 320 нм), на рис. 4.18(б) для всех кривых u = 0. Как видно из рис. 4.18(а), понижение высоты барьера в случае сфер малых радиусов гораздо больше по величине и более сильно зависит от напряжения, чем в плоском случае ($a = \infty$). Зависимость ΔV от концентрации легирующей примеси на рис. 4.18(б) для сферических контактов остается слабой, пока плоская ширина обеднения S не сравняется с a.

Зная распределение потенциала, легко вычислить емкость контакта:

$$C(u) = a\varepsilon \left(1 + \frac{a}{l(u)}\right).$$
(4.13)

Если $a \ll l < S$, то C $\approx a\varepsilon$ - становится емкостью сферы в диэлектрике и практически не зависит от приложенного напряжения и уровня легирования. При $\frac{a}{l} \rightarrow \infty$, емкость C пропорциональна площади контакта, зависит от N, и изменяется с напряжением как в случае плоской геометрии $\propto (u_c - u)^{-\frac{1}{2}}$.

Оценим быстродействие отклика наноконтакта металл – полупроводник. Вычислим величину критической частоты $f_C = \frac{1}{2\pi r_S C_0}$ [105] в зависимости от радиуса сферы *а* для различных уровней легирования. Здесь r_s – сопротивление растекания полупроводника за пределами области обеднения, равное $r_s = \frac{\rho}{4\pi R(0)}$, где ρ - удельное сопротивление

полупроводника, C₀ – емкость контакта при u = 0. При $a \to 0$, $f_C \propto a^{-\frac{2}{3}}$, при $a \to \infty$, $f_C \propto a^{-1}$. На рис. 4.19 приведены результаты расчетов для GaAs. Видно, что критическая частота сильно зависит от a и достигает частот терагерцового диапазона даже при относительно невысоком уровне легирования ~ $10^{15} \div 10^{16}$ см⁻³.

Туннельную прозрачность потенциального барьера в контакте будем рассчитывать в приближении метода ВКБ [106]:

$$D(E) \approx \exp[-A(E)], \qquad (4.14)$$

где для энергий Е меньших максимума барьера:

$$A(E) = \frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{V(x) - E} \, dx , \qquad (4.15)$$



Рис. 4.19. Зависимость критической частоты f_C от радиуса сферы *а* при различном уровне легирования GaAs.

 x_1 и x_2 – нули подкоренного выражения в (4.15).

Интеграл в (4.15) вычисляется точно, в результате получаем:

$$A(z) = p(z^{2} + 2\beta z - 4\beta + \beta^{2})f(z), \qquad (4.16)$$

где: p =
$$\frac{20 \pi a \sqrt{2 \text{ m d } g}}{3 h}$$
, z = $\frac{\mu + \Delta + \text{eu}_c - \text{E}}{d g}$ - безразмерная энергия, отсчитываемая вниз от

уровня $\mu + \Delta + eu_c - максимума барьера без учета сил взаимодействия изображений,$ $<math>\beta = \frac{c}{ag}, f(z) - медленно изменяющаяся функция z, выражающаяся через функцию Аппеля.$ Формулы и график f(z) приведены в Приложении 1. Вершине потенциального барьера

(4.8) cootBetterByet 3Havenue $z = z_m = 2\sqrt{\beta} - \beta$.

Полагая, что максимум в распределении электронов, прошедших область барьера находится хотя бы на несколько kT выше уровня Ферми в полупроводнике μ +eu [106] и считая коэффициент прохождения над барьером равным единице ($A(z < z_m) = 0$), можно записать выражение для плотности тока через контакт, как сумму термоэлектронной j_{TE} (электроны с энергиями, большими энергии максимума потенциального барьера) и термополевой j_T (электроны с энергиями, меньшими энергии максимума потенциального барьера) компонент:

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_{\mathrm{TE}} + \mathbf{j}_{\mathrm{T}} =$$

$$=\frac{4\pi\mathrm{mekT}}{h^{3}}\exp\left(-\frac{\Delta+\mathrm{eu}_{c}}{\mathrm{kT}}\right)\left(\exp\left(\frac{\mathrm{eu}}{\mathrm{kT}}\right)-1\right)dg\left[\int_{-\infty}^{z_{m}}\exp\left(z\frac{dg}{\mathrm{kT}}\right)\mathrm{d}z+\int_{z_{m}}^{\frac{1}{g}}\exp\left(z\frac{dg}{\mathrm{kT}}-A(z)\right)\mathrm{d}z\right],\quad(4.17)$$

здесь m – эффективная масса электрона в полупроводнике, T – температура. Величина прямого напряжения на контакте должна быть не слишком велика, так чтобы не нарушалось соотношение $a \ll S$, являющееся условием применимости (4.8). Поскольку, как показано в Приложении 1, f(z) – медленная функция, то при интегрировании выражения (4.17) будем считать эту функцию константой, равной по величине её значению в максимуме подынтегральной функции. С учетом того, что f = const, максимум подынтегральной функции достигается при $z = z_0$, где величина z_0 является решением

уравнения
$$z_0 = \frac{dg}{2 \, \text{pk T} f(z_0)} - \beta$$
. Учитывая это, получим из (4.17):

$$j = \frac{4\pi \text{mekT}}{h^3} \exp\left(-\frac{\Delta + eu_c}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{eu}{kT}\right) - 1\right) dg \left\{\frac{kT}{dg} \exp\left(z_m \frac{dg}{kT}\right) + \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{pf}} \times \frac{1}{2\sqrt{pf}} \right\}$$

$$\times \left[Erf\left[\sqrt{p f} \left(\frac{1}{g} - z_0 \right) \right] + Erf\left[\sqrt{p f} \left(z_0 - z_m \right) \right] \right] \exp\left(\frac{1}{4 p f} \left(\frac{dg}{kT} \right)^2 + 4 p f \beta - \frac{dg}{kT} \beta \right) \right\}, \quad (4.18)$$

rge $f = f(z_0).$

Можно найти область параметров, в которой оправдана формула (4.18). Границы искомой области построим, например для GaAs (eu $_{c}+\Delta = 0,7$ эВ, $\varepsilon = 13,1$). На рис. 4.20 эта область ограничивается тремя линиями – 1, 2 иЗ. На линии 1 ширина области обеднения вокруг металла равна радиусу металлической сферы (l = R-a = a). При удалении от этой линии вниз (где $a \ll l$), попадаем в область параметров, где концентрация примеси не важна. Наоборот, при уходе вверх (где $a \gg l$), не важны кривизна контакта и краевые эффекты – это приближение плоского случая. Приближенное выражение для потенциала (4.8) работает ниже линии 1. На линии 2 – максимум подынтегральной функции второго интеграла в выражении (4.17) достигается при $z_0 = 0,7$. Справа от этой линии $z_0 < 0,7$, где можно считать, что f(z) = const. На линии 3 максимум в распределении электронов, прошедших область барьера совпадает с энергией Ферми, ниже этой линии – максимум выше уровня Ферми, где и оправдано выражение (4.17). Вышеописанные границы построены для нулевого смещения (u = 0) и для простоты считалось, что $\Delta = 0$ и не зависит

от температуры и концентрации легирующей примеси. На линии 4 $\lim_{u\to 0} \frac{J_T}{j_E} = 1$, что

соответствует равенству двух слагаемых в фигурных скобках выражения (4.18). Эта линия делит область параметров, в которой работает формула (4.18) на две части: слева от линии 4 (область параметров I) плотность тока определяет в основном термополевая компонента, справа (область параметров II) – термоэлектронная. Границы 2, 3 и 4 показанные сплошными линиями построены для температуры T = 300K. При понижении температуры до 77K они сдвигаются в положения, показанные пунктирными линиями. Особенности термоэлектронного токопереноса в наноконтактах были рассмотрены выше. Ниже мы более подробно рассмотрим наноконтакты где существенную роль играет термополевой токоперенос.

Рассмотрим наноконтакт металл – полупроводник с параметрами лежащими внутри области I (рис. 4.20) и вдали от её границ. В этом случае термоэлектронной пренебречь компонентой можно упростить выражение для И Используя (4.18),подставляя β, d. тока. значения p,



Рис. 4.20. Плоскость параметров N, *a* с областью, в которой применимо используемое приближение (ограниченной линиями 1, 2 и 3). 4 – линия равенства термополевой и термоэлектронной компонент тока. Стрелками показано перемещение границ 2, 3 и 4 при снижении температуры до 77К.

c, считая сумму интегралов вероятности равной двум, $f \approx 1$, $g \approx 1$ и пренебрегая малыми членами ~ β , получим приближенное выражение для плотности тока через наноконтакт:

$$j \approx j_{T} \approx \frac{4 \pi \text{mekT}}{h^{3}} \exp\left(-\frac{\Delta + \text{eu}_{c}}{\text{kT}}\right) \left(\exp\left(\frac{\text{eu}}{\text{kT}}\right) - 1\right) \times \frac{\sqrt{3} h^{\frac{1}{2}} e^{\frac{3}{4}} (u_{c} - u)^{\frac{3}{4}}}{2 \sqrt{5} (2 \text{ m})^{\frac{1}{4}} a^{\frac{1}{2}}} \exp\left(\frac{3 h e^{\frac{3}{2}} (u_{c} - u)^{\frac{3}{2}}}{80 \pi \sqrt{2 \text{ m}} a (\text{kT})^{2}}\right),$$
(4.19)

Выражение сохраняет сильную температурную зависимость, характерную для процессов термополевой эмиссии. Возможность пренебречь слагаемыми ~ β в показателе экспоненты выражения (4.18) для наноконтактов с радиусами меньше или порядка 50 нм связана с уменьшением роли сил изображения в прозрачности барьера.

Аппроксимируем для небольших прямых напряжений $3\frac{kT}{e} < u < u_c$ ток, рассчитанный по формуле (4.14), выражением для термоэмиссионного тока через контакт металл-полупроводник:

$$j = A^* T^2 \exp\left[-\frac{\Phi_{eff}}{kT}\right] \exp\left[\frac{eu}{n\,kT}\right]$$
(4.20)

Величины Φ_{eff} и *n*, конечно, зависят от температуры, радиуса наноконтакта и имеют слабую зависимость от прямого напряжения. При фиксированной температуре это выражение позволяет оценить величины «кажущейся» эффективной высоты барьера Φ_{eff} и фактора неидеальности *n* например, для GaAs: eu c+ Δ = 0,7 эВ, ε = 13,1, концентрация примеси N = 10¹⁶ см⁻³. На рис. 4.21 показаны зависимости Φ_{eff} и *n* от радиуса наноконтакта для двух температур: T = 300K – сплошные линии, T = 77K – пунктирные линии. Как видно из графиков, с уменьшением размера нанокластера и температуры эффективная высота барьера уменьшается, а фактор неидеальности растет и может быть больше двух. На том же рисунке квадратными и круглыми метками показаны значения Φ_{eff} и *n*, рассчитанные по точным ВАХ, полученным численно: T = 300K – квадраты, T = 77K – кружки. Видно, что даже сильно упрощенное выражение (4.19) дает результаты близкие к точным.

Сильная зависимость высоты барьера от обратного напряжения приводит к росту обратного тока с уменьшением радиуса наноконтакта. Из оценок на основании формулы (4.19) прямой и обратный токи сравниваются при напряжениях ±u, когда радиус



Рис. 4.21. Зависимости эффективной высоты барьера Φ_{eff} и фактора неидеальности *n* от радиуса наноконтакта.

наноконтакта уменьшается до 5 нм при T = 300K и до 21 нм при T = 77K. То есть вольтамперные характеристики с уменьшением радиуса становятся все более симметричными. На рис. 4.22 показаны ВАХ через наноконтакты с двумя различными радиусами при температуре T = 300K. Из графиков видно, что плотность обратного тока носит экспоненциальный характер. Пунктиром показана ВАХ наноконтакта с заведомо малой концентрацией легирующей примеси N = 10^{13} см⁻³ – плотности прямого и обратного токов остаются сравнимыми.

4.6. Исследования электрических и оптических свойств многослойных структур с нанокластерами AI в матрице GaAs

Для экспериментальных исследований электрических и оптических свойств структур с нанокластерами Al в матрице GaAs, были выращены структуры, содержащие 9 слоев с алюминиевыми нанокластерами, каждый из которых заращивался слоем GaAs толщиной ~ 100 нм. На рис. 4.23 показано ACM-изображение скола одной из структур после её десятиминутного травления в 0.5% растворе KOH при комнатной температуре. При таком методе травления происходит селективное удаление Al без затрагивания GaAs и AlAs (раздел 2.4). На рисунке видны канавки, вытянутые вдоль слоев с нанокластерами Al и возникшие в результате его вытравливания, что может свидетельствовать о присутствии некоторого сплошного слоя содержащего Al. Утолщения на канавках связаны с вытравливанием алюминиевых нанокластеров.

Измерения продольных ВАХ проводились на 9-слойных структурах, выращенных на полуизолирующих подложках. Для измерений поперечных ВАХ использовались структуры изготовленные на n⁺- подложках. Омические контакты к структурам формировались путем вплавления Au-Ge. ВАХ измеренные вдоль слоев через сформированные к структуре омические контакты были линейными. Измерения ВАХ поперек слоев через омические контакты показали экспоненциальную зависимость тока от напряжения для любой полярности. Такое поведение может быть связано с перекрытием областей обеднения GaAs вокруг нанокластеров Al в слоях.

Измерения спектров фототока выполнялись в поперечной геометрии на 9-слойных структурах, выращенных на n⁺- подложке. Спектры фототока получали на структурах с барьером Шоттки. Барьеры Шоттки формировались нанесением металлических Al контактов на поверхность образца методом напыления и фотолитографии. При измерении спектров фототока, для возбуждения электрических носителей использовалось освещение

121



Рис. 4.22. ВАХ через наноконтакты с двумя различными радиусами при температуре T = 300К.



Рис. 4.23. АСМ-изображение скола структуры с 9 слоями Al после её травления в растворе КОН. Стрелка указывает направление роста.

структуры с обратной стороны монохроматизированным излучением галогеновой лампы с проходом по длине волны от 900 до 1300 нм. На рис. 4.24 показаны зависимости квадратного корня из фотоотклика пересчитанного на один фотон ($\eta^{1/2}$) от энергии фотона (v). Зависимости получены на одной из 9-слойных структур с нанокластерами Al (квадратные метки) и, для сравнения, на контрольной структуре, представляющей собой эпитаксиальный слой GaAs толщиной 2 мкм (треугольные метки). Прямые участки на зависимостях связаны, по-видимому, в случае 9-слойной структуры с возбуждением и выходом в GaAs электронов из нанокластеров Al, а для контрольной структуры – с выходом электронов из алюминиевого макроконтакта, сформированного на поверхности образца. Экстраполируя эти прямые на ось энергий, получим высоты энергетических барьеров Шоттки. В случае контрольной структуры высота барьера равна 0,95 эВ. Такая связана, большая величина высоты барьера по-видимому, с присутствием промежуточного слоя на границе Al-GaAs, возникшим в процессе формирования алюминиевого контакта к образцу. Для структуры с нанокластерами экстраполяция даёт высоту барьера 0,76 эВ. В разделе 4.2 показано, что высота барьера Шоттки в контактах GaAs – Al, сформированных методом МОГ Φ Э in situ pactet с увеличением температуры формирования и достигает 0,95 эВ при температуре 300°-350°С. Такое увеличение высоты барьера связывается с возникновением промежуточного слоя AlAs при высоких температурах роста. В нашем случае, низкая высота барьера Шоттки на границе GaAs алюминиевый нанокластер может быть связана с малыми размерами частиц Al (раздел 4.5).

Для изучения фотонаведенных сверхбыстрых процессов в стуктурах с нанокластерами Al, были проведены измерения эволюции модулированного мощным световым импульсом коэффициента отражения от структур с субпикосекундным временным разрешением. Измерения выполнены в ИПФ РАН А.И. Корытиным. В эксперименте использовался метод субпикосекундной отражательной абсорбционной спектроскопии с возбуждающими и пробными импульсами. Лазерная система генерировала импульсы длительностью 45 фс, энергией 2 мДж, частотой повторения 1 кГц и длиной волны 795 нм. Плотность потока энергии на образце в возбуждающих импульсах – 1 мДж/см². Максимальная относительная индуцированная модуляция коэффициента отражения ($\Delta R/R$), при нормальном падении излучения, составляла $1 \div 2 \cdot 10^{-5}$ ³. Результаты измерений 9-слойной структуры показаны на рис. 4.25. Зондирующий световой возбуждающий импульс И мощный импульс имели

124



Рис. 4.24. Зависимости квадратного корня из фотоотклика пересчитанного на один фотон $(\eta^{1/2})$ от энергии фотона (v), полученные на одной из 9-слойных структур с нанокластерами Al (квадратные метки) и, на структуре с эпитаксиальным слоем GaAs (треугольные метки).



Рис. 4.25. Эволюция модулированного мощным световым импульсом коэффициента отражения от одной из 9-слойных структур для двух случаев: направление поляризации возбуждающего импульса перпендикулярно направлению поляризации зондирующего импульса – квадратные метки; направление поляризации возбуждающего импульса параллельно направлению поляризации зондирующего импульса – треугольные метки.

линейную поляризацию. Эволюция коэффициента отражения была измерена для двух возбуждающего направлений поляризации импульса: направление поляризации возбуждающего импульса перпендикулярно направлению поляризации зондирующего импульса – квадратные метки; направление поляризации возбуждающего импульса параллельно направлению поляризации зондирующего импульса – треугольные метки. Мошный возбуждающий импульс забрасывает электроны из валентной зоны в зону проводимости. После окончания импульса начинается релаксация носителей заряда к равновесию, что влияет на диэлектрическую проницаемость среды, и отражается в величине коэффициента отражения. Анализ полученных кривых позволяет выделить 4 характерных времени (рис. 4.25), каждому из которых соответствует свой процесс релаксации: $\tau_1 < 1$ пс, $\tau_2 \approx 1$ пс, $\tau_3 \approx 3$ пс, τ_4 – от десятков до сотен пс. По-видимому, τ_1 и τ_2 – процессы термализации электронно-дырочной плазмы в полупроводнике. Процесс τ_2 меняет свой знак в зависимости от поляризации возбуждающего импульса. Ответ на вопросы, почему это так, и какие именно процессы с характерными временами τ_1 и τ_2 происходят во время термализации, требует дополнительных исследований. Быстрый процесс τ_3 вносит основной вклад в релаксацию коэффициента отражения к равновесию и, повидимому, является безизлучательной рекомбинацией фотоносителей на металлических нанокластерах в условиях, когда фотоносителей заряда много и зоны в области пространственного заряда вокруг нанокластеров становятся плоскими. В этом случае возникает диффузионный ток электронов и дырок в нанокластер, где и происходит рекомбинация [107]. В дальнейшем, концентрация фотоносителей заряда в зонах падает, в областях пространственного заряда возникает электрическое поле, разделяющее оставшиеся фотоносители, которые рекомбинируют за характерное время т₄.

Время безизлучательной рекомбинации фотоносителей на металлических нанокластерах можно оценить. Будем считать, что безизлучательная рекомбинация складывается из трех процессов: дрейф рожденных световым импульсом дырок к нанокластеру и его перезарядка – за время t_1 ; возникающий из-за перезарядки нанокластера разгиб зон в области пространственного заряда – за время t_2 ; диффузия электронов и дырок в нанокластер – за время t_3 . Оценку сделаем для среды из GaAs п-типа, с концентрацией легирующей примеси 10^{16} см⁻³, с нанокластерами радиусом 50 нм и средним расстоянием между ними L = 100 нм, что характерно для исследованных структур. Считая концентрацию сгенерированных электронно-дырочных пар равной 10^{19} см⁻³, легко оценить, что положительный заряд, на который нужно перезарядить

127

нанокластер чтобы разогнуть зоны, имеют дырки сосредоточенные вокруг нанокластера в сферическом слое толщиной h ~ 1 нм. Считая дрейфовую скорость дырок в сильном электрическом поле вблизи нанокластера равной $v_d = 10^7$ см/с, получим оценку: $t_1 \sim h/v_d \sim 10^{-14}$ с. Для оценки времени t_2 , используем данные, приведенные на рис. 4.19: $t_2 \sim f_c^{-1} = 2 \cdot 10^{-13}$ с. Считая коэффициент амбиполярной диффузии электронов и дырок в нанокластер равным D = 20 см²/с, получим: $t_3 \sim (L/2)^2/D \sim 10^{-12}$ с. Таким образом, согласно оценке, время безизлучательной рекомбинации фотоносителей ~ 1 пс, что качественно соответствует измерениям. Итак, исследованные нанокластерные структуры обладают малым (пикосекунды) временем жизни фотовозбужденных носителей заряда.

4.7. Выводы

В четвертой главе изучены закономерности формирования в процессе МОГФЭ и свойства наноструктур Al/GaAs.

Проведены исследования слоев Al, сформированных на поверхности GaAs в условиях МОГФЭ. Показано, что в газофазном реакторе из диметилэтиламиналана при температурах T_g от 130 до 360°С формируются слои металлического Al, состоящие из зерен различных текстур и эпитаксиальных ориентаций. Атомно-силовая микроскопия позволяет достаточно точно измерять углы между гранями зерна и идентифицировать таким способом грани и ориентацию отдельных зерен, что согласуется с интегральными оценками рентгенодифракционного метода. С увеличением температуры осаждения увеличивается шероховатость поверхности Al. При этом меняется преимущественная ориентация зерен Al: последовательно Al(111), (100), (110) и (110)R - ориентировки достигают своего максимума. Высота барьера Шоттки контакта Al/n-GaAs $\phi_b \approx 0,7$ эВ при температурах роста до 250°С, растет с дальнейшим повышением ростовой температуры и достигает 0,95 эВ при температуре 300°-350°С.

Показано, что на начальных стадиях роста Al на поверхности GaAs, при превышении толщины слоя алюминия критической величины, равной нескольким монослоям, происходит формирование алюминиевых нанокластеров с поперечными размерами 10 – 100 нм.

При заращивании нанокластеров Al эпитаксиальный рост GaAs над алюминиевым слоем происходит по механизму Фольмера-Вебера. Слои GaAs/InGaAs выращенные над массивом Al нанокластеров планаризуются при толщине ~ 100 нм и обладают высоким кристаллическим и оптическим качеством.

Теоретически изучены свойства наноконтактов металл-полупроводник. Проведенные расчеты показывают, что ширина области обеднения вокруг наночастицы может быть много больше ее размеров, что обеспечивает малую емкость возникающего на границе металл - полупроводник контакта Шоттки. Величина критической частоты наноконтакта Шоттки достигает терагерцового диапазона даже при относительно невысоком уровне легирования ~ 10¹⁵÷10¹⁶ см⁻³, что свидетельствует о малой инерционности отклика. Построена область параметров, в которой токоперенос через барьер в наноконтакте определяет термополевая компонента. Показано, что при термополевом токопереносе плотность как прямого, так и обратного тока носит, в основном, экспоненциальный характер. Показано, что с уменьшением радиуса наноконтакта плотность обратного тока растет и может стать сравнимой с плотностью прямого тока.

Проведены экспериментальные исследования электрических и оптических свойств структур с нанокластерами Al в матрице GaAs. В экспериментах наблюдался фотоотклик, связанный с возбуждением и выходом в GaAs электронов из нанокластеров Al. Измерения времен релаксации коэффициента отражения от структур с нанокластерами, демонстрируют малое (несколько пикосекунд) время жизни фотовозбужденных носителей заряда.

Заключение

В диссертации получены следующие основные результаты:

- Разработана методика визуализации движения ростового фронта и возникновения дефектов в эпитаксиальных структурах с помощью введения дополнительных тонких слоев (меток AlAs) и последующего изучения сколов в ACM. Показано, что атомносиловая микроскопия сколов совместно с методом рентгеновской дифракции позволяет определять локальную величину скорости роста с погрешностью менее 1 нм/мин.
- 2. Проведены исследования дефектообразования в упруго-напряженных структурах со сдвоенными квантовыми ямами InGaAs/GaAs. Установлено, что при увеличении толщины слоев InGaAs критерием образования дислокаций служит резкий рост шероховатости поверхности структуры. До критической толщины рост шероховатости коррелирует с обогащением структуры точечными дефектами.
- 3. Проведены исследования процессов формирования и заращивания квантовых точек InGaAs слоем GaAs в условиях МОГФЭ. Установлено, что минимальные латеральные размеры точек составляют около 15 нм, и их плотность достигает 10¹¹ см⁻². Показано, что на начальных стадиях заращивания КТ осаждение GaAs на их вершины не происходит, и они сглаживаются вследствие поверхностной диффузии и испарения. В результате, в области вершин формируются ямки. Дальнейшее заращивание при низкой температуре (менее 500°С) не приводит к заметному выравниванию рельефа поверхности при осаждении 10÷20 нм GaAs. Более быстрая планаризация поверхности покрывающего слоя происходит при повышенных температурах (более 550°С).
- 4. Предложен и реализован новый метод контактной сканирующей литографии, позволяющий создавать произвольный рисунок (в виде металлических или диэлектрических объектов, или канавок) на поверхности различных образцов. Метод включает нанесение двухслойного тонкопленочного покрытия полимер - металл, пластическую деформацию пленки металла зондом атомно-силового микроскопа (механическая деформация), либо нагретым зондом ближнепольного оптического микроскопа (термическая деформация) с последующим перенесением рисунка на поверхность образца с помощью операций плазмо-химического травления полимера и

- 5. Установлено, что после осаждения методом МОГФЭ нескольких монослоёв Al на поверхность GaAs происходит формирование алюминиевых нанокластеров с поперечными размерами 10÷100 нм. Показано, что эпитаксиальный рост GaAs над массивом нанокластеров Al происходит по механизму Фольмера-Вебера. Определены условия эпитаксии гетероструктур GaAs/InGaAs поверх Al нанокластеров, которые планаризуются при толщинах менее 100 нм и обладают хорошими кристаллическими свойствами.
- 6. Проведены расчеты электрических свойств наноконтактов с барьером Шоттки. Показано, что зависимость термополевого тока от напряжения носит, в основном, экспоненциальный характер. Для наноконтактов малого радиуса определена область параметров с туннельным токопереносом. В этой области параметров уменьшается эффективная высота барьера, и плотности тока в прямом и обратном направлении становятся сравнимыми. Показано, что ширина области обеднения полупроводника вокруг наночастицы может быть много больше ее размеров, что обеспечивает малую емкость и малую инерционность наноконтактов в терагерцовом диапазоне частот даже при относительно невысоком уровне легирования полупроводника ~ 10¹⁵÷10¹⁶ см⁻³.

Приложение 1. Свойства функции f(z)

$$f(z) = \frac{3\pi}{40(1-z)^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{a}{x_2} \cdot \left(1 + \frac{a}{x_2}\right)^{-\frac{1}{2}} \cdot F_1 \left[\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 3; 1 - \frac{x_1}{x_2}, \frac{1 - \frac{x_1}{x_2}}{1 + \frac{a}{x_2}}\right], \text{ rge:}$$
$$\frac{x_1}{x_2} = \frac{z - \beta - \sqrt{(z-\beta)^2 - 4\beta(1-z)}}{z - \beta + \sqrt{(z-\beta)^2 - 4\beta(1-z)}},$$
$$\frac{a}{x_2} = \frac{2(1-z)}{z - \beta + \sqrt{(z-\beta)^2 - 4\beta(1-z)}},$$

F₁ – функция Аппеля [108].

Оказывается, что f(z) – медленно изменяющаяся функция z в актуальной области энергий ниже вершины барьера для любых разумных значений параметра β . Это подтверждается

тем, что:
$$\frac{\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z} [f(z)] \cdot (z^2 + 2\beta z - 4\beta + \beta^2)}{f(z) \cdot \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z} [z^2 + 2\beta z - 4\beta + \beta^2]} \ll 1$$
для всех значений $z_m \le z \le 0,7$. Кроме того, в

этой области параметров $f(z, \beta) \approx 1$, что иллюстрирует график на рис. П.1.



Рис. П.1. График функции *f*(z, β).

Приложение 2. Список сокращений

АСМ – атомно-силовой микроскоп (атомно-силовая микроскопия).

ВАХ – вольт-амперная характеристика.

ВКБ метод – метод Венцеля-Крамерса-Бриллюэна.

<u>КТ</u> – квантовая точка.

<u>ЛТС</u> – локальная туннельная спектроскопия.

МОГФЭ – металлоорганическая газофазная эпитаксия.

<u>СБОМ</u> – сканирующий ближнепольный оптический микроскоп (сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия).

<u>C3M</u> – сканирующий зондовый микроскоп (сканирующая зондовая микроскопия).

<u>ССМ</u> – сканирующий силовой микроскоп (сканирующая силовая микроскопия).

<u>СТМ</u> – сканирующий туннельный микроскоп (сканирующая туннельная микроскопия).

<u>Cantilever (кантилевер)</u> – упругая консоль, на свободном конце которой находится игла ССМ.

Contact mode (контактный режим; режим отталкивания) – режим сканирования ССМ, при котором игла ССМ находится в "мягком" физическом контакте с образцом.

Non-contact mode (бесконтактный режим; режим притяжения) – режим сканирования ССМ, при котором используются силы межатомного притяжения.

<u>Тарріпд mode</u> (полуконтактный режим; режим постукивания) – режим сканирования ССМ, при котором кантилевер колеблется на своей резонансной частоте в направлении перпендикулярном поверхности образца, и игла ССМ касается поверхности при каждом колебании.

Shear-force mode (изгибно-силовой режим) – режим сканирования ССМ, при котором зонд ССМ колеблется в направлении параллельном поверхности образца.

Список цитированной литературы

- Алфёров Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур //ФТП. 1998.
 Т.32. Вып.1. С.3-18.
- Леденцов Н.Н. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры.
 Обзор /Н.Н.Леденцов, В.М.Устинов, В.А.Щукин, П.С.Копьев, Ж.И.Алфёров, Д.Бимберг //ФТП. – 1998. - Т.32. - Вып.4. - С.385-410.
- Мильвидский М.Г. Наноразмерные атомные кластеры в полупроводниках новый подход к формированию свойств материалов. Обзор /М.Г.Мильвидский, В.В.Чалдышев //ФТП. – 1998. - Т.32. - Вып.5. - С.513-522.
- Binning G. Surface Studies by Scanning Tunneling Microscopy /G.Binning, H.Rohrer, Ch.Gerber, E.Weibel //Physical Review Letters. – 1982. - Vol.49. - No.1. - P.57-61.
- Scanning Tunneling Microscopy and Related Methods /Edited by R.J.Behm, N.Garcia, H.Rohrer. – Kluwer Academic Publishers, 1990. – 525c., P.27-57.
- Scanning Tunneling Microscopy and Related Methods /Edited by R.J Behm, N.Garcia, H.Rohrer. – Kluwer Academic Publishers, 1990. – 525c., P.77-95.
- Kuk V. Role of tip structure in scanning tunneling microscopy /V.Kuk, P.J.Silverman // Applied Physics Letters. – 1986. - V.48. - No.23. - P.1597-1599.
- Binning G. 7×7 Reconstruction on Si(111) Resolved in Real Space /G.Binning, H.Rohrer, Ch.Gerber, E.Weibel //Physical Review Letters. – 1983. - Vol.50. - No.2. - P.120-123.
- Becker R.S. Tunneling Images of Germanium Surface Reconstructions and Phase Boundaries /R.S.Becker, J.A.Golovchenko, B.S.Swartzentruber //Physical Review Letters. – 1985. - Vol.54. - No.25. - P.2678-2680.
- Becker R.S. Tunneling images of the 5 x 5 surface reconstruction on Ge-Si(111) /R.S.Becker, J.A.Golovchenko, B.S.Swartzentruber //Physical Review B. – 1985. - Vol.32. -No.12. - P.8455-8457.
- Binning G. Scanning tunneling microscopy /G.Binning, H.Rohrer //Surface Science. 1983.
 Vol.126. No.1-3. P.236-244.
- Binnig G. Atomic force microscope /G.Binnig, C.F.Quate, Ch.Gerber //Physical Review Letters. – 1986. - Vol.56. - No.9. - P.930-933.
- Eng L. A combined scanning tunneling, scanning force, frictional force, and attractive force microscope /L.M.Eng, K.D.Jandt, D.Descouts //Review of Scientific Instruments. – 1994. -Vol.65. - No.2. - P.390-393.

- Vatel O. Kelvin probe force microscopy for potential distribution measurement of semiconductor devices /O.Vatel, M.J.Tanimoto //Journal of Applied Physics. – 1995. – Vol.77. - No.6. - P.2358-2362.
- Rugar D. Improved fiber-optic interferometer for atomic force microscopy /D.Rugar, H.J.Mamin, P.Guethner //Applied Physics Letters. – 1989. - V.55. - No.25. - P.2588-2590.
- Nonnenmacher M. Attractive mode force microscopy using a feedback-controlled fiber interferometer /M.Nonnenmacher, M.Vaez-Iravani, H.K.Wickramasinghe //Review of Scientific Instruments. – 1992. - Vol.63. - No.11. - P.5373-5376.
- Miller G.L. A rocking beam electrostatic balance for the measurement of small forces /G.L.Miller, J.E.Griffith, E.R.Wagner, D.A.Grigg //Review of Scientific Instruments. – 1991. - Vol.62. - No.3. - P.705-709.
- Giessibl F.J. Piezoresistive cantilevers utilized for scanning tunneling and scanning force microscope in ultrahigh vacuum /F.J.Giessibl, B.M.Trafas //Review of Scientific Instruments. – 1994. - Vol.65. - No.6. - P.1923-1929.
- Heinzelmann H. Atomic force microscopy: General aspects and application to insulators /H.Heinzelmann, E.Meyer, P.Grütter, H.-R.Hidber, L.Rosenthaler, H.-J.Güntherodt //Journal of Vacuum Science & Technology A. – 1988. - Vol.6. - No.2. - P.275-278.
- Scanning Tunneling Microscopy and Related Methods /Edited by R.J.Behm, N.Garcia, H.Rohrer. – Kluwer Academic Publishers, 1990. – 525c., P.1-25.
- Hansma P.K. Tapping mode atomic force microscopy in liquids /P.K.Hansma, J.P.Cleveland, M.Radmacher, D.A.Walters, P.E.Hillner, M.Bezanilla, M.Fritz, D.Vie, H.G.Hansma, C.B.Prater, J.Massie, L.Fukunaga, J.Gurley, V.Elings //Applied Physics Letters. – 1994. - V.64. - No.13. - P.1738-1740.
- Scanning Tunneling Microscopy and Related Methods /Edited by R.J.Behm, N.Garcia, H.Rohrer. – Kluwer Academic Publishers, 1990. – 525c., P.443-467.
- Albrecht T.R. Atomic Resolution with the Atomic Force Microscope on Conductors and Nonconductors /T.R.Albrecht, C.F.Quate //Journal of Vacuum Science & Technology A. – 1988. - Vol.6. - No.2. - P.271-274.
- Pethica J.B. Comment on "Interatomic forces in scanning tunneling microscopy: Giant corrugations of the graphite surface" //Physical Review Letters. 1986. Vol.57. No.25. P.3235.
- Lüthi R. Atomic resolution in dynamic force microscopy across steps on Si(111)7×7 /R.Lüthi, E.Meyer, M.Bammerlin, F.Baratoff, T.Lehmann, L.Howald, C.Gerber, H.J.Güntherodt //Z. Phys. B. – 1996. - Vol.100. - No.2. - P.165-167.

- Ruan J.-A. Atomic-scale and microscale friction studies of graphite and diamond using friction force microscopy /J.-A.Ruan, B.Bhushan //Journal of Applied Physics. – 1994. -Vol.76. - No.9. - P.5022-5035.
- Overney R.M. Corona-treated isotactic polypropylene films investigated by friction force microscopy /R.M.Overney, H.-J.Güntherodt, S.Hild //Journal of Applied Physics. – 1994. -Vol.75. - No.3. - P.1401-1404.
- Henning A.K. Two-dimensional surface dopant profiling in silicon using scanning Kelvin probe microscopy /A.K.Henning, T.Hochwitz, J.Slinkman, J.Never, S.Hoffmann, P.Kaszuba, Ch.Daghlian //Journal of Applied Physics. – 1995. - Vol.77. - No.5. - P.1888-1896.
- 29. Martin Y. Magnetic imaging by "force microscopy" with1000 Å resolution /Y.Martin, H.K.Wickramasinghe //Applied Physics Letters. 1987. V.50. No.20. P.1455-1457.
- Roseman M. Cryogenic magnetic force microscope /M.Roseman, P.Grütter //Review of Scientific Instruments. – 2000. - Vol.71. - No.10. - P.3782-3787.
- Dürig U. Near-field optical-scanning microscopy /U.Dürig, D.W.Pohl, F.Rohner //Journal of Applied Physics. – 1986. - Vol.59. - No.10. - P.3318-3327.
- Pohl D.W. Optical stethoscopy: Image recording with resolution λ/20 /D.W.Pohl, W.Denk, M.Lanz //Applied Physics Letters. – 1984. - V.44. - No.7. - P.651-653.
- Betzig E. Combined shear force and near-field scanning optical microscopy /E.Betzig,
 P.L.Finn, J.S.Weiner //Applied Physics Letters. 1992. V.60. No.20. P.2484-2486.
- Albrektsen O. Tunneling microscopy and spectroscopy of molecular beam epitaxy grown GaAs-AlGaAs interfaces /O.Albrektsen, D.J.Arent, H.P.Meier, H.W.M.Salemink //Applied Physics Letters. – 1990. - V.57. - No.1. - P.31-33.
- Gwo S. Direct Mapping of Electronic Structure Across Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs Heterojunctions: Band Offsets, Asymmetrical Transition Widths, and Multiple-Valley Band Structures /S.Gwo, K.-J.Chao, C.K.Shih //Physical Review Letters. – 1993. - Vol.71. - No.12. -P.1883-1886.
- Gwo S. Cross-sectional scanning tunneling microscopy of doped and undoped AlGaAs/GaAs heterostructures /S.Gwo, K.-J.Chao, C.K.Shih //Applied Physics Letters. – 1994. - V.64. - No.4. - P.493-495.
- Gwo S. Cross-sectional scanning tunneling microscopy and spectroscopy of passivated III-V heterostructures /S.Gwo, A.R.Smith, K.-J.Chao, C.K.Shih, K.Sadra, B.G.Streetman //Journal of Vacuum Science & Technology A. – 1994. - Vol.12. - No.4. - P.2005-2008.

- Chen Huajie Strain variations in InGaAsP/InGaP superlattices studied by scanning probe microscopy /Huajie Chen, R.M.Feenstra, R.S.Goldman, C.Silfvenius, G.Landgren // Applied Physics Letters. – 1998. - V.72. - No.14. - P.1721-1729.
- Johnson M.B. Be Delta-Doped Layers in GaAs Imaged with Atomic Resolution Using Scanning Tunneling Microscopy /M.B.Johnson, P.M.Koenraad, W.C.van der Vleuten, H.W.M.Salemink, J.H.Wolter //Physical Review Letters. – 1995. - Vol.75. - No.8. - P.1606-1609.
- Bruls D.M. Cracking self-assembled InAs quantum dots /D.M.Bruls, J.W.A.M.Vugs, P.M.Koenraad, M.S.Skolnick, M.Hopkinson, J.H.Wolter //Applled Physics A. – 2001. -Vol.72. - No.8. - P.S205-S207.
- Chen H. Strain variations in InGaAsP/InGaP superlattices studied by scanning probe microscopy /H.Chen, R.M.Feenstra, R.S.Goldman, C.Silfvenius, G.Landgren //Applied Physics Letters. – 1998. - V.72. - No.14. - P.1727-1729.
- Анкудинов А.В. Нанорельеф окисленной поверхности скола решетки чередующихся гетерослоев Ga_{0.7}Al_{0.3}As и GaAs /A.В.Анкудинов, В.П.Евтихиев, В.Е.Токранов, В.П.Улин, А.Н.Титков //ФТП. 1999. Т.33. Вып.5. С.594-597.
- Анкудинов А.В. Микроскопия электростатических сил на сколах полупроводниковых лазерных диодов /А.В.Анкудинов, Е.Ю.Котельников, А.А.Канцельсон, В.П.Евтихиев, А.Н.Титков //ФТП. – 2001. - Т.35. - Вып.7. - С.874-880.
- 44. Bernatz G. Experimental investigation of structures of interior interfaces in GaAs /G.Bernatz, S.Nau, R.Rettig, H.Jansch, W.Stolz //Journal of Applied Physics. 1999. Vol.86. No.12. P.6752-6757.
- 45. Bernatz G. Effect of MOVPE growth interruptions on the gallium arsenide interior interface morphology /G.Bernatz, S.Nau, R.Rettig, W.Stolz //Journal of Electronic Materials. 2000.
 Vol.29. No.1. P.129-133.
- Cirlin G.E Ordering phenomena in InAs strained layer morphological transformation on GaAs (100) surface /G.E.Cirlin, G.M.Guryanov, A.O.Golubok, N.N.Ledentsov, P.S.Kopev, M.Grundman, D.Bimberg //Applied Physics Letters. – 1995. - V.67. - No.1. - P.97-99.
- 47. Титков А.Н. Исследование закономерностей роста и испарения квантовых точек InAs на вицинальных поверхностях GaAs (001), разориентированных в направлении [001], методом атомно-силовой микроскопии // Поверхность. 1998. №2. С.64-69.
- 48. Goldman R.S. Nanoprobing of semiconductor heterointerfaces: quantum dots, alloys and diffusion //Journal of Physics D: Applied Physics. 2004. V.37. P.R163-R178.

- Liu H.Y. Optimizing the growth of 1.3 μm InAs/InGaAs dots-in-a-well structure /H.Y.Liu, M.Hopkinson, C.N.Harrison, M.J.Steer, R.Frith, I.R.Sellers, D.J.Mowbray, M.S.Skolnick //Journal of Applied Physics. – 2003. - Vol.93. - No.5. - P.2931-2936.
- Girard P. Observations of self-organized InAs nanoislands on GaAs (001) surface by electrostatic force microscopy /P.Girard, A.N.Titkov, M.Ramonda, V.P.Evtikhiev, V.P.Ulin //Applied Surface Science. – 2002. - Vol.201. - P.1-8.
- Songmuang R. Shape evolution of InAs quantum dots during overgrowth /R.Songmuang, S.Kiravittaya, O.G.Schmidt //Journal of Crystal Growth. – 2003. - V.249. - P.416-421.
- 52. 16_7 Passaseo A. Structural study of InGaAs/GaAs quantum dots grown by metalorganic chemical vapor deposition for optoelectronic applications at 1.3 μm /A.Passaseo, R.Rinaldi, M.Longo, S.Antonaci, A.L.Convertino, R.Cingolani, A.Taurino, M.Catalano //Journal of Applied Physics. – 2001. - Vol.89. - No.8. - P.4341-4348.
- Yamauchi T. Size dependence of the work function in InAs quantum dots on GaAs (001) as studied by Kelvin force probe microscopy /T.Yamauchi, M.Tabuchi, A.Nakamura //Applied Physics Letters. – 2004. - V.84. - No.19. - P.3834-3836.
- 54. Stroscio J.A. Atomic and molecular manipulation with the scanning tunneling microscope /J.A.Stroscio, D.M.Eigler //Science. 1991. V.254. No.5036. P.1319-1326.
- Meyer G. Controlled Atom by Atom Restructuring of a Metal Surface with the Scanning Tunneling Microscope /G.Meyer, L.Bartels, S.Zöphel, E.Henze, K.-H.Rieder //Physical Review Letters. – 1997. - Vol.78. - No.8. - P.1512-1515.
- Hashizume T. Atom structures on the Si(100) surface /T.Hashizume, S.Watanabe, Y.Wada, M.I.Lutwyche, S.Heike //Surface Science. – 1997. - Vol.386. - No.1-3. - P.161-165.
- Gimzewski J.K. Room temperature supramolecular repositioning at molecular interfaces using a scanning tunneling microscope /J.K.Gimzewski, M.T.Cuberes, R.R.Schlittler //Surface Science. – 1997. - Vol.371. - No.1. - P.L231-L234.
- Chang C.S. Field evaporation between a gold tip and a gold surface in the scanning tunneling microscope configuration /C.S.Chang, W.B.Su, T.T.Tsong //Physical Review Letters. – 1994. - Vol.72. - No.4. - P.574-577.
- Becker R.S. Atomic-scale conversion of clean Si(111):H-1 x 1 to Si(111)-2 x 1 by electronstimulated desorption /R.S.Becker, G.S.Higashi, Y.J.Chabal, A.J.Becker //Physical Review Letters. – 1990. - Vol.65. - No.15. - P.1917-1920.
- 60. Tsong T.T. Effects of an electric field in atomic manipulations //Physical Review B. 1991.
 Vol.44. No.24. P.13703-13710.

- Ishibashi M. Characteristics of scanning-prob lithography with a current-controlled exposure system /M.Ishibashi, S.Heike, H.Kajiyama, Y.Wada, T.Hashizume //Applied Physics Letters. – 1998. - V.72. - No.13. - P.1581-1583.
- Schumacher H.W. Nanomachining of mesoscopic electronic devices using an atomic force microscope /H.W.Schumacher, U.F.Keyser, U.Zeitler, R.J.Haug, K.Eberl //Applied Physics Letters. – 1999. - V.75. - No.8. - P.1107-1109.
- Dagata J.A. Modification of hydrogen-passivated silicon by a scanning tunneling microscope operating in air /J.A.Dagata, J.Schneir, H.H.Harary, C.J.Evans, M.T.Postek, J.Bennett //Applied Physics Letters. – 1990. - V.56. - No.20. - P.2001-2003.
- Avouris Ph. Atomic force microscope tip-induced local oxidation of silicon: kinetics, mechanism, and nanofabrication /Ph.Avouris, T.Hertel, R.Martel //Applied Physics Letters. 1997. V.71. No.2. P.285-287.
- 65. Matsumoto K. Room temperature operation of a single electron transistor made by the scanning tunneling microscope nanooxidation process for the TiOx/Ti system /K.Matsumoto, M.Ishii, K.Segawa, Y.Oka, B.J.Vartanian, J.S.Harris //Applied Physics Letters. 1996. V.68. No.1. P.34-36.
- 66. Minne S.C. Fabrication of 0.1 μm metal oxide semiconductor field-effect transistors with the atomic force microscope /S.C.Minne, H.T.Soh, Ph.Flueckiger, C.F.Quate //Applied Physics Letters. – 1995. - V.66. - No.6. - P.703-705.
- Richter S. Fabrication of sub-μm bipolar transistor structures by scanning probe microscopy /S.Richter, D.Cahen, S.R.Cohen, K.Gartsman, V.Lyakhovitskaya, Y.Manassen //Applied Physics Letters. – 1998. - V.73. - No.13. - P.1868-1870.
- Smolyaninov I. Near-field direct-write ultraviolet lithography and shear force microscopic studies of the lithographic process /I.Smolyaninov, D.Mazzoni, C.Davis //Applied Physics Letters. – 1995. - V.67. - No.26. - P.3859-3861.
- Herndon M.K. Near-field scanning optical nanolithography using amorphous silicon photoresists /M.K.Herndon, R.T.Collins, R.E.Hollingsworth, P.R.Larson, M.B.Johnson //Applied Physics Letters. – 1999. - V.74. - No.1. - P.141-143.
- 70. Betzig E. Near-field magneto-optics and high density data storage /E.Betzig, J.K.Trautman,
 R.Wolfe E.M.Gyorgy, P.L.Finn, M.H.Kryder, C.H.Chang //Applied Physics Letters. 1992.
 V.61. No.2. P.142-144.
- Hosaka S. SPM-based data storage for ultrahigh density recording /S.Hosaka, A.Kikukawa, H.Koyanagi, M.Miyamoto, K.Nakamura, K.Etoh //Nanotechnology. – 1997. - V.8. - No.3A. - P.A58-A62.

- Zeisel D. Optical Spectroscopy and Laser Desorption on a Nanometer Scale /D.Zeisel, B.Dutoit, V.Deckert, T.Roth, R.Zenobi //Analytikal Chemistry. – 1997. - V.69. - No.4. -P.749-754.
- Naber A. Photopatterning of a monomolecular dye film by means of scanning near-field optical microscopy /A.Naber, T.Dziomba, U.C.Ficher, H.-J.Maas, H.Fuchs //Applled Physics A. – 2000. - Vol.70. - No.2. - P.227-230.
- 74. Rogers J.A. Low-voltage 0.1 μm organic transistors and complementary inverter circuits fabricated with a low-cost form of near-field photolithography /J.A.Rogers, A.Dodabalapur, Zh.Bao, H.E.Kats //Applied Physics Letters. 1999. V.75. No.7. P.1010-1012.
- Cooper E.B. Terabit-per-square-inch data storage with the atomic force microscope /E.B.Cooper, S.R.Manalis, H.Fang, H.Dai, K.Matsumoto, S.C.Minne, T.Hunt, C.F.Quate //Applied Physics Letters. – 1999. - V.75. - No.22. - P.3566-3568.
- Lutwyche M.I. Highly parallel data storage system based on scanning probe arrays /M.I.Lutwyche, M.Despont, U.Drechsler, U.Dürig, W.Häberle, H.Rothuizen, R.Stutz, R.Widmer, G.K.Binnig, P.Vettiger //Applied Physics Letters. – 2000. - V.77. - No.20. -P.3299-3301.
- Dryakhlushin V.F. A Probe for a Near-Field Scanning Optical Microscope /V.F.Dryakhlushin, A.Yu.Klimov, V.V.Rogov, S.A.Gusev //Instruments and Experimental Techniques. – 1998. - V.41. - No.2. - P.275-277.
- Stringfellow G.B. Organometallic Vapor-Phase Epitaxy: Theory and Practice. London: Academic Press, 1989. – 399p.
- 79. Данильцев В.М. Осаждение пленок алюминия на арсенид галлия в процессе металлоорганической газофазной эпитаксии с использованием триметиламиналана /В.М.Данильцев, С.А.Гусев, М.Н.Дроздов, Ю.Н.Дроздов, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин, Б.М.Булычев //Поверхность. 1996. № 1. С.36-41.
- Устинов В.М. Технология получения и возможности управления характеристиками структур с квантовыми точками //ФТП. – 2004. - Т.38. - Вып.8. - С.963-970.
- Burstan D.J. Strain and strain relaxation in semiconductors //Journal of Material Science: Materials in Electronics. – 1997. - V.8. - No.6. - P.337-375.
- Nabetani Y. Critical thickness of InAs grown on misoriented GaAs substrates /Y.Nabetani, A.Wakahara, A.Sasaki //Journal of Applied Physics. – 1995. - Vol.78. - No.11. - P.6461-6468.
- Kim K. Temperature-dependent critical layer thickness for strained-layer heterostructures /K.Kim, Y.H.Lee //Applied Physics Letters. – 1995. - V.67. - No.15. - P.2212-2214.

- Чернов А.А., Гиваргизов Е.И., Багдасаров Х.С. и др. Современная кристаллография. Том 3. Образование кристаллов. – М.: Наука, 1980. – 407с.
- Preobrazhensky V.V. Effect of Substrate Temperature on RHEED Oscillations Features During the MBE Growth of GaAs(001) /V.V.Preobrazhensky, D.I.Lubishev, O.P.Pchelyakov et all. //Physics of Low-Dimensional Structures. – 1996. - Vol.9/10. - P.75-80.
- Kitamura M. In situ fabrication of self-aligned InGaAs quantum dots on GaAs multiatomic steps by metalorganic chemical vapor deposition /M.Kitamura, M.Nishioka, J.Oshinowo, Y.Arakawa //Applied Physics Letters. – 1995. - V.66. - No.26. - P.3663-3665.
- Kim H.J. Size control of InAs quantum dots on 2°-of GaAs (100) substrate by the thickness of GaAs buffer layer /H.J.Kim, Y.J.Park, E.K.Kim, T.W.Kim //Journal of Crystal Growth. – 2001. - V.223. - No.4. - P.450-455.
- 88. Евтихиев В.П. Исследование квантовых точек InAs на вицинальной поверхности Кристалла GaAs методом атомно-силовой микроскопии /В.П.Евтихиев, О.В.Константинов, Е.Ю.Котельников, А.В.Матвеенцев, А.Н.Титков, А.С.Школьник //Письма в ЖТФ. – 2002. - Т.28. - Вып.4. - С.28-35.
- Notzel R. Self-organized growth of quantum-dot structures //Semiconductor Science and Technology. – 1996. - V.11. - No.10. - P.1365-1379.
- Chaparro S.A. Strain-Driven Alloying in Ge/Si(100) Coherent Islands /S.A.Chaparro, J.Drucker, Y.Zhang, D.Chandrasekhar, M.R.McCartney, D.J.Smith //Physical Review Letters. – 1999. - Vol.83. - No.6. - P.1199-1202.
- 91. Warren A.C. Arsenic precipitates and the semi-insulating properties of GaAs buffer layers grown by low-temperature molecular beam epitaxy /A.C.Warren, J.M.Woodall, J.L.Freeout, D.Grischkowsky, D.T.McInturff, M.R.Melloch, N.Otsuka //Applied Physics Letters. 1990.
 V.57. No.13. P.1331-1333.
- 92. Gan K.-G. Ultrahigh power-bandwidth-product performance of low-temperature-grown-GaAs based metal-semiconductor-metal traveling-wave photodetectors /K.-G.Gan, J.-W.Shi, Y.-H.Chen, Ch.-K.Sun, Yi-J.Chiu, J.E.Bowers //Applied Physics Letters. – 2002. -V.80. - No.21. - P.4054-4056.
- Gregory S. High resistivity annealed low-temperature GaAs with 100 fs lifetimes /S.Gregory, C.Baker, W.R.Tribe, M.J.Evans, H.E.Beere, E.H.Linfield, A.G.Davies, M.Missous //Applied Physics Letters. – 2003. - V.83. - No.20. - P. 4199-4201.

- 94. Baker C. Terahertz pulsed imaging with 1.06 μm laser excitation /C.Baker, I.S.Gregory, W.R.Tribe, I.V.Bradley, M.J.Evans, M.Withers, P.F.Taday, V.P.Wallace, E.H.Linfield, A.G.Davies, M.Missous //Applied Physics Letters. 2003. V.83. No.20. P. 4113-4115.
- 95. Kadow C. Self-assembled ErAs islands in GaAs for optical-heterodyne THz generation./C.Kadow, A.W.Jackson, A.C.Gossard //Applied Physics Letters. 2000. V.76.
 No.24. P.3510-3512.
- 96. Bates C.W.J. Detection of optical radiation in the 8-12 mkm range using Ag-CuInSe₂ composites //Materials Letters. 1996. V.29. No.1-3. P.63-66.
- 97. Aberg I. Nanoscale tungsten aerosol particles embedded in GaAs /I.Aberg, K.Deppert, M.H.Magnusson, I.Pietzonka, W.Seifert, L.-E.Wernersson, L.Samuelson //Applied Physics Letters. – 2002. - V.80. - No.16. - P.2976-2978.
- Smit G.D.J. Scaling of nano-Shottky-diodes /G.D.J.Smit, S.Rogge, T.M.Klapwijk //Applied Physics Letters. – 2002. - V.81. - No.20. - P.3852-3854.
- 99. Шашкин В.И. Управление эффективной высотой барьера в эпитаксиальных структурах Al/n-GaAs, изготовленных в едином цикле МОГФЭ /В.И.Шашкин, А.В.Мурель, Ю.Н.Дроздов, В.М.Данильцев, О.И.Хрыкин //Микроэлектроника. 1997. Т.26. №1. С.57-61.
- 100. Maeda N. Epitaxial growth of Al films on modified AlAs(001) surfaces /N.Maeda,
 M.Kavashima, Y.Horikoshi //Journal of Applied Physics. 1993. Vol.74. No.7. P.4461-4471.
- 101. Karpov I. Chemical vapor deposition of Al from dimethylethylamine alane on GaAs(100)c(4×4) surfaces /I.Karpov, G.Bratina, L.Sorba, A.Franciosi, M.G.Simmonds, W.L.Gladfelter //Journal of Applied Physics. 1994. Vol.76. No.6. P.3471-3478.
- 102. Karpov I. Microstructure of Al contacts on GaAs /I.Karpov, A.Franciosi, C.Taylor, J.Roberts, W.L.Gladfelter //Applied Physics Letters. 1997. V.71. No.21. P.3090-3092.
- 103. Jang T.W. Effect of temperature and substrate on the growth behaviors of chemical vapor deposited Al films with dimethylethylamine alane source /T.W.Jang, B.T.Ahn, J.T.Baek, W.Moon //Thin Solid Films. – 1998. - V.333. - No.1-2. - P.137-141.
- 104. Современная кристаллография. Т. 3. Образование кристаллов / Ред. Вайнштейн Б.К. и др. М.: Наука, 1980. 407с.
- 105.3и С. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн.1. М.: Мир, 1984. 456с.
- 106. Туннельные явления в твёрдых телах /Под ред. Э. Бурштейна, С. Лундквиста. М.: Мир, 1973. 424с.

- 107. Achermann M. Ultrafast carrier dynamics around nanoscale Schottky contacts studied by femtosecond far- and near-field optics /M.Achermann, U.Siegner, L.-E.Wernersson, U.Keller // Applied Physics Letters. – 2000. - V.77. - No.21. - P.3370-3372.
- 108. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Том 1. М.: Наука, 1965. 296с.
Список работ автора по теме диссертации

- A1. Drozdov Yu.N. Cross-Sectional AFM of GaAs-based Multilayer Heterostructure with Thin AlAs Marks /Yu.N.Drozdov, V.M.Danil'tsev, N.V.Vostokov, G.L.Pakhomov, V.I.Shashkin //Physics of Low-Dimensional Structures. – 2003. - Vol.3/4. - P.49-54.
- A2. Shashkin V. Cross-sectional AFM of GaAs-based multiplayer heterostructure with thin AlAs marks /V.Shashkin, N.Vostokov, V.Daniltsev, Yu.Drozdov, G.Pakhomov //10th European Workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy: Booklet of Extended Abstracts, Italy, Lecce, June 8-11, 2003. - P.171-173.
- A3. Danil'tsev V.M. A New Approach to AFM Investigation of Buried Al/In_xGa_{1-x}As/GaAs Interfaces and Quantum Dots /V.M.Danil'tsev, M.N.Drozdov, Yu.N.Drozdov, O.I.Khrykin, V.I.Shashkin, I.Yu.Shuleshova, N.V.Vostokov //Proceedings of International Workshop "Scanning probe microscopy-2001", Nizhny Novgorod, February 26. March 1, 2001. P.91-93.
- А4. Востоков Н.В. Применение селективного химического травления для исследования зарощеных слоев и самоорганизованных квантовых точек в гетероструктурах Al/InGaAs/GaAs методом атомно-силовой микроскопии /Н.В.Востоков, В.М.Данильцев, М.Н.Дроздов, Ю.Н.Дроздов, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин, И.Ю.Шулешова //Микросистемная техника. 2001. №11. С.35-37.
- A5. Danil'tsev V.M. A New Approach to AFM Investigation of Buried Al/In_xGa_{1-x}As/GaAs Interfaces and Quantum Dots /V.M.Danil'tsev, M.N.Drozdov, Yu.N.Drozdov, O.I.Khrykin, V.I.Shashkin, I.Yu.Shuleshova, N.V.Vostokov //Physics of Low-Dimensional Structures. – 2001. - Vol.3/4. - P.321-326.
- Аб. Востоков Н.В. Разработка методов атомно силовой литографии для создания наноразмерных элементов /Н.В.Востоков, Д.Г.Волгунов, В.Ф.Дряхлушин, А.Ю.Климов, В.В.Рогов, Л.В.Суходоев, В.И.Шашкин //Материалы всероссийского совещания "Зондовая микроскопия - 99", Нижний Новгород, 10-13 марта, 1999. -С.190-192.
- A7. Dryakhlushin V.F. Development of contact scanning probe lithography methods for the fabrication of lateral nano-dimensional elements /V.F.Dryakhlushin, A.Yu.Klimov, V.V.Rogov, V.I.Shashkin, L.V.Sukhodoev, D.G.Volgunov, N.V.Vostokov //Nanotechnology. 2000. Vol.11. No.3. P.188-191.

- А8. Дряхлушин В.Ф. Разработка методов сканирующей зондовой литографии для создания нанометровых элементов /В.Ф.Дряхлушин, Н.В.Востоков, А.Ю.Климов, В.В.Рогов, В.И.Шашкин //Микросистемная техника. 2000. №3. С.11-15.
- А9. Востоков Н.В. Создание наноразмерных элементов методами атомно-силовой литографии /Н.В.Востоков, Д.Г.Волгунов, В.Ф.Дряхлушин, А.Ю.Климов, В.В.Рогов, Л.В.Суходоев, В.И.Шашкин //9-я Международная Крымская микроволновая конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии": Материалы конференции, Севастополь, Крым, Украина, 13-16 сентября 1999. С.3-4.
- А10. Дряхлушин В.Ф. Метод сканирующей ближнепольной оптической литографии /В.Ф.Дряхлушин, Н.В.Востоков, А.Ю.Климов, В.В.Рогов, В.И.Шашкин //12-я Международная Крымская микроволновая конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии": Материалы конференции, Севастополь, Крым, Украина, 9-13 сентября 2002. - С.453-454.
- A11. Pakhomov G.L. AFM Study of Dry Etched Cleavages of Al_xGa_{1-x}As/GaAs Heterostructures /G.L.Pakhomov, N.V.Vostokov, V.M.Daniltsev, V.I.Shashkin //Physics of Low-Dimensional Structures. – 2002. - Vol.5/6. - P.247-253.
- A12. Vostokov N.V. Investigation of *InGaAs* Based Double Quantum Well Heterostructures Near the Critical Thickness Transition /N.V.Vostokov, D.M.Gaponova, V.M.Daniltsev, Yu.N.Drozdov, O.I.Khrykin, A.V.Murel, V.I.Shashkin, I.Yu.Shuleshova //Proceedings of International Workshop "Scanning probe microscopy-2001", Nizhny Novgorod, February 26. – March 1, 2001. - P.88-89.
- А13. Дроздов Ю.Н. Исследование структур со сдвоенными слоями InGaAs вблизи перехода через критическую толщину /Ю.Н.Дроздов, Н.В.Востоков, Д.М.Гапонова, В.М.Данильцев, М.Н.Дроздов, А.В.Мурель, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин //V Российская конференция по физике полупроводников: Сборник Тезисы докладов, Нижний Новгород, 10-14 сентября 2001. - С.324.
- A14. Vostokov N.V. Investigation of *InGaAs* Based Double Quantum Well Heterostructures Near the Critical Thickness Transition /N.V.Vostokov, D.M.Gaponova, V.M.Daniltsev, Yu.N.Drozdov, O.I.Khrykin, A.V.Murel, V.I.Shashkin, I.Yu.Shuleshova //Physics of Low-Dimensional Structures. – 2001. - Vol.3/4. - P.303-307.
- А15. Востоков Н.В. Исследование структур со сдвоенными слоями InGaAs вблизи перехода через критическую толщину /Н.В.Востоков, Д.М.Гапонова, В.М.Данильцев, М.Н.Дроздов, Ю.Н.Дроздов, А.В.Мурель, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин //Микросистемная техника. 2001. №12. С.18-22.

- А16. Востоков Н.В. Исследование процессов формирования и заращивания квантовых точек InAs в условиях металлорганической газофазной эпитаксии с помощью зондовой микроскопии /Н.В.Востоков, В.М.Данильцев, Ю.Н.Дроздов, А.В.Мурель, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин //Материалы всероссийского совещания "Зондовая микроскопия - 99", Нижний Новгород, 10-13 марта, 1999. - С.50-53.
- А17. Востоков Н.В. Формирование и заращивание квантовых точек InAs в процессе металлорганической газофазной эпитаксии /Н.В.Востоков, В.М.Данильцев, Ю.Н.Дроздов, А.В.Мурель, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин //Поверхность. 2000. №7. С.17-21.
- A18. Shashkin V.I. Growth of InAs quantum dots and GaAs Cap-layers by MOVPE /V.I.Shashkin, V.M.Danil'tsev, Yu.N.Drozdov, O.I.Khrykin, V.Murel, N.V.Vostokov //8th European Workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy and Related Growth Techniques: Workshop proceedings, Prague, June 8-11, 1999. P.159-162.
- А19. Востоков Н.В. Формирование и исследование металлических нанообъектов Al на GaAs /H.В.Востоков, В.М.Данильцев, Ю.Н.Дроздов, А.В.Мурель, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин //Материалы всероссийского совещания "Зондовая микроскопия – 2000", Нижний Новгород, 28 февраля-2 марта, 2000. - С.176-179.
- А20. Востоков Н.В. Формирование и исследование металлических нанообъектов А1 на GaAs /H.В.Востоков, В.М.Данильцев, Ю.Н.Дроздов, А.В.Мурель, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин //Поверхность. – 2000. - №11. - С.84-88.
- A21. Shashkin V. Microstructure and Properties of Aluminum Contacts Formed on GaAs(100) by Low Pressure Chemical Vapor Deposition with Dimethylethylamine Alane Source /V.Shashkin, S.Rushworth, V.Daniltsev, A.Murel, Yu.Drozdov, S.Gusev, O.Khrykin, N.Vostokov //Journal of Electronic Materials. – 2001. - Vol.30. – No.8. - P.980-986.
- А22. Востоков Н.В. Формирование нанокластеров А1 и их заращивание слоем GaAs в условиях металлоорганической газофазной эпитаксии /Н.В.Востоков, В.М.Данильцев, М.Н.Дроздов, Ю.Н.Дроздов, А.В.Мурель, В.И.Шашкин //Материалы всероссийского совещания "Нанофотоника", Нижний Новгород, 17-20 марта, 2003. С.363.
- А23. Востоков Н.В. Формирование нанокластеров А1 и их заращивание слоем GaAs в условиях металлоорганической газофазной эпитаксии /Н.В.Востоков, В.М.Данильцев, М.Н.Дроздов, Ю.Н.Дроздов, А.В.Мурель, В.И.Шашкин //Известия академии наук. Серия физическая. 2004. Т.68. №1. С.55-57.

- A24. Shashkin V. Aluminum nanoparticles embedded into GaAs: deposition and epitaxial overgrowth by MOCVD /V.Shashkin, V.Daniltsev, M.Drozdov, Yu.Drozdov, A.Murel, N.Vostokov, S.Rushworth //10th European Workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy: Booklet of Extended Abstracts, Italy, Lecce, June 8-11, 2003. P.79-82.
- А25. Востоков Н.В. Расчет потенциала и токопереноса в наноразмерных контактах металл–полупроводник /Н.В.Востоков, В.И.Шашкин //VI Российская конференция по физике полупроводников: Сборник Тезисы докладов, Санкт-Петербург, 27-31 октября 2003. - С.257.
- А26. Востоков Н.В. Электрические свойства наноконтактов металл-полупроводник /H.B.Востоков, В.И.Шашкин //ФТП 2004. Т.38. Вып.9. С.1084-1089.
- А27. Востоков Н.В. О роли туннелирования в наноконтактах металл-полупроводник /Н.В.Востоков, В.И.Шашкин //ЖЭТФ 2004. Т.126. №1. С.239-245.