На правах рукописи

Шалеев Михаил Владимирович

Гетероструктуры с Ge(Si) самоформирующимися наноостровками и квантовыми точками на Si(001) подложках и релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях: особенности роста и фотолюминесценции

Специальность 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 физ.-мат. наук Новиков Алексей Витальевич

Нижний Новгород, 2006

| | | | стр. |
|----------|------|---|------|
| ВВЕДЕНИЕ | | | 4 |
| ГЛАВА 1. | | Рост и оптоэлектронные свойства Si/Ge гетероструктур. | 13 |
| | | (Литературный обзор) | |
| | 1.1. | Введение. | 13 |
| | 1.2. | Рост Ge/Si гетероструктур на Si(001). | 19 |
| | 1.3. | Оптические свойства структур с Ge(Si)/Si(001) | 29 |
| | | островками. | |
| | 1.4. | Ge/Si гетероструктуры на релаксированных SiGe | 32 |
| | | буферных слоях. | |
| ГЛАВА 2. | | Влияние температуры и скорости осаждения Ge на рост и | 37 |
| | | фотолюминесценцию Ge(Si)/Si(001) | |
| | | самоформирующихся островков. | |
| | 2.1. | Введение. | 37 |
| | 2.2. | Методика эксперимента. | 40 |
| | 2.3. | Анализ морфологии поверхности структур с | 47 |
| | | Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками и | |
| | | квантовыми точками, выращенных при температурах | |
| | | роста ≤ 600 °C. | |
| | 2.4. | Фотолюминесценция структур с GeSi/Si(001) | 54 |
| | | самоформирующимися островками, имеющими | |
| | | различную форму. | |
| | 2.5. | Влияние скорости осаждения Ge на рост и ФЛ | 63 |
| | | GeSi/Si(001) островков, сформированных при 600 °C. | |
| ГЛАВА З. | | Формирование высококачественных релаксированных | 72 |
| | | SiGe/Si(001) буферных слоев. | |
| | 3.1. | Технология получения высококачественных | 73 |
| | | релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоев. | |
| | 3.2. | Отработка методики использования полученных | 85 |
| | | SiGe/Si(001) буферных слоев в качестве | |
| | | «искусственных» подложек для роста структур методом | |
| | | МПЭ. | |
| ГЛАВА 4. | | Исследования роста и фотолюминесценции Ge(Si) | 94 |
| | | самоформирующихся островков, выращенных на | |
| | | релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях. | |
| | 4.1 | Введение. | 94 |

| 4.2 | Исследование | особенностей | роста | Ge(Si) | 97 | | |
|-----|--|------------------|------------|---------|-----|--|--|
| | самоформирующих | ся островков на | релаксиро | ованных | | | |
| | SiGe/Si(001) буферных слоях с малой шероховатостью | | | | | | |
| | поверхности. | | | | | | |
| 4.3 | Фотолюминесценци | ия Ge(Si) остров | ков, заклю | оченных | 113 | | |
| | между слоями напр | яженного Si. | | | | | |
| | | | | | | | |

| ЗАКЛЮЧЕНИЕ | 133 |
|---|-----|
| Список цитированной литературы | 135 |
| Список работ автора по теме диссертации | 149 |

введение

Актуальность темы

Одним из активно развивающихся направлений современной физики и технологии полупроводников является направление, связанное с получением и исследованием полупроводниковых самоформирующихся нанообъектов. К настоящему времени найдены таких объектов: возможности создания широкого класса самоформирующихся субмонослойных включений одного наноостровков, квантовых точек, проволок, полупроводникового материала в матрицу другого. За счет пространственного ограничения движения носителей заряда их энергетический спектр в формируемых полупроводниковых структурах пониженной размерности принципиально отличается от спектра носителей заряда в объемных полупроводниках. Предельным случаем локализации носителей заряда является их локализация во всех трех пространственных направлениях. Такой тип локализации реализуется в трехмерных самоформирующихся объектах – островках – одного полупроводника, заключенного в матрицу другого, более широкозонного полупроводника.

Наиболее исследованными на сегодняшний день являются самоформирующиеся нанообъекты в полупроводниковых гетероструктурах на основе соединений A₃B₅. Преимуществом полупроводников данного семейства является возможность широкого выбора материалов с различными ширинами запрещенных зон и параметрами кристаллических решеток [1]. Итогом исследований стало создание новых приборов на основе структур A₃B₅ с самоформирующимися объектами [2].

Однако основой современной микро- и наноэлектроники остается кремниевая технология. В этой связи реализация на ее основе новых полупроводниковых приборных решений на основе гетероструктур является очень привлекательной и перспективной. Германий является единственным химическим элементом, который позволяет получать гетероструктуры на кремниевых подложках в широком диапазоне состава и толщин слоев. Особенностью для гетеропары Ge/Si является рассогласование кристаллических решеток кремния и германия. Наличие упругих напряжений в гетероструктурах Ge/Si накладывает ограничения на толщину роста псевдоморфных слоев. Для определенных условий формирования структур и их компонентного состава накопленные упругие напряжения могут приводить к формированию трехмерных самоформирующихся объектов – Ge(Si) наноостровков и квантовых точек. В достаточно узком интервале ростовых параметров

удается сформировать массив бездефектных Ge(Si) островков. Структуры с Ge(Si) самоформирующимися островками представляются привлекательными как для исследования фундаментальных научных проблем, так и с точки зрения создания на их основе оптоэлектронных приборов.

Практический интерес к структурам с Ge(Si) островками во многом связан с наблюдаемым в спектрах электро- и фотолюминесценции (ФЛ) этих структур сигнала в области длин волн 1.3 – 1.55 мкм [3–5], соответствующей минимуму потерь оптоволоконных линий связи. Ранее проведенные исследования роста Ge(Si) островков выявили существенную зависимость формы образующихся островков от условий роста. Однако к моменту начала работ над диссертацией в литературе не были представлены результаты исследований особенностей ФЛ островков с различной формой. Одной из задач настоящей диссертационной работы являлось установление зависимости сигнала ФЛ от типа Ge(Si) островков.

Важной задачей, на решение которой направлены исследования структур с Ge(Si) островками, является увеличение эффективности излучательной рекомбинации носителей заряда в этих структурах. Полагается, что слабая локализация электронов в структурах с Ge(Si) островками, выращенными на Si(001) подложках, является одной из причин, препятствующих эффективной излучательной рекомбинации носителей заряда. В литературе было предложено несколько путей решения данной проблемы: использование субмонослойных покрытий углерода [6], рост многослойных структур с тонкими барьерными слоями Si [7] и т.д. Однако известно [8], что эффективная яма для электронов в GeSi гетероструктурах может быть реализована в напряженных слоях Si, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях. Совмещение локализации электронов в таких напряженных Si (*є*-Si) слоях, сформированных рядом с Ge(Si) островками, и дырок в островках может дать ряд преимуществ, одним из которых может являться увеличение интенсивности сигнала ФЛ в структурах такого типа. Поэтапная реализация (от формирования «искусственных подложек» на основе релаксированных SiGe буферных слоев до исследования фотолюминесцентных свойств полученных структур) идеи встраивания Ge(Si) островков между *е*-Si слоями представлена в данной диссертационной работе.

Необходимо отметить, что получение высококачественных релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоев с малой шероховатостью поверхности и низкой концентрацией дефектов является отдельной важной задачей. В настоящее время релаксированные SiGe буферные слои активно используются для формирования

быстродействующих полевых транзисторов, для исследования возможности создания на основе SiGe структур каскадного лазера терагерцового диапазона и т.д. Для формирования SiGe буферных слоев используется большое количество различных методов (рост градиентных слоев, низкотемпературный рост, использование поверхностно активных примесей («сульфактантов»), селективное окисление SiGe слоев и т.д.) В данной диссертационной работе представлены результаты отработки лабораторной технологии формирования высококачественных градиентных релаксированных SiGe слоев с использованием метода газофазной эпитаксии и химико-механического полирования поверхности выращенных SiGe слоев.

Основные цели работы состояли в следующем:

1. Установление зависимости положения и ширины сигнала фотолюминесценции в структурах с Ge(Si) самоформирующимися островками от параметров островков (формы, размеров, состава), определяемых условиями роста (температурой, скоростью осаждения, типом подложки).

2. Отработка технологии формирования «искусственных подложек» на основе высококачественных релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоев с малой шероховатостью поверхности и низкой плотностью прорастающих дислокаций.

3. Исследование возможности увеличения интенсивности сигнала фотолюминесценции в ближнем инфракрасном диапазоне от структур с Ge(Si) островками за счет их встраивания в напряженный Si слой, сформированный на релаксированном SiGe/Si(001) буферном слое.

Научная новизна работы

1. Впервые обнаружено, что изменение типа Ge(Si) островков, доминирующих на поверхности, с куполообразных наноостровков на пирамидальные квантовые точки, происходящее при понижении температуры роста, приводит к смещению пика ФЛ от островков в область больших энергий. Наблюдаемое смещение пика ФЛ связано резким уменьшением средней высоты островков, происходящим при смене их типа, которое приводит к выталкиванию уровня размерного квантования дырок в пирамидальных островках к потолку валентной зоны Si, и, как следствие, к увеличению энергии оптического перехода в островках.

2. Впервые выявлены особенности роста Ge(Si) самоформирующихся островков на релаксированных GeSi/Si(001) буферных слоях с малой шероховатостью поверхности и на напряженных Si слоях. Обнаружено, что изменение морфологии поверхности (смена типа островков, доминирующих на поверхности с dome на hut) при понижении температуры роста, в случае роста островков на напряженных Si слоях происходит при более высокой температуре (в интервале температур роста 630 °C – 600 °C), чем в случае роста островков на Si(001) подложках (600 °C – 550 °C).

3. Впервые обнаружен сигнал фотолюминесценции от Ge(Si) островков, заключенных между слоями напряженного Si. Показано, что обнаруженный сигнал ФЛ связан с непрямой в реальном пространстве излучательной рекомбинацией дырок, находящихся в Ge(Si) островках, и электронов, локализованных в напряженных Si слоях над и под островками. Продемонстрирована возможность эффективного управления положением пика ФЛ от Ge(Si) островков, встроенных в напряженный Si слой, за счет изменения толщин Si слоев над и под островками.

4. Обнаружено существенное (более чем на порядок) увеличение интенсивности сигнала ФЛ при 77 К от островков, встроенных в напряженный Si слой, по сравнению с островками, выращенными на Si(001) подложках. Увеличение интенсивности связывается с лучшей локализацией электронов в напряженных Si слоях над и под островками.

Научная и практическая значимость работы

Отработана технология получения высококачественных релаксированных SiGe буферных слоев с малой шероховатостью поверхности и низкой плотностью прорастающих дислокаций. Продемонстрирована возможность их использования в качестве «искусственных подложек» для формирования на них методом молекулярнопучковой эпитаксии широкого класса GeSi гетероструктур.

Найдены режимы роста для формирования на напряженных Si слоях массива куполообразных Ge(Si) островков с малым (~ 10 %) разбросом по размерам.

Подтверждена возможность увеличения интенсивности сигнала ФЛ от структур с Ge(Si) самоформирующимися островками, за счет встраивания массива островков в напряженный Si слой, сформированный на релаксированном SiGe буферном слое.

Основные положения, выносимые на защиту

- 1. Положение максимума сигнала ФЛ от Ge(Si) самоформирующихся островков зависит от их типа. Изменение типа Ge(Si) островков, выращенных на Si(001) подложках и на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях, происходящее при понижении температуры роста и сопровождаемое резким уменьшением средней высоты островков, обуславливает смещение положения пика ФЛ от островков в область больших энергий. Данное смещение связано с выталкиванием уровня размерного квантования дырок в островках малой высоты к потолку валентной зоны Si, что приводит к увеличению энергии оптического перехода, связанного с островками.
- Впервые обнаруженный сигнал ФЛ от Ge(Si) самоформирующихся островков, заключенных между слоями напряженного Si, связан с непрямой в реальном пространстве излучательной рекомбинацией дырок, находящихся в Ge(Si) островках, и электронов, локализованных в напряженных Si слоях над и под островками.
- Встраивание Ge(Si) самоформирующихся островков между напряженными Si слоями позволяет более чем на порядок увеличить интенсивность сигнала ФЛ от островков при 77 К по сравнению с интенсивностью сигнала ФЛ от Ge(Si) островков, сформированных на Si(001) подложках.
- 4. Изменение толщин напряженных Si слоев над и под островками позволяет эффективно управлять положением пика ФЛ от структур с Ge(Si) островками, заключенными между напряженными Si слоями. Смещение положения пика ФЛ при изменении толщин напряженных Si слоев связано с изменением положения уровня размерного квантования электронов в квантово-размерных напряженных Si слоях на гетерогранице с островком.

Личный вклад автора в получение результатов

- Основной вклад в рост Ge(Si)/Si(001) структур с самоформирующимися островками при различных температурах и скоростях роста [A1–A3, A6, A10–A17] (совместно с А.В.Новиковым, Д.Н.Лобановым).
- Основной вклад в интерпретацию спектров ФЛ Ge(Si)/Si(001) структур с самоформирующимися островками, выращенными при низких температурах и

различных скоростях осаждения Ge [A1–A3, A6, A10–A17] (совместно с Ю.Н.Дроздовым, Д.Н.Лобановым, А.В.Новиковым, А.Н.Яблонским).

- Равнозначный вклад в отработку технологии формирования «искусственных подложек» на основе релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоев [A4, A5, A18–A20, A22, A26] (совместно с Ю.Н.Дроздовым, О.А.Кузнецовым, В.А.Перевощиковым, A.В.Новиковым, А.Н.Яблонским).
- Определяющий ACM вклад В рост И исследования структур Ge(Si) • с самоформирующимися островками, выращенными на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях [A7–A9, A21, А23-А27] (совместно с Д.Н.Лобановым, А.В.Новиковым).
- Основной интерпретацию ΦЛ вклад В спектров структур с Ge(Si) самоформирующимися островками, выращенными на релаксированных SiGe/Si(001) слоях [A7–A9, A21, A23-A27] (совместно с Ю.Н.Дроздовым, буферных А.В.Новиковым, А.Н.Яблонским).

Апробация работы

Основные положения и результаты диссертации докладывались на VI и VII Российских конференциях по физике полупроводников (Санкт-Петебург, 27 – 31 октября, 2003; Москва, 18 – 23 сентября, 2005), Всероссийских совещаниях «Нанофотоника» (Нижний Новгород, 17 – 20 марта, 2003; 2 – 6 мая, 2004), 4-ом и 5-ом ежегодных международных симпозиумах «Электронные приборы и материалы» (Эрлагол, Алтай, 1 – 4 июля, 2003; 1-5 июля, 2004), Совещании по росту кристаллов, плёнок и дефектам структуры кремния «Кремний-2004» (Иркутск, 5 – 9 июля, 2004), Симпозиумах «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 25 – 29 марта, 2005; 13 – 17 марта, 2006), Пятом международном российско-украинском семинаре «Нанофизика и наноэлектроника» (Санкт-Петебург, 17 – 19 июня, 2004), Симпозиуме «Нано и гига задачи в микроэлектронике» (Краков, Польша, 13 – 17 сентября, 2004), Международной конференции по материаловедению (Ницца, Франция, 29 мая – 2 июня, 2006), 5-ом Международном совещании по моделированию, росту, свойствам и приборам на поверхностях с оригинальным индексом (Штутгарт, Германия, 13 – 15 октября, 2003), Третьей международной конференции по кремний-германиевым технологиям и приборам (Принстон, США, 15 – 17 мая, 2006), Международном совещании по квантовым точкам (Крит, Греция, 20 – 24 июня, 2003), а также на семинарах ИФМ РАН и НИОЦ СЗМ при ННГУ им.Н.И.Лобачевского.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 27 работ, включая 9 статей в реферируемых журналах и 18 публикаций в материалах конференций.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 4 глав и заключения. Объем диссертации составляет 152 страницы, включая 66 рисунков. Список цитированной литературы включает 151 наименование, список работ автора по теме диссертации – 27 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обоснована актуальность темы исследований, показана ее научная новизна и практическая значимость, сформулированы цели работы, представлены сведения о структуре и содержании работы, а также приведены положения, выносимые на защиту.

В Главе 1 представлен обзор работ по формированию Si/Ge гетероструктур на поверхности Si(001). Рассмотрены как планарные GeSi/Si(001) структуры, так и структуры с трехмерными GeSi самоформирующимися нанообъектами. Приведено описание физических причин формирования трехмерных объектов в гетеросистеме Ge(Si). Особое внимание уделено теоретическим моделям, описывающим изменения морфологии поверхности структур с островками при изменении условий формирования структур. Представлены имеющиеся к началу работ над диссертацией литературные данные по исследованиям оптических свойств Ge(Si) самоформирующихся островков. Показана перспективность формирования структур с Ge(Si) самоформирующимися островками на подложках, отличающихся по параметру решетки от Si(001) подложек – релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях. Кратко представлены современные достижения по формированию SiGe/Si(001) релаксированных буферных слоев и использованию их в качестве «искусственных подложек» для роста на них SiGe гетероструктур.

В Главе 2 описана высоковакуумная установка для роста Ge/Si гетероструктур методом молекулярно-пучковой эпитаксии из твердых источников. Приведено описание методов подготовки Si подложек и характеризации выращенных структур. Представлены результаты исследований роста Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков при низких (≤ 600 C) температурах осаждения Ge. Особое внимание уделено изменению морфологии поверхности структур с Ge(Si) островками, происходящему при понижении температуры формирования островков в узком температурном интервале ($600 \,^\circ$ C – $550 \,^\circ$ C) и сопровождающемуся сменой типа островков, доминирующих на поверхности. Обнаружены и объяснены особенности ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков различной формы. Приведены результаты по влиянию скорости осаждения Ge на рост и ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков, сформированных при температуре роста 600 $^\circ$ C.

Глава 3 посвящена методике получения высококачественных «искусственных подложек» на основе релаксированных градиентных SiGe/Si(001) буферных слоев, выращенных методом гидридной газофазной эпитаксии (ГФЭ) и подвергнутых химикомеханическому полированию (ХМП). В результате проведенных исследований были получены релаксированные SiGe/Si(001) буферные слои с малой шероховатость поверхности и низкой плотность прорастающих дислокаций. Представлены результаты по особенностям предростовой подготовки SiGe буферных слоев для формирования на них Si/Ge гетероструктур методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Представлены результаты по росту и характеризации тестовых структур, сформированных на SiGe «искусственных подложках».

В Главе 4 представлены результаты исследований особенностей роста Ge(Si) самоформирующихся островков на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях с предосажденным слоем напряженного Si малой толщины. Установлено влияние толщины напряженного Si слоя и температуры роста на параметры (форму, размер, состав и поверхностную плотность) Ge(Si) островков. Выполнены исследования фотолюминесценции (ФЛ) структур с Ge(Si) самоформирующимися островками, встроенными в напряженный Si слой, осажденный на релаксированный SiGe/Si(001) буферный слой. Впервые обнаруженный сигнал ФЛ от Ge(Si) островков, заключенных между слоями напряженного Si, связывается с непрямым в реальном пространстве оптическим переходом между дырками, находящимися в островках, и электронами, локализованными в напряженных Si слоях над и под островками. Показано, что интенсивность сигнала ФЛ от Ge(Si) островков, заключенных между слоями напряженного Si, более чем на порядок превосходит интенсивность сигнала ФЛ от Ge(Si)/Si(001) островков. Показана возможность эффективного управления положением пика ФЛ от подобных структур путем изменения лишь толщин напряженных Si слоев над и под островками. Как и в случае роста структур на Si(001) подложках, для структур, сформированных на релаксированных SiGe буферных слоях, обнаружены особенности ФЛ Ge(Si) островков, имеющих различную форму.

В Заключении сформулированы основные результаты, полученные в работе.

Глава 1. Рост и оптоэлектронные свойства Si/Ge гетероструктур.

(Литературный обзор)

1.1. Введение.

Для большого класса современных применений полупроводниковых материалов необходимо создание гетероструктур с заданным дизайном зонной диаграммы. Управление зонной структурой можно осуществить, лишь комбинируя материалы с различной шириной запрещенной зоны. Наличие полупроводниковых соединений с различной шириной запрещенной зоны позволяет решить эту задачу. На диаграмме (рис. 1.1) приведены ширины запрещенных зон для большинства современных материалов, используемых в полупроводниковой электронике. Из рисунка 1.1 видно, что ширина запрещенной зоны полупроводниковых соединениях меняется в широких пределах, перекрывая диапазон длин волн от видимого света до ближнего ИК.



Рис. 1.1. Диаграмма характеристик основных современных полупроводниковых материалов (данные из [9]). Даны зависимости ширины запрещенной зоны (по левой оси) и соответствующей ей длины волны (по правой оси) от постоянной кристаллической решетки. Линиями соединены основные используемые гетеропары.

Помимо ширины запрещенной зоны, существует еще один немаловажный параметр, определяющий многие свойства полупроводниковой гетероструктуры – это параметр кристаллической решетки полупроводника. Параметром решеток исходных полупроводниковых соединений определяется, будет ли формируемая на их основе гетероструктура напряжена. Для современных полупроводниковых устройств необходимо не просто совмещение двух или нескольких полупроводниковых материалов, а формирование качественной (бездефектной) полупроводниковой гетероструктуры. Полупроводники, обладающие близкими постоянными кристаллических решеток (например, как видно из рисунка 1.1, пара AlAs–GaAs) имеют хорошие возможности для формирования ненапряженных гетероструктур во всем диапазоне состава (т.е. материал одного полупроводника, будет хорошо встраиваться в кристаллическую решетку, почти не отличающуюся по межатомным расстояниям, второго полупроводника данной гетеропары). Однако, как видно опять же из представленной на рисунке 1.1 диаграммы, для большинства полупроводниковых гетеропар условие согласования по параметру кристаллической решетки не выполняется.

Наличие напряжений гетероструктурах, формируемых упругих В ИЗ полупроводников, отличающихся друг от друга по параметру кристаллической решетки, приводит к целому ряду интересных физических эффектов, проявляющихся как в процессе формирования гетероструктуры, так и при ее использовании в различных приборных применениях. Одной из основных полупроводниковых гетеропар, являющихся в настоящее время модельными для рассмотрения особенностей формирования напряженных гетероструктур, является гетеропара кремний–германий. Параметры кристаллических данных материалов отличаются решеток достаточно сильно применительно к росту гетероструктур на их основе – на 4.2 %. Многие особенности роста, общие для напряженных полупроводниковых гетероструктур, были впервые наблюдены и объяснены при исследовании роста Ge на Si подложках [10, 11]. Именно на примере данной гетеропары в настоящей Главе будет рассмотрены особенности формирования напряженных гетероструктур и различные механизмы релаксации упругих напряжений в них.

При осаждении одного материала на подложку из другого материала возможно три варианта формирования поверхностных структур. Они показаны на рисунке 1.2.

В системе материалов с согласованными параметрами кристаллических решеток механизм роста будет определяться соотношениями поверхностной энергии эпитаксиального слоя, поверхностной энергии границы раздела и поверхностной энергии подложки. В случае, когда сумма поверхностной энергии эпитаксиально формируемого

слоя и энергии границы раздела слой–подложка меньше поверхностной энергии подложки (т.е. в случае, когда осаждаемый материал смачивает подложку) происходит послойный эпитаксиальный рост слоя в режиме Франка–Ван-дер-Мерве (рис. 1.2 а) [12]. В частности данный механизм роста реализуется при гомоэпитаксии кремния.



Рис. 1.2. Схематическое изображения механизмов роста при осаждении одного материала на подложку другого материала: механизм роста (а) Франка–Ван-дер-Мерве, (б) Волмера-Вебера и (в) Странски-Крастанова.

Рост по механизму Волмера-Вебера [12] является полной противоположностью послойному росту. В данном случае преобладает взаимодействие осаждаемых атомов между собой над взаимодействием их с подложкой (осаждаемый материал не смачивает подложку). В этом случае сумма поверхностной энергии осаждаемого слоя и энергии границы раздела слой–подложка оказывается больше поверхностной энергии подложки. При росте по механизму Волмера-Вебера атомы осаждаемого материала сразу же образуют на поверхности подложки трехмерные островки (рис. 1.2 б).

Рост широко используемых полупроводниковых гетеропар с различными параметрами кристаллических решеток, таких как InAs/GaAs и Ge/Si, происходит по механизму Странски-Крастанова (рис. 1.2 в) [13]. Для рассмотрения основных процессов, происходящих в пленке, растущей по этому механизму, удобно использовать диаграмму зависимости энергии пленки от ее толщины, взятую из работы [14] (рис. 1.3). В гетеросистемах, растущих по механизму Странски-Крастанова, поверхностная энергия осаждаемой пленки меньше, чем сумма энергий гетерограницы пленка–подложка и поверхностной энергии подложки, поэтому на начальном этапе роста осаждаемый материал образует однородный «смачивающий» слой толщиной один или несколько монослоев (толщиной n_{sk}). Формирование смачивающего слоя приводит к уменьшению суммарной энергии системы (см. рис. 1.3). Изменение свободной энергии системы в этом случае можно записать в виде [15]:

$$\Delta E_{\text{полная}} = \Delta E_{\text{поверх}} + E_{\text{упр}},$$

где $\Delta E_{\text{полная}}$ – изменение полной энергии системы пленка+подложка; $\Delta E_{\text{поверх}}$ – разница энергии поверхности растущей пленки и суммы поверхностной энергии подложки и границы раздела пленка–подложка; $E_{\text{упр}}$ – упругая энергия, накопленная в растущей пленке. Упругая энергия в растущей плёнке возникают вследствие рассогласования параметров кристаллических решеток плёнки и подложки, а величина $E_{\text{упр}}$ пропорциональна квадрату рассогласования кристаллических решеток и толщине осажденной пленки.



Рис. 1.3. Схематичное представление зависимости энергии упруго напряженной пленки от количества осажденных монослоев (МС). Энергия пленки E(n) скорректирована на величину энергии подложки E(0) и энергию системы, в которой осажденный материал формирует отдельный объем (произведение химического потенциала осаждаемого материала (μ_c) на число монослоев (n)). Остальные обозначение смотри в тексте.

При дальнейшем увеличении количества осаждаемого материала рост пленки становиться метастабильным, так как ее суммарная энергия увеличивается за счет роста энергетического слагаемого, связанного с упругими напряжениями, но кинетические барьеры препятствуют релаксации упругих напряжений. Существует два основных механизма метастабильного роста упруго напряженной пленки и релаксации упругих напряжений в пленке, толщина которой больше чем толщина смачивающегося слоя. Согласно первому из них, так называемому «классическому» механизму роста Странски-Крастанова, метастабильный рост бездефектной, однородной пленки происходит до толщины (n_{md}), при которой накопленной упругой энергии становится достаточно для преодоления энергетического барьера формирования дислокации несоответствия (~ 5 эВ для системы GeSi/Si(001) [16]). Образование дислокаций несоответствия приводит к уменьшению суммарной энергии системы за счет частичного уменьшения упругих напряжений в месте образования дислокаций. В месте появления дислокации несоответствия происходит локальное уменьшение химического потенциала, что при определенных условиях роста приводит к диффузии осаждаемого материала в эту область и к образованию трехмерного кластера над дислокацией. Образование кластера способствует зарождению новой дислокации несоответствия, и, следовательно, дальнейшему уменьшению упругих напряжений. Уменьшению энергии пленки, растущей по классическому механизму Странски-Крастанова, при образовании дислокации соответствуют пунктирные линии на рисунке 1.3.

Необходимо отметить, что при росте по классическому механизму Странски-Крастанова трехмерные кластеры содержат дефекты кристаллической решетки (дислокации несоотвествия). Формирование островков, образованных в результате появления дислокаций несоответствия, в 80-ые года рассматривался как нежелательный процесс, делающий невозможным получение однородных по толщине пленок в напряженных гетеросистемах. Велись активные поиски механизмов роста, при которых происходит подавление образования островков в напряженных гетеросистемах [17, 18].

В начале 90-х годов было экспериментально обнаружено [12, 19], что одной из стадий релаксации упругих напряжений в полупроводниковых гетерострутурах, является формирование на их поверхности трехмерных бездефектных нанообъектов. В зависимости от размеров такие нанообразования принято называть самоформирующимися наностровками или квантовыми точками. Данный механизм роста, сопровождаемый образованием бездефектных самоформирующихся нанообъектов, принято называть когерентным» ростом по механизму Странски-Крастанова. Уменьшение упругих напряжений в таких нанообъектах происходит как за счет их релаксации на свободной, не связанной на прямую с подложкой, поверхности островков, так и за счет локального изгиба подложки (рис. 1.4) [12]. Релаксация упругих напряжений приводит к уменьшению части энергии системы, связанной с ними (E_{ynp}). Однако с развитием шероховатости поверхности связано увеличение поверхностной энергии пленки ($E_{noверx}$). В том случае если релаксация упругих напряжений (ΔE_{ynp}) в результате формирования неровностей

поверхности компенсирует увеличение поверхностной энергии пленки ($\Delta E_{\text{поверх}}$), образование шероховатостей выгодно с энергетической точки зрения и приводит к уменьшению суммарной энергии системы ($E_{\text{полная}}$):

$$\Delta E_{\text{полная}} = \Delta E_{\text{упр}} + \Delta E_{\text{поверх}} < 0$$
 .

За счет частичной релаксации упругих напряжений на шероховатостях суммарная энергия пленки с увеличением ее толщины в случае когерентного механизма роста Странски-Крастанова растет медленнее, чем в случае роста по классическому механизму (рис. 1.3). Необходимо отметить, что существует область толщин пленки, в которой образование шероховатостей не приводит к появлению дефектов кристаллической решетки. По какому из двух механизмов Странски-Крастанова будет происходить релаксация упругих напряжений в пленке зависит от величины рассогласования кристаллических решеток пленки и подложки и от параметров роста [20].



Рис. 1.4. Схематичное представление механизма релаксации упругих напряжений в когерентных островках. Цифрами на рисунке отмечены подложка (1), смачивающий слой (2) и островок (3).

В середине 90-х было показано, что существуют параметры роста, при которых на поверхности гетероструктур формируется массив бездефектных нанообъектов, имеющих малый разброс по размерам и одинаковую форму [21, 22]. Было продемонстрировано, что структуры с самоформирующимися нанообъектами имеют важное преимущество по сравнению с планарными гетероструктурами – возможность трехмерной локализации

носителей заряда и реализации для них атомно-подобного дискретного энергетического спектра. При достаточно большом расстоянии между уровнями энергий изменение температуры не вызывает изменения заселенности энергетических уровней и, следовательно, не приводит к изменению многих физических свойств структур с самоформирующимися наноообъектами. Это позволяет создавать на основе таких структур приборы с температурно-независимыми характеристиками.

1.2. Рост Ge/Si гетероструктур на Si(001).

В данном параграфе подробно рассмотрены физические процессы, происходящие при осаждении Ge на Si(001) подложку начиная с субмонослойных толщин Ge.

Известно, что на атомарно-чистой вицинальной поверхности Si(001) наблюдается реконструкция поверхностных атомов (2×1) [23]. Эта реконструкция вызвана появлением так называемых димеров (двух близко расположенных атомов Si), образование которых уменьшает энергию свободных связей поверхностных атомов Si (рис. 1.5 а). Димеры выстаиваются в цепочки, направление которых в каждом последующем слое меняется на 90°.

В результате рассогласования параметров кристаллических решёток Ge (5.66 Å [24]) и Si (5.43 Å [24]), при осаждении на поверхность Si(001) пленка Ge испытывает упругие напряжения сжатия. Релаксация упругих напряжений в растущей пленке Ge начинается уже при субмонослойных толщинах за счет изменения реконструкции поверхности. Упругие напряжения в осажденной пленке Ge приводят к тому, что в цепочках димеров образуются дивакансии (отсутствие в цепочке одного димера), за счет образования которых происходит частичная релаксация напряжений сжатия граничащих с ней Ge атомов (рис. 1.5 б) [25]. Взаимодействие дивакансий между собой приводит к их упорядочению в ряды дивакансий (рис. 1.5 б). При этом реконструкция поверхности (2×1) меняется на реконструкцию $(2 \times n)$ (рис. 1.5 б), где n – целое число, означающее, что в цепочках димеров отсутствует каждый n-ый димер [25]. Значение n ≥ 12 для толщин Ge (d_{Ge}) меньше монослоя (MC) (1 MC ≈ 0.14 нм = 6.27×10^{14} атомов/см⁻²) уменьшается до 6÷10 в зависимости от степени перемешивания Ge с Si для $d_{Ge} \ge 2$ MC [25, 26]. Уменьшение n связано с ростом упругой энергии с увеличением d_{Ge} , поскольку означает увеличение числа дивакансий, благодаря которым происходит частичная релаксация упругих напряжений.

При увеличении количества осажденного Ge до нескольких монослоев рост упругой энергии вызывает появление реконструкция поверхности (m × n), в которой к

упорядоченным рядам дивакансий добавляются перпендикулярные им линии дивакансий, представляющие собой отсутствие одного ряда димеров (рис. 1.5 в) [27]. Дальнейшая релаксация упругих напряжений происходит за счет появления ямок, образованных скоплением вакансий димеров в месте пересечения упорядоченных линий дивакансий и рядов дивакансий [27]. Появление реконструкций ($2 \times n$) и ($m \times n$) приводит в конечном итоге к возрастающей шероховатости поверхности.



Рис. 1.5. Схематичное представление реконструкции поверхности пленки Ge/Si(001). (а) – реконструкция (2 × 1) на чистой поверхности Si(001). Черные кружки соответствуют атомам в верхнем слое, не закрашенные средние и маленькие кружки – атомам во втором и третьем слое, соответственно. Стрелкой показано кристаллографической направление [100]. (б) – реконструкция поверхности пленки Ge/Si(001) (2 × n) (n=8). (в) – реконструкция поверхности пленки Ge/Si(001) (m × n).

При дальнейшем увеличении количества осаждаемого Ge (или SiGe) релаксация упругих напряжений в растущей пленке происходит путем развития шероховатости поверхности за счет объединения существующих на вицинальной поверхности Si(001)

моноатомных ступеней [13, 28, 29]. Развитие шероховатости такого типа наблюдалось при росте SiGe пленок с содержанием Ge $0.05 \le x_{Ge} \le 0.45$ и при температурах роста ≥ 550 °C [13, 28, 29]. Однако, для наблюдения объединения ступеней при росте пленок Ge_xSi_{1-x} с малым *x*_{Ge} требуются высокие температуры, малые скорости роста или длительный постростовой отжиг. Объединение моноатомных ступеней на вицинальной поверхности пленки Ge_xSi_{1-x} приводит к образованию волнообразной поверхности. На вершинах шероховатостей происходит частичная релаксация упругих напряжений пленки. Образовавшиеся «волны» (объединения ступеней) ориентированы параллельно моноатомным ступеням на вицинальной поверхности Si(001) подложки. Период в плоскости роста и амплитуда шероховатостей зависит от величины угла отклонения нормали к поверхности подложки от кристаллографического направления [001], состава пленки и кинетических ограничений, накладываемых условиями роста пленки, такими как температура и скорость осаждения [13, 30]. Подбором этих параметров можно получить периодичную структуру шероховатостей, которые упорядоченную могут быть использованы для последующего формирования «квантовых проволок» [31] или пространственно упорядоченных массивов трехмерных островков [29, 32].

Начиная с некоторой толщины осаждаемой SiGe или Ge пленки, развитие шероховатости поверхности за счёт объединения ступеней или изменения реконструкции поверхности перестаёт быть эффективным способом релаксации упругих напряжений, накопленных в плёнке. Дальнейшая релаксация упругих напряжений может происходить через образование трехмерных самоформирующихся нанообъектов. Как было отмечено в предыдущем параграфе релаксация упругих напряжений в таких нанообъектах происходит как за счет их релаксации на свободной, не связанной на прямую с подложкой, поверхности объектов, так и за счет локального изгиба подложки (рис. 1.4) [12].

Исследования поверхности, выполненные методами сканирующей туннельной микроскопии, показали, что образование Ge островков происходит возле ступеней или углублений на поверхности, образованных пересечениями линий и рядов дивакансий, то есть в местах частичной релаксации упругих напряжений [27, 33]. Толщина пленки, при которой начинается формирование островков, называется критической толщиной двумерного роста ($d_{\rm kp}$). Величина $d_{\rm kp}$ зависит от состава пленки и температуры роста [34, 35]. Как было показано в работе [36], для пленки Ge, осаждаемой на поверхность Si(001) методом молекулярно-лучевой эпитаксии при температурах роста > 500 °C, критическая толщина двумерного роста лежит в диапазоне 3 – 4.5 MC. Образование островков не

приводит к полному исчезновению двумерного слоя между островками, так как поверхностная энергия пленки Ge меньше поверхностной энергии Si(001). Слой Ge (или GeSi), оставшийся на поверхности после образования островков принято называть «смачивающим слоем».

Первоначально на поверхности появляются так называемые предпирамидальные островки (prepyramid) [37–39] (рис. 1.6 а), которые имеют достаточно малое отношение высоты к латеральному размеру. Исследования методом сканирующей микроскопии показали, что островки данного типа представляют собой скопление моноатомных ступеней [38, 39].



Рис. 1.6. Схематичное представление различных типов когерентных GeSi/Si(001) самоформирующихся островков: a) – предпирамидальный, б) – усечённый пирамидальный, в) – pyramid, г) – dome, д) – hut. Стрелками на рисунке показаны кристаллографические направления. В скобках указаны типы боковых граней островков.

Увеличение объема предпирамид происходит преимущественно за счет увеличения отношения их высоты к латеральному размеру, и при достижении некоторого критического объёма они трансформируются в островки, имеющие форму усечённой пирамиды (рис. 1.6 б), которые затем в процессе роста приобретают пирамидальную форму (ругатіd-островки) (рис. 1.6 в) [38, 39]. Ругатіd-островки имеют в качестве боковых граней плоскости типа {105}. Было показано [40, 41], что при осаждении Ge на

Si(001) для данного типа плоскостей из-за перестройки атомов на поверхности существует локальный минимум поверхностной энергии на единицу площади.

При дальнейшем увеличении количества осаждаемого материала рост сохранением пирамидальных островков происходит с ИХ формы, счет за пропорционального увеличения размеров островка. При высоких температурах роста при достижении некоторого критического объема пирамидальные островки трансформируются в островки (dome-островки), имеющие куполообразную форму, с большим отношением высоты к латеральному размеру и более сложной огранкой, чем пирамидальные островки (рис. 1.6 г) [42-47]. Dome островки имеют большее, по сравнению с ругатіd островками, отношение высоты к латеральному размеру, поэтому релаксация упругих напряжений в них происходит более эффективно чем в пирамидальных островках, что было показано как теоретическими расчетами [48], так и экспериментальными [49] (оптическими) методами.

На сегодняшний день существует адекватная физическая модель перехода "ругатіd" островков в островки типа "dome" [48, 50], которая связывает данную трансформацию с различной степенью релаксации упругих напряжений в островках различной формы. Авторы этой модели для записи энергии островка использовали приближенную формулу для плоских пирамидальных островков ($H \ll L$) из работы [51]. Энергия островка в работе [51] представлена в виде суммы двух слагаемых: дополнительной поверхностной энергии островка, возникающей за счет образования боковых граней, и изменения упругой энергии из-за релаксации упругих напряжений в островке. Энергией ребер островка в данной модели пренебрегают. Если использовать одно и тоже значение поверхностной энергии на единицу площади для любых кристаллографических граней, то энергию островка можно записать в виде [20]:

$$E_{\text{полная}} = E_{\text{поверх}} + E_{\text{упр}} = 4\gamma V^{\frac{2}{3}} \cdot \tan\left(\frac{\Theta}{2}\right) \cdot \tan^{\frac{1}{3}}(\Theta) - 6\sigma^{2}\frac{(1-\nu)}{2\pi\mu} \cdot V \cdot \tan(\Theta), \quad (1.1)$$

где V – объем островка, γ – поверхностная энергия на единицу площади, σ – xx компонента тензора напряжений объемного Ge, деформированного до постоянной решетки Si, Θ - угол между боковой гранью островка и плоскостью подложки, v и μ – коэффициент Пуассона и модуль сдвига подложки, соответственно. σ квадратичным образом зависит от рассогласования решеток кремния и островка (а следовательно и от состава GeSi сплава, образующего наноостровок), то есть $\sigma \sim \varepsilon^2 \sim x^2$. Используя формулу (1.1), можно записать химический потенциал островка:

$$\mu = \frac{\partial E}{\partial V} = 4\gamma \cdot \frac{2}{3} \cdot V^{-\frac{1}{3}} \tan\left(\frac{\Theta}{2}\right) \cdot \tan^{\frac{1}{3}}(\Theta) - 6\sigma^2 \frac{(1-\nu)}{2\pi\mu} \cdot \tan(\Theta).$$
(1.2)

В описываемой модели каждая форма островка характеризуется своим собственным значением угла Θ . Предполагается, что островки имеют форму, которой соответствует наименьшая энергия островка при данном его объеме. На рисунке 1.7 представлены зависимости энергии и химического потенциала островка от его объема, вычисленные с помощью формул (1.1) и (1.2) для двух типов островков, отличающихся значением угла Θ . Для вычислений использовались следующие значения угла наклона боковых граней: для dome-островков 23° и для ругатіd – 11°. Из рисунка 1.7 видно, что при малых объемах ругатіd-островки имеют энергию меньше, чем dome. Это связано с тем, что ругатіd-островки имеют энергию меньше, чем dome. Это связано с тем, что ругатіd-островки имеют меньшую дополнительную поверхностную энергию из-за меньшего по сравнению с dome-островками угла наклона боковых граней. При больших объемах dome-островки имеют энергию меньше, чем ругатіd, из-за более эффективной релаксации упругих напряжений в островках с большим отношением высоты островка к его латеральному размеру [48].



Объем островка

Рис. 1.7. Энергия, приходящаяся на один атом, и химический потенциал (μ) для островков двух типов, имеющих отношение угла боковых граней примерно 1:2. Изменение формы островка происходит при объеме V1, при котором пересекаются энергетические кривые. При этом объеме происходит скачкообразное изменение μ (из работы [48]).

Пересечение зависимостей E(V) для двух типов островков происходит при некотором объеме V1. В рамках модели [48, 50] предполагается, что при достижении этого объема происходит изменение формы островка ИЗ пирамидальной В куполообразную. Изменение формы островка – это переход первого рода [50] и, следовательно, химический потенциал островка скачкообразно изменяется при изменении формы островка (рис. 1.7). Именно с резким уменьшением μ при изменении формы островка и связывают авторы данной модели возникновение экспериментально наблюдаемого бимодального распределения островков по размерам. После изменения формы из-за скачкообразного уменьшения μ dome-островки быстро растут не только за счет осаждаемых атомов Ge, но также за счет атомов, оторвавшихся от pyramid-островков результате чего, часть pyramid-островков [48]. диссоциирует. Уменьшение В поверхностной плотности pyramid-островков при возникновении и росте dome-островков наблюдалось экспериментально методом *in situ* просвечивающей электронной микроскопии [48]. Переход из pyramid в куполообразные dome островки характерен для высоких (≥ 600 °C) температур роста. Рост самих dome островков при дальнейшем увеличении количества осаждаемого Ge происходит, в основном, за счет увеличения их высоты при слабо изменяющихся латеральных размерах dome островков [46]. Были найдены условия роста для получения массива куполообразных dome островков с малым (< 10 %) разбросом островков по размерам [52].

На момент начала исследований, изложенных в данной работе, имелся ряд работ [53–55] по исследованию роста Ge(Si) островков при низких температурах (< 600 °C). Было обнаружено, что при низких температурах на поверхности выращенных структур образуются островки малых размеров (рис. 1.6 д, 1.8) – так называемые "hut" островки, имеющие пирамидальную форму и прямоугольное основание, вытянутое вдоль направлений [100] или [010] [35]. Как и ругаті островки, hut-островки имеют в качестве боковых граней плоскости типа {105} [19]. Данные островковые образования имеют достаточно большой разброс по размерам (в отличие от dome островков): их длина может как равняться ширине, так и в несколько раз превосходить ее [53, 56]. Латеральные размеры hut островков варьируются в диапазоне 15 – 50 нм, а их высота составляет ≤ 2 нм [42, 56]. Из всех самоформирующихся объектов в гетеросистеме Ge/Si именно hut островки по своим размерам наиболее подходят под определение «квантовые точки».



Рис. 1.8. АСМ снимки $500 \times 250 \text{ нм}^2$ поверхности структур с Ge(Si)/Si(001) островками, выращенными при температурах (a) 500 °C, (б) 450 °C. Данные из работы [53].

На сегодняшний день существует несколько моделей, объясняющих возникновение hut островков, однако механизм формирования островков данного типа до конца не выяснен. Одна из моделей, достаточно хорошо (как будет показано ниже) согласующаяся с экспериментальными данными по параметрам формируемых hut островков, приведена в [51]. В рамках данной модели рассматривается полная энергия островка, складывающаяся из двух составляющих: добавочной энергии поверхности островка и изменения энергии вследствие релаксации упругих напряжений в островке. В рамках предлагаемой модели отношение энергии островка к его объему записывается следующим образом [51]:

$$\frac{E}{V} = 2\Gamma\left(s^{-1} + t^{-1}\right) - 2ch\left[s^{-1}\ln\left(\frac{s}{\phi h}\right) + t^{-1}\ln\left(\frac{t}{\phi h}\right)\right],\tag{1.3}$$

где h – высота, s, t – ширина и длина островка, V = hst – его объем, Γ – величина, имеющая размерность плотности поверхностной энергии, $c = \sigma_b^2 \frac{1-\nu}{2\pi\mu}$, $\sigma_b - xx$ или уу компонента напряжения Ge относительно Si, а ν и μ – отношение Пуассона и модуль сжатия Si подложки, $\phi = e^{-\frac{3}{2}} \cot \theta$ – используется для компактной записи, θ – угол наклона граней островка. Первое слагаемой в формуле 1.3 описывает увеличение поверхностной энергии, происходящее при образовании островка, а второе – уменьшение энергии системы вследствие релаксации упругих напряжений в островке.

В рассматриваемой модели предполагается, что диффузионные потоки атомов достаточны для того, чтобы островок достиг «оптимальной» формы. Оптимальной для данного размера островка полагается форма с наименьшей энергией, приходящейся на единицу объема островка (см. формулу 1.3).

Результаты расчетов по данной модели, полученные в работе [51] и представленные на рисунке 1.9, показывают, что существует критический размер островка, меньше



Рис. 1.9. (а) Энергия на единицу объема островка (в единицах ch/α_0) в зависимости от площади островка *A*, при этом *h* и θ фиксированы. Точечной линией изображен случай, когда островок имеет квадратное основание. (b) Ширина *s* и длина *t* островка в зависимости от *A*. Единицей измерения служит α_0 . По обеим осям масштаб логарифмический. Для островков с площадью менее $e\alpha_0 \times e\alpha_0$, *s* равно *t*, то есть островок остается квадратным. Рисунок взят из работы [51].

которого более устойчивой является форма островка с квадратным основанием (s = t), а при больших размерах меньшей энергией обладает островок с прямоугольным основанием (t > s). По мере роста островка отношение $\frac{t}{s}$ возрастает (рис. 1.9 б).

Приведенная модель хорошо согласуется с экспериментальными данными, взятыми из работы [14] и представленными на рисунке 1.10. Сплошной линией на рисунке 1.10 показано распределение островков по размерам, рассчитанное на основе модели [51], а символами – реальные размеры, полученные из АСМ данных.

Еще одна возможная причина формирования пирамидальных островков с прямоугольным основанием рассмотрена в работе [26]. В этой работе учитывалось взаимодействие между соседними атомными слоями на гранях hut островков. В рамках данной модели было получено, что при низких температурах роста существует



Рис. 1.10. Ширина и длина островка в зависимости от площади островка. Символами обозначены размеры hut островков из экспериментальных данных, сплошной линией – рассчитанные, исходя из модели (из работы [14]).

зависимость энергии формирования нового атомного слоя на гранях островка от размера (площади) грани. Энергия формирования нового атомного слоя уменьшается с

уменьшением площади боковой грани. Таким образом, боковые грани hut островок малой площади будут расти быстрее, по сравнению с боковыми гранями большой площади, и, следовательно, hut островки будут расти с увеличением отношения длины к ширине.

При наличии моделей, объясняющих трансформацию pyramid островков в куполообразные dome островки и в островки типа hut, к моменту начала работ над диссертацией не существовало адекватных физических моделей, которые бы объясняли смену типа островков доминирующих на поверхности при изменении температуры роста (доминирование на поверхности при высоких температурах роста – dome островков, а при низких – hut).

1.3. Оптические свойства структур с Ge(Si)/Si(001) островками.

Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные данные указывают на Ge(Si)/Si(001)потенциальную возможность создания на основе структур с самоформирующимися островками оптоэлектронных приборов, интегрированных с современной кремниевой технологией. Исследования физических свойств структур с Ge(Si) самоформирующимися островками показали, что наличие островков в структуре приводит к появлению в спектрах фото и электролюминесценции сигнала в области длин волн 1.3 – 1.55 мкм [3–5]. Также в структурах с Ge(Si) островками в этой области длин волн был обнаружен сигнал фотопроводимости [57–59]. Данная область длин волн является важной для телекоммуникации и передачи информации по оптоволоконным линиям связи, так как является областью минимальных оптических потерь и минимальной дисперсии в кварцевом оптоволокне.

Было показано, что сигнал фотолюминесценции от Ge(Si) островков обладает рядом преимуществ по сравнению с сигналом фотолюминесценции от GeSi квантовых ям. Известно [60], что для SiGe слоев с содержанием Ge более 30 % гетерограница между Si матрицей и SiGe является гетерограницей II-типа, при чем яма для электронов реализуется в слоях с большей концентрацией Ge (рис. 1.11). Из-за ограничений, накладываемых критической толщиной псевдоэпитаксиального роста, в образцах с GeSi квантовыми ямами не удается достигнуть практически важной области длин волн 1.55 мкм [61, 62]. Это связано с малой критической толщиной псевдоэпитаксиального планарного роста GeSi слоев с большим содержанием Ge. В тонких напряженных GeSi слоях из-за эффектов размерного квантования энергетический уровень дырок в SiGe слое находится далеко от потолка валентной зоны слоя, вблизи края валентной зоны Si. Вследствие этого наблюдаемый сигнал люминесценции в структурах с напряженными SiGe слоями лежит в области длин волн > 1.55 мкм, в области энергий немного меньших энергии оптических

переходов в Si. В тоже время было показано [3-5, 61], что в структурах с Ge(Si) самоформирующимися островками сигнал электро- и фотолюминесценции наблюдается в области длин волн 1.3 – 2 мкм. Смещение сигнала люминесценции в структурах с островками связано с тем фактом, что, из-за частичной релаксации упругих напряжений, островки имеют высоту большую, чем критическая толщина псевдоэпитаксиального планарного роста [20]. Из-за большего размера островков в направлении роста по сравнению с напряженными SiGe квантовыми ямами и связанного с этим уменьшением влияния эффектов размерного квантования на положение энергетического уровня носителей заряда в островках, энергетический уровень дырок в островках смещен к потолку валентной зоны (рис. 1.11), что и приводит к уменьшению энергии (увеличению длины волны) оптического перехода, связанного с излучательной рекомбинацией дырок в островках и электронов в Si [60, 63]. Согласно экспериментальным данным и расчетам зонной диаграммы глубина потенциальной ямы для дырок в островках в зависимости от условий роста составляет 200-400 мэВ [7], что значительно больше значений, характерных для SiGe квантовых ям. Усиление локализации дырок в островках приводит к росту температуры гашения сигнала люминесценции от островков [64]. В результате этого в структурах с GeSi наноостровками сигнал фото и электролюминесценция в области длин волн 1.3 – 1.55 мкм наблюдался до комнатной температуры [3, 65, 66].



Рис. 1.11. Схематичное представление зонной диаграммы структуры с GeSi/Si(001) самоформирующимися островками. hh – энергетический уровень тяжелых дырок в островке, е – энергетический уровень электронов на гетерогранице кремний – островок. Стрелкой показана непрямая в пространстве излучательная рекомбинация носителей заряда.

Вышеперечисленные сведения относятся к массивам островков куполообразной формы – dome островкам. Как уже было показано в предыдущем параграфе, при низкой температуре на Si(001) формируются hut островки, которые имеют очень малую высоту (≤ 2 нм). Для массивов таких островков в матрице Si также были представлены данные по

исследованию их электрооптических свойств. Было продемонстрировано, что hut островки проявляют электронные свойства, характерные для квантовых точек [56]. На структурах с такими островками при низких температурах наблюдались осцилляции туннельной [67] и прыжковой проводимости [68], с помощью туннельной ёмкостной спектроскопии было обнаружено наличие дискретного спектра состояний в квантовых точках [69]. В литературе приводятся данные по наличию сигнала ФЛ от hut островков [70, 71], зависящего от температуры их формирования (рис. 1.12) [53]. Было обнаружено, что при уменьшении температуры формирования hut островков положение пика ФЛ от них смещается в область меньших энергий (рис. 1.12), что было связано с уменьшением диффузии Si в островки при уменьшении температуры заращивания hut островков на их оптические свойства [72]. Также было обнаружено существование сигнала ФЛ от hut островков при энергиях меньше ширины запрещенной зоны Ge [72].

Анализ имеющихся литературных данных показал, что к моменту начала работ над диссертацией достаточно хорошо были исследованы люминесцентные свойства структур



Рис. 1.12. Спектры ФЛ структур с Ge(Si) hut островками, сформированными при различных температурах (температуры формирования показаны на рисунке). Спектры ФЛ записаны при 8 К. Данные из работы [53].

с dome Ge(Si)/Si(001) островками и в меньшей мере были исследованы люминесцентные свойства структур с hut островками. Однако к моменту начала работ над диссертацией не

существовало работ, в которых были выявлены особенности люминесценции островков различной формы.

Одним из препятствий для эффективной излучательной рекомбинации носителей заряда в структурах с Ge(Si) самоформирующимися островками является проблема слабой пространственной локализации электронов в структурах с островками [73]. В структурах с Ge(Si) самоформирующимися островками, выращенными на Si подложках, яма для электронов сформирована лишь полями упругих напряжений от Ge(Si) островков и кулоновским потенциалом дырок, локализованных в островках (рис. 1.11). Согласно расчетам в однослойных структурах глубина этой ямы не превышает величины 50 мэВ [7]. Одним из направлений данной диссертационной работы является решение проблемы слабой локализации электронов вблизи с островками, и, соответственно, увеличение интенсивности сигнала ФЛ от структур с Ge(Si) самоформирующимися островками.

1.4. Ge/Si гетероструктуры на релаксированных SiGe буферных слоях.

В настоящее время одним из направлений дальнейшего развития кремниевой микроэлектроники является использование Ge/Si гетероструктур для улучшения параметров уже существующих электронных приборов И создания новых оптоэлектронных приборов [74]. За счет применения напряженных GeSi слоев в качестве базы биполярного транзистора удалось значительно повысить его быстродействие и наладить коммерческое производство интегральных схем на основе кремния с рабочей частотой выше 100 ГГц [75]. В последнее время значительные успехи в увеличении быстродействия полевых транзисторов достигнуты за счет использования в качестве «искусственных подложек» релаксированных $Si_{1-x}Ge_x$ буферных слоев, сформированных на Si(001) подложках. Рост напряженных Si и Ge слоев на релаксированных Si₁₋ _xGe_x/Si(001) буферных слоях позволяет увеличить быстродействие полевых транзисторов как с *n*-каналом, так и с *p*-каналом [8]. С использованием релаксированных Si₁₋ _xGe_x/Si(001) буферных слоев в качестве подложек для роста GeSi/Si сверхрешеток связываются надежды на создание каскадных лазеров терагерцового диапазона [76].

Для создания SiGe «искусственной подложки» необходимо сформировать на подложках Si(001) полностью релаксированный SiGe буферный слой с параметром кристаллической решетки, отличающимся от исходного параметра Si(001) подложки. Такие «искусственные подложки» должны иметь совершенную кристаллическую структуру и низкую шероховатость поверхности, т.е. отличаться от исходной высококачественной подложки Si лишь по параметру кристаллической решетки. Одним из

критериев оценки кристаллического совершенства полученных «искусственной подложки» GeSi/Si(001) является плотность прорастающих дислокаций в них.

Si и Ge, как было показано ранее, имеют достаточно сильное отличие по параметрам кристаллических решеток. Физический механизм, лежащий в основе эпитаксиального перехода от одного материала к другому (отличному по параметру кристаллической решетки), использующий в современных методах – это релаксация упругих напряжений в тонком слое нового материала путем введения дислокаций несоответствия (ДН). Однако введение ДН неизбежно приводит к появлению прорастающих дислокаций – сегментов дислокационной поверхность петли, выходящих на эпитаксиального слоя. Дислокационная структура релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоев достаточно исследовалась последнее время. подробно В Применялись различные методы эпитаксиального формирования SiGe релаксированных буферных слоев [77–87].

Удовлетворяющие предъявляемым требованиям результаты можно получить при формировании релаксированных SiGe буферных слоев с градиентным буферным слоем. Из-за использования малого градиента состава (~ 10 % Ge/мкм) величина упругих деформаций между соседними эпитаксиальными слоями в структуре мала. Однако, так как градиент доли Ge относительно мал, то это приводит к необходимости формирования достаточно толстых релаксированных буферных слоев, и методы, в которых можно реализовать лишь небольшие скорости роста, оказываются неприемлемыми. Характерным методом формирования толстых релаксированных SiGe буферных слоев является метод эпитаксии из газовой фазы. Данный метод характеризуется как высокими скоростями роста при высоких температурах, так и практически неограниченным количеством материала, который можно осадить.

Известно, что при росте градиентных SiGe/Si(001) релаксированных буферных слоев на их поверхности развивается т.н. «cross-hatch» картина неровностей, образованная сеткой дислокаций несоответствия и составленная из параллельных направлениям <110> и < $\overline{110}$ > канавок [85]. Дислокации с векторами Бюргерса 1/2<110>, 1/2< $\overline{110}$ > и <100>, лежащими в плоскости роста, образуются на границе SiGe слоёв с различным содержанием Ge и приводят к релаксации упругих напряжений, вызванных разницей их параметров решёток [88]. Поля упругих напряжений от этих дислокаций несоответствия распространяются до поверхности структуры, что приводит к неоднородному распределению химического потенциала по поверхности растущей структуры. Это распределение химического потенциала повторяет заращенную сетку дислокаций и вызывает наблюдаемую на поверхности релаксированного SiGe слоя «cross-hatch» картину с канавками, вытянутыми вдоль направлений <110> и < $\overline{110}$ >. Данная картина

морфологии поверхности обладает достаточно большой амплитудой неровностей (увеличивающейся при увеличении содержания Ge) и, соответственно, большой шероховатостью поверхности.

Для уменьшения шероховатости поверхности SiGe буферного слоя в последнее время предложено использовать химико-механического полирование (ХМП) поверхности выращенных буферных слоев [89]. Данный метод позволяет полностью убрать с поверхности SiGe буферных слоев «cross-hatch» картину неровностей. Необходимо отметить, что после того, как структура подвергается ХМП, необходимо контролировать толщину удаляемого слоя, а также изначально создавать достаточно толстый верхний слой SiGe буферного слоя с постоянным содержанием Ge. Также необходимо контролировать очистку структуры после ХМП [89], чтобы убрать с нее все частицы абразивного порошка, используемого в данном методе.

Релаксированные SiGe буферные слои могут быть использованы для решения проблемы получения Si/Ge гетероструктур, в которых электроны и дырки локализованы в одной точке пространства. На рисунке 1.13 представлены результаты расчетов для недеформированных Ge и Si (рис. 1.13 а), для сжатой в плоскости и вытянутой в направлении роста пленки Ge на подложке Si(001) (рис. 1.13 б) и для растянутой в плоскости и сжатой в направлении роста пленки Si на подложке Ge(001) (рис. 1.13 в) [90]. Как видно из представленных на рисунке расчетов расположение энергетических зон для напряженной Si или Ge пленки соответствует гетеропереходу II-типа и выгодно для создания двумерного дырочного газа в напряженной пленке Ge (или GeSi) на подложке Si(001) и двумерного электронного газа в напряженной пленке Si, сформированной на подложке Ge(001) (или на SiGe релаксированном буферном слое). Этот факт затрудняет реализацию в Si/Ge гетероструктурах в одной точке пространства эффективной локализации носителей заряда обоих знаков. Ранее для решения этой проблемы был предложен вариант структуры, в которой чередующие напряженные Si и $Si_{1-v}Ge_v$ слои были выращены на релаксированном $Si_{1-x}Ge_x$ (x < y) слое [91], что позволило обеспечить эффективную локализацию носителей зарядов обоих знаков (2Δ -электронов в напряженном слое Si и дырок в напряженном $Si_{1-v}Ge_v$ слое) в малой области пространства. Для структур данного типа наблюдалось существенное увеличение интенсивности бесфононного пика фотолюминесценции (ФЛ) [91]. Однако в структурах с квантовыми ямами возможна лишь двумерная локализация носителей заряда и, как следствие, присутствие большой вероятности рекомбинации носителей заряда на дефектах кристаллической решетки (дислокациях). Также, из-за рассогласования кристаллических решеток используемых материалов невозможно достичь толщин напряженных слоев, необходимых для отсутствия квантово-размерных эффектов, которые препятствуют достаточной локализации носителей заряда в слоях.



Рис. 1.13. Зонная диаграмма гетероперехода Ge/Si (из работы [УФН_171_689]): (а) без учета упругих деформаций и дипольных эффектов; (б) для пленки Ge на подложке Si(001); (в) для пленки Si на подложке Ge(001).

Одним из направлений исследований, приводимых в настоящей работе, явилось встраивание Ge(Si) самоформирующихся островков в напряженный Si слой, который может быть сформирован на релаксированном SiGe/Si(001) буферном слое. При реализации данной идеи возможна трехмерная пространственная локализация носителей заряда одного знака – дырок в Ge(Si) островках, и двумерная локализация электронов в

напряженных Si слоях на гетерогранице с островком. Данная реализация может позволить как разрешить проблему слабой пространственной локализации электронов вблизи с Ge(Si) островками (описанную в параграфе 1.3), так и сформировать гетероструктуры, в которых присутствует трехмерная локализация носителей заряда, решив при этом проблему безызлучательной рекомбинации носителей заряда на дефектах кристаллической решетки.
Глава 2. Влияние температуры и скорости осаждения Ge на рост и фотолюминесценцию Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков.

2.1. Введение.

В гетеросистеме Ge/Si (как было описано в Главе 1) наблюдаются 3 основных типа островков: pyramid, dome и hut островки (см. рис. 1.6 в Главе 1). Для каждого из приведенных типов островков существует определенный набор характеристик: форма, характерные для выделенных условий роста размеры и компонентный состав. К моменту начала работ над диссертацией в литературе было достаточно хорошо исследован рост и ФЛ структур с dome и pyramid островками, выращенными при температурах роста ≥ 600 °C [5, 43, 44, 46, 92, 93]. В тоже время рост и фотолюминесценция hut островков, сформированных при низких температурах, были исследованы недостаточно. Так же не были выявлены особенности ФЛ островков различной формы.

Ранее проведенные исследования показали [4, 5], что образование островков при температурах осаждения Ge $T_g \ge 600$ °C начинается при эквивалентном количестве осаждаемого Ge равного $d_{\rm Ge} \approx 4-5$ монослоям (МС) (1 МС ≈ 0.14 нм). Первоначально на поверхности структур образуются пирамидальные ("pyramid") островки, имеющие квадратную форму в плоскости основания и малый угол наклона граней (рис. 1.6 в Главе 1). При увеличении количества осажденного Ge происходит рост объема "pyramid" островков с сохранением их формы. При достижении некоторого критического объема [48, 50] "ругатіd" островки трансформируются в куполообразные островки ("dome"), имеющие больший по сравнению с пирамидальными островками угол между основанием и боковыми гранями (рис. 1.6 г в Главе 1). При температурах роста $T_g \ge 600 \text{ °C}$ куполообразные островки появляются на поверхности при эквивалентной толщине осажденного Ge $d_{Ge} = 5 - 6$ MC, а при $d_{Ge} = 7 - 8$ MC они становятся доминирующим типом островков на поверхности [43, 46]. В интервале температур роста $T_g = 600 - 700$ °C были получены структуры с dome островками, имеющими малый (~10%) разброс по размерам [52]. На сегодняшний день существует (как было описано в Главе 1) адекватная физическая модель перехода "pyramid" островков в островки типа "dome" [48, 50].

Из ранее выполненных различными методами исследований Ge(Si) наноостровков, сформированных при различных температурах осаждения Ge, было известно [46, 92, 94],

при $T_{a} \ge 600$ °C в наноостровках происходит образование GeSi что сплава осаждения германия. Согласно непосредственно В процессе полученным экспериментальным данным среднее содержание Ge в незарощенных куполообразных островках (x) увеличивается при понижении температуры роста с x = 40 % - 45 % для структур, выращенных при $T_g = 750$ °C, до x = 70 % - 75 % для $T_g = 600$ °C [92, 95]. Образование GeSi раствора в островках связано с диффузией Si, ускоренной неоднородными полями упругих напряжений от островков [94]. Величина остаточных упругих напряжений (RES) в куполообразных островков без покровного слоя Si, определенная из рентгеновских исследований, лежит в диапазоне $RES = 50 \% \pm 10 \%$ и не зависит от температуры роста [92] Отсутствие зависимости RES от T_{g} связано с тем, что форма куполообразных островков (отношение высоты к латеральному размеру), которая во много определяет степень релаксации упругих напряжений в них, не зависит от температуры осаждения Ge.

Согласно ранее выполненным ACM исследованиям размер куполообразных островков в плоскости роста уменьшался с 200 - 250 нм до 60 - 80 нм, а высота с 30 - 35 нм до 10 - 12 нм при понижении T_g с 750 °C до 600 °C [46, 94]. Уменьшение размеров dome островков при понижении температуры роста (в данном интервале температур) связывается с уменьшением критического объема "pyramid" островков, необходимого для их перехода в "dome" островки (см. параграф 1.2 в Главе 1). Необходимо отметить, что dome островки, выращенные при 600 °C, имеют достаточно большие размеры (являются наноостровками), и эффекты размерного квантования в них достаточно слабы.

Было обнаружено, что интенсивность сигнала ФЛ при комнатной температуре выше для структур с Ge(Si) островками, в которых островки были сформированы или заращивались [96] при более низких температурах. Например, было экспериментально показано [92], что для многослойных структур с Ge(Si) островками, сформированными при $T_g = 600$ °C, интенсивность сигнала ФЛ при комнатной температуре на порядок выше интенсивности сигнала ФЛ от структур с островками, сформированными при $T_g = 700$ °C. Увеличение интенсивности сигнала ФЛ при понижении температуры формирования островков связывается с несколькими факторами. Во-первых, увеличение содержания Ge в островках при понижении температуры их формирования вызывает рост разрыва валентных зон Ge(Si) островка и окружающей его матрицы кремния (рис. 1.11 в Главе 1), что приводит к увеличению глубины потенциальной ямы для дырок в Ge(Si) островках. Во-вторых, рост содержания Ge в островках при понижении температуры роста обуславливает большую величину упругих напряжений в структурах с зарощенными Ge(Si) островками. Теоретические расчеты зонной диаграммы структур с островками показывают [7, 60, 63], что именно величиной упругих напряжений определяется глубина потенциальной яма для электронов в Si на гетерогранице II рода с островком (рис. 1.11 в Главе 1). Таким образом, увеличение содержания Ge в островках при понижении температуры их формирования приводит к лучшей локализации носителей заряда обоих знаков. Известно также [45, 53, 54, 92, 95], что при уменьшении температуры роста Ge(Si) островков на Si(001) подложках уменьшаются размеры островков и увеличивается их поверхностная плотность, т.е. в структурах с островками, сформированными при меньших температурах, имеется значительно большее количество центров излучательной рекомбинации носителей заряда. Этот факт также должен приводить к увеличению интенсивности сигнала ФЛ от структур с Ge(Si) островками при понижении температуры их формирования. Вышеизложенные данные касались структур, выращенных при температурах роста $T_g \ge 600$ °C, на поверхности которых доминируют островки одного типа – куполообразные dome островки [42–44].

Таким образом, к моменту начала работы над диссертацией существовало достаточно большое количество данных по росту и ФЛ Ge(Si)/Si(001) структур с самоформирующимися островками, выращенными при высоких температурах (≥ 600 °C). В тоже время имелись лишь единичные работы по исследованию ФЛ спектров Ge(Si)/Si(001) структур с самоформирующимися островками, выращенными при температурах $T_g < 600$ °C, когда на поверхности доминируют hut островки. В литературе не обсуждались особенности люминесценции островков, сформированных при низких и высоких температурах.

Исходя из вышеприведенных данных, в рамках данной Главы ставилась задача исследования роста и фотолюминесценции hut островков, полученных при температурах осаждения Ge ниже 600 °C с целью установления возможности увеличения сигнала ФЛ от островков при комнатной температуре и получения структур с высокой поверхностной плотностью островков. Еще одной задачей являлось исследование особенностей ФЛ Ge(Si) самоформирующихся островков различной формы: dome островков, сформированных при высоких температурах роста и hut островков – квантовых точек, сформированных при низких температурах.

2.2. Методика эксперимента.

2.2.1. Общее описание установки молекулярно-пучковой эпитаксии Ge/Si гетероструктур "BALZERS" UMS 500P.

Исследуемые SiGe структуры с самоформирующимися островками и квантовыми ямами были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) из твердых источников на высоковакуумной установке "BALZERS" UMS 500P, модернизированной для роста Ge/Si гетероструктур.

Рост структур на основе Ge/Si методом МПЭ имеет ряд особенностей, связанных с получением стабильных потоков испаряемых элементов и с точным контролем этих потоков, с относительно высокой температурой очистки Si(001) подложек и испарения основных элементов (Ge и Si). Для получения SiGe структур высокого качества, имеющих в спектрах люминесценции линии, связанные с излучательной рекомбинацией носителей заряда в слоях SiGe, необходима так же низкая концентрация в выращенных структурах дефектов кристаллической решетки и центров безизлучательной рекомбинации. Эти особенности накладывают определенные требования на конструкцию отдельных элементов и в целом установок для молекулярно-пучковой эпитаксии. С учетом выше перечисленных особенностей МПЭ SiGe гетероструктур в ИФМ РАН была модернизирована высоковакуумная установка "BALZERS" UMS 500P. Схематично модернизированная установка изображена на рисунке 2.1. Установка состоит из трех вакуумных камер (камеры роста, камеры подготовки и шлюзовой камеры) и транспортной системы подложек между камерами. Система откачки камеры роста включает в себя форвакуумный механический насос, турбомолекулярный и титановый сублимационный насосы; камеры подготовки – форвакуумный механический и турбомолекулярный насосы. Шлюзовая камера откачивается форвакуумным механическим насосом камеры подготовки. В камере роста установлен пневматический высоковакуумный клапан, который автоматически отсекает объем сублимационного насоса от ростовой камеры в случае развакуумирования установки. Турбомолекулярные насосы в камерах роста и подготовки также отделены от своих камер высоковакуумными затворами. Камеры роста и подготовки оборудованы системой нагревательных элементов и системой управления их нагревом, позволяющих проводить обезгаживание камеры роста до температуры 200 °C, а подготовки – до 100 °C. Камеры роста и подготовки имеют водяное охлаждение наружных стенок камер. Титановый сублимационный насос имеет дополнительную криопанель, которая может охлаждаться как водой, так И жидким азотом. Дополнительные криопанели установлены вокруг печи нагрева подложек и вдоль стенок камеры роста выше уровня электронно-лучевых испарителей (ЭЛИ) (криопанели не показаны на рис. 2.1). При росте структур все криопанели, кроме криопанели титанового сублимационного насоса, охлаждались водой. Криопанель сублимационного насоса охлаждалась жидким азотом. Остаточное давление в камере роста составляло $< 2 \times 10^{-10}$ mbar.



Рис. 2.1. Модернизированная установка "BALZERS" UMS 500Р для МЛЭ SiGe гетероструктур. 1 – турбомолекулярный насос камеры роста, 2 – титановый сублимационный насос, 3 – турбомолекулярный насос камеры подготовки, 4 – транспортная система подложек, 5 – высоковакуумный затвор, 6 – печь нагрева образцов, 7 – обойма для подложек, 8 – квадрупольный масс-спектрометр, 9 – общая заслонка, 10 – индивидуальные заслонки ЭЛИ, 11 – ЭЛИ для Si и Ge, 12 – шибер, отсекающий турбомолекулярный насос от камеры роста.

Нагрев подложки в установке МПЭ осуществляется за счет радиационного излучения от печи, нагревательным элементом которой служит резистивно разогреваемый танталовый меандр. Между нагревательным элементом и подложкой располагается пластина из пиролитического нитрида бора. Эта пластина служила одновременно рассеивателем радиационного излучения для равномерного нагрева подложек и защитой нагревательного элемента от осаждаемого материала. Максимальная температура нагрева подложек составляет ~ 900 °C.

Контроль за температурой подложки в диапазоне температур 600 °C ÷ 900 °C осуществлялся при помощи радиационного инфракрасного пирометра "Кельвин", а в области 800 °C – 900 °C температура подложки дополнительно контролировалась оптическим пирометром сравнения «Проминь». Для определения температур в области ниже 600 °C использовалась следующая методика: в диапазоне температур 600 °C – 900 °С снималась зависимость показаний пирометра от электрической мощности, подаваемой на печь нагрева образцов (при этом в интервале температур 800 °C – 900 °C производился контроль температуры также при помощи оптического пирометра «Проминь»). Как было указано выше, нагрев подложки осуществляется за счет радиационного излучения от резистивно разогреваемого танталового меандра печи (поз. 6 на рис. 2.1), расположенного на расстоянии менее 1 см над подложкой. Таким образом, можно считать, что нагрев подложки в основном происходит за счет радиационного излучения (так как рост происходит в высоком вакууме) и, следовательно, можно использовать следующую связь температуры подложки с мощностью, подаваемой на печь: $N = U \cdot I = \alpha T^4$ [97]. Данная зависимость использовалась для аппроксимации экспериментально измеренной зависимости N(T). График температурной градуировки для Si (001) подложки приведен на рисунке 2.2. Можно отметить хорошее совпадение показаний оптического и радиационного пирометров в диапазоне 800 – 900 °C (показания не расходились более чем на 10 °C). Как видно из рисунка 2.2, для температур > 600 °C экспериментальная зависимость N(T) хорошо описывается кривой $N \sim T^4$. Отклонения от теоретической зависимости начинаются для T < 600 °C, где показания радиационного пирометра оказываются выше значений температур, определенных из теоретической кривой. Данное расхождение связано с тем, что нижняя граница рабочего диапазона используемого пирометра «Кельвин» составляет как раз 600 °С.

Таким образом, температура подложки контролировалась в процессе роста при помощи радиационного пирометра для $T \ge 600$ °C, а при температурах, меньших 600 °C

42

температурный контроль осуществлялся путем подвода соответствующей мощности к печи нагрева подложки.



Рис. 2.2. График температурной градуировки подложки. Приведены экспериментальная и теоретическая ($N = U \cdot I = \alpha T^4$) зависимости температуры подложки от мощности,

Для испарения Si и Ge камера роста установки МПЭ оборудована двумя электроннолучевыми испарителями (ЭЛИ) с поворотом электронного луча на 270° И электромагнитным управлением его положения. Каждый ЭЛИ имеет медный охлаждаемый тигельный блок с двумя тиглями. Перемещение луча из одного тигля в другой осуществляется за счет изменения тока через магнитную катушку. Имеется возможность продольного сканирования электронного луча в пределах одного тигля за счет подачи на магнитную отклоняющую систему переменного тока частотой 1 – 10 Гц. Поперечное сканирование луча в тигле происходит за счет изменения поперечного потенциала на аноде при пропускании через него переменного тока частотой 50 Гц. Первичный электронный пучок имеет энергию 10 кэВ. Внутренний объем каждого тигля ЭЛИ равен 7.5 см³. Для уменьшения рабочего давления и загрязнений, связанных с выбиванием вторичными электронами атомов с поверхности медных частей тигельного блока, вокруг тиглей были установлены кремниевые пластины. Для пополнения материала в тиглях в камеру роста было установлено устройство дозагрузки (не показано на рис. 2.1).

Для испарения Si использовался монокристаллический кремний, а в качестве источника Ge использовался монокристаллический германий. Оба материала были легированы бором до концентрации ~ 10¹⁵ см⁻³.

Контроль испаряемых потоков Ge и Si, а также анализ остаточных газов осуществлялся с помощью квадрупольного масс-спектрометра QMG 420. Массспектрометр установлен в камере роста на одном уровне с подложкой (рис. 2.1). Общая заслонка и индивидуальные заслонки ЭЛИ установлены таким образом, чтобы в открытом и закрытом положениях не перекрывать потоки Ge и Si на масс-спектрометр. Такое расположение заслонок позволяет устанавливать необходимые потоки испаряемых материалов до начала роста, контролировать и менять их в процессе осаждения. Для контроля потока кремния использовался пик, соответствующий однократно ионизированному изотопу ²⁸Si, а для германия – пик, соответствующий однократно ионизированному изотопу ⁷⁴Ge. Количественная связь между показаниями массспектрометра и реальной скоростью осаждения Ge и Si была выполнена за счет роста тестовых структур и исследования их методами рентгеноструктурного анализа и атомносиловой микроскопии. Выполненная калибровка позволила контролировать скорости осаждения Ge и Si с погрешностью < 10 %.

Для возможности реализации на данной установке легирования структур были установлены две эффузионные ячейки (не показаны на рис. 2.1). Для легирования структур донорной примесью использовалось испарение сурьмы (Sb), а для акцепторной бора (B). Контроль испаряемых потоков Sb и B осуществлялся за счет роста тестовых структур и контроля температуры ячеек.

Данные о скоростях испарения с масс-спектрометра и положении заслонок ЭЛИ поступают в компьютер, что позволяет с помощью дополнительно написанной н.с. ИФМ РАН Антоновым А.В. и с.н.с. ИФМ РАН Новиковым А.В. программы в реальном времени контролировать рост структур. Программа позволяет в режиме реального времени контролировать скорости осаждения Si и Ge, толщину и состав осаждаемых слоёв, а также температуру подложки, давление в камере роста и положение заслонок.

2.2.2. Методы подготовки подложек.

Исследованные образцы были выращены на подложках Si (001) р-типа с концентрацией легирующей примеси (бора) $0.8 - 2.5 \times 10^{15}$ см⁻³ и с отклонением нормали

к поверхности подложки от кристаллографического направления [001] меньше 0.5°. Для химической подготовки подложек использовался метод, предложенный в работе [98]. Данный метод основан на пассивации поверхности Si подложек окисным слоем толщиной ~1 нм. Начальная стадия обезжиривания проводилась выдержкой подложек в парах толуола. Далее обработка подложек проводилась кипячением в растворе азотной кислоты HNO₃ (60% раствор) и стравливанием образовавшегося на поверхности окисла окунанием подложек в раствор плавиковой кислоты HF (2% водный раствор). Эта стадия обработки повторялась от 3 до 5 раз. Дальнейшая очистка подложек проводилась кипячением их в растворе NH₄OH:H₂O₂:H₂O (1:1:3) с последующим удалением образовавшегося окисла в растворе плавиковой кислоты HF. Заключительная стадия подготовки подложек заключалась В формировании тонкого окисного слоя кипячением в растворе HCl:H₂O₂:H₂O (1:1:3). После промывки в деионизованной воде и сушки на центрифуге, подложки за время менее 10 минут загружались в шлюзовую камеру МПЭ установки. В результате описанной химической подготовки на поверхности подложек образуется тонкий, толщиной < 0.2 нм, окисел Si. После загрузки в камеру роста подложка прогревалась при T = 300 °C - 400 °C в течение 30 минут. Дальнейшая очистка подложек происходила при T = 820 °C - 850 °C в слабом потоке Si (~ 0.01 нм/с). При данной температуре за счет потока Si из ЭЛИ и диффузии Si из подложки на поверхности подложки протекает реакция разложения диоксида кремния в летучий при T > 800 °C монооксид кремния [98]:

$$Si + SiO_2 = 2SiO^{\uparrow}$$

Преимущество данного метода очистки заключается в том, что рост буферного слоя Si автоматически начинается сразу же после очистки поверхности подложки от окисла. После очистки подложки скорость осаждения Si увеличивалась до скорости, необходимой для роста Si буферного слоя, а температура подложки понижалась до требуемой температуры.

2.2.3. Атомно-силовая микроскопия структур.

Исследования морфологии поверхности подложек и выращенных структур были выполнены с помощью атомно-силовой микроскопии (ACM). АСМ использовалась для исследования размеров, формы и поверхностной плотности самоформирующихся наноостровков, а также для определения шероховатости поверхности подложек и буферных слоев Si. ACM измерения проводились *ex situ* на воздухе, в полуконтактном режиме на микроскопах «Solver P4» (к.ф.-м.н. Н.В.Востоковым), «Solver P47» и «Solver PRO» в Институте физики микроструктур PAH. При исследованиях на ACM «Solver P4», «Solver P47» образцы ориентировались таким образом, чтобы горизонтальная сторона снимков совпадала с кристаллографическим направлением [110] подложки.

С целью получения из АСМ снимков количественной информации о параметрах островков использовалась компьютерная программа обработки АСМ снимков, написанная к.ф.-м.н. А.В.Новиковым и к.ф.-м.н. Д.Н.Лобановым. Данная программа позволяла выделить на АСМ снимках отдельные островки и определить такие параметры островков как латеральные размеры островка в двух перпендикулярных направлениях, его высоту, объем и площадь основания островка. Кроме этих параметров вычислялась относительная площадь, занятая островками, и их поверхностная плотность.

2.2.4. Рентгенодифракционный анализ.

Рентгенодифракционные (РД) исследования GeSi гетероструктур выполнены в ИФМ РАН к.ф.-м.н. Ю.Н.Дроздовым на дифрактометре ДРОН-4.

Для оценки значений среднего состава и упругих напряжений в островках использовалась модель упругонапряженного двумерного слоя. В рамках этой модели островки анализировались как двумерный слой, имеющий равные параметры решетки в плоскости роста в направлениях [100] и [010] и испытывающий в результате упругих напряжений тетрагональное искажение решетки в направлении [001] [99–101]. Необходимо отметить, что данное приближение не учитывает как неоднородное распределение упругих напряжений и состава в отдельном островке, так и разброс этих параметров в отдельных островках и позволяет оценить только среднее значение состава и упругих напряжений для ансамбля островков.

Для рентгенодифракционных исследований использовались структуры с куполообразными dome островками, имеющими небольшой разброс по размерам (~ 10 %), а, соответственно, усредненные данные, получаемые из РД спектров, будут достаточно справедливы оценки среднего состава островков. Последние работы по расчёту и экспериментальным наблюдениям картины РД от трёхмерных наноостровков показывают, что точность определения состава и остаточных упругих напряжений Ge(Si) островков в приближении упругонапряженного двумерного слоя существенно зависит от отношения высоты и латерального размера островка: ошибка возрастает при уменьшении этого соотношения [102]. Для островков с отношением высоты островка к его латеральному размеру равному 1:10 (что соответствует пирамидальным островкам с плоскостями типа

{105} в качестве боковых граней) ошибка в определении содержания Ge в незарощенных островках при использовании приближения упруго напряженного слоя составляет всего 2 %, а для зарощенных островках ~ 5 % [102]. По данным ACM снимков максимальное соотношение высоты и латерального размера для наблюдаемых на наших структурах незарощенных островков куполообразной формы составляет 1:5 (с учётом конечного размера иглы атомно-силового микроскопа). Такое соотношение может приводить к ошибке ~ 10 % при определении состава незарощенных куполообразных островков. Известно [96, 102, 103], что при заращивании при высоких температурах куполообразные островки меняют свою форму – уменьшается высота островков, и увеличивается отношение латерального размера к высоте, и, следовательно, уменьшается ошибка в определении состава островков с покровным слоем.

2.2.5. Фотолюминесценция.

Спектры фотолюминесценции от Ge/Si структур были измерены м.н.с. А.Н.Яблонским в Институте физики микроструктур РАН. Спектры ФЛ регистрировались с помощью Фурье-спектрометра "Bomem" DA3-36 с охлаждаемыми Ge и InSb фотоприемниками. При измерении ФЛ образцы погружались или в жидкий гелий (температура измерения 4,2 K), или в жидкий азот (температура измерения 77 K), или оставались на воздухе (температура измерения 300 K). Для возбуждения сигнала ФЛ использовалась линия Ar⁺ лазера с длиной волны $\lambda = 514$ нм, линия YAG лазера с длиной волны 532 нм. Мощность возбуждающего излучения менялась в диапазоне 0.002 – 0.16 Вт/мм².

2.2.6. Просвечивающая электронная микроскопия.

Исследования структур методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) были выполнены к.ф.-м.н. И.П.Сошниковым и к.ф.-м.н. Д.Н.Лобановым.

2.3. Анализ морфологии поверхности структур с Ge(Si)/Si(001)

самоформирующимися островками и квантовыми точками,

выращенных при температурах роста ≤ 600 °C.

В данном параграфе представлены результаты исследований методом атомносиловой микроскопии однослойных SiGe структур с островками, выращенных в диапазоне температур осаждения Ge $T_g = 460$ °C – 600 °C. Исследуемые структуры были выращены на Si (001) подложках методом молекулярно-пучковой эпитаксии из твердых источников. Структуры для исследования морфологии поверхности состояли из буферного слоя Si, выращенного при 700 °C, и слоя Ge с эквивалентной толщиной $d_{Ge} = 7 - 8$ монослоев (ML) (1 ML \approx 0.14 nm), осажденного в интервале температур $T_g = 460$ °C – 600 °C. Типичная скорость осаждения Ge при формировании островков составляла $v_{Ge} = 0.1 - 0.15$ Å/c.

На рисунке 2.3 представлены снимки, полученные при помощи атомно-силового микроскопа, поверхности структур с островками, сформированными при различных температурах. Для структуры, выращенной при $T_g = 600$ °C (рис. 2.3 a) следует отметить наличие двух типов островков – "dome" и "pyramid" – с преобладанием на поверхности "dome" островков, что связано с достаточно большим количеством осажденного Ge (7 MC) [46, 94]. При понижении температуры роста всего на 20 °С происходит значительное изменение морфологии поверхности структур. На рисунке 2.3 б представлен снимок образца, выращенного при $T_g = 580$ °C, на котором можно отметить появление (помимо "dome" и "pyramid") третьего типа островков – "hut" кластеров. При понижении температуры осаждения Ge до $T_g = 550 \,^{\circ}\text{C}$ (рис. 2.3 в) происходит полное исчезновение с поверхности структур "dome" островков. Доминирующим типом островков на поверхности структур, выращенных при этой температуре, становятся островки типа "hut". Стоит отметить, что такое резкое изменение в морфологии структуры происходит в очень небольшом интервале температур роста – 50 °С [А1, А2, А6, А10–А15]. При понижении температуры осаждения Ge происходит лальнейшем vвеличение поверхностной плотности "hut" островков и уменьшение их размеров (рис. 2.3 г и 2.3 д).

Резкое изменение в параметрах островков при понижении температуры особенно хорошо видно на зависимостях высоты и поверхностной плотности островков от температуры осаждения Ge (рис. 2.4). На данных зависимостях помимо результатов анализа ACM снимков для структур, выращенных в диапазоне температур T_g = 460 -600 °С, приведены также данные для структур, температура роста которых лежала в диапазоне T_g = 600 – 750 °C [92]. Проведенный анализ АСМ снимков показал, что суммарная поверхностная плотность островков монотонно увеличивается при понижении температуры роста Ge (рис. 2.4 б), а на зависимости средней высоты



10.8

nm



Рис. 2.3. ACM снимки поверхности структур с GeSi/Si(001) самоформирующимися наноостровками, выращенными при (a) 600 °C, (b) 580 °C, (c) 550 °C, (d) 500 °C, (e) 460 °C. Размеры снимков 500×500 нм².

49

110

(a)



Рис. 2.4. Зависимости (а) средней высоты островков различного типа и (б) их поверхностной плотности от температуры осаждения Ge. Пунктирная линия на рисунках разделяет области существования "hut" и "dome" островков и соответствует $T_g = 580$ °C. островков от T_g наблюдается резкий скачок при переходе T_g значения 580 °C (рис. 2.4 а).

Понижение T_g всего на 50 °C приводит к уменьшению средней высоты островков в 4 – 5 раз (рис. 2.4 а) [A1, A2, A6, A10–A15].

Резкое изменение параметров островков связано с появлением на поверхности так называемых "hut" островков [19]: островков, имеющих прямоугольное основание, вытянутое в направлении <100> или <010> (рис. 2.3 б–д). Островки данного типа появляются при $T_g < 600$ °C [53, 56] (рис. 2.3 б–д), а при $T_g \le 550$ °C и $d_{Ge} = 7 - 8$ MC они становятся основным типом островков, наблюдаемым на поверхности структур (рис. 2.3 в–д). Можно отметить, что появление "hut" островков происходит в том же интервале температур осаждения Ge, что и в опубликованных ранее работах [19, 53, 104]. Данное совпадение связано с использованием схожих параметров роста (метода роста и скорости осаждения Ge).

Как было показано в начале данного параграфа с понижением температуры роста с 750 °С до 600 °С происходит увеличение содержания Ge в островках. Из-за малой высоты "hut" островков их состав не удается определить с помощью используемых в настоящей работе рентгеновской дифракции. Однако методов исследования методом комбинационного рассеяния света структур, подобных структурам, исследованных в данной работе, показали [105], что тенденция к увеличению доли Ge в островках при понижении температуры сохраняется и для диапазона T_g < 600 °C. Данный факт подтверждается экспериментами по селективному травлению Ge(Si)/Si(001) островков, выращенных при различных температурах. Известно [106], что скорость травления SiGe сплава в растворе перекиси водорода немонотонна и значительно возрастает для сплавов с долей Ge ≥ 65 %. На рисунке 2.5 представлены АСМ снимки поверхности структур с Ge(Si) островками, сформированными при температурах 580 °C и 500 °C, подвергнутых травлению в течении 1 минуты в растворе перекиси водорода. Из АСМ снимков видно, что для структуры, сформированной при 500 °С происходит практически полное удаление hut островков с поверхности, в то время как для структуры, выращенной при 580 °C, отчетливо видны следы hut (и dome) островков. Меньшая скорость травления островков, сформированных при более низких температурах, указывает на увеличение содержания Ge в hut островках при уменьшении температуры роста.

При уменьшении T_g с 550 °C до 460 °C высота "hut" островков монотонно уменьшается, а их поверхностная плотность растет (рис. 2.4) [A1, A2, A6, A10–A15]. При $T_g = 460$ °C высота "hut" островков составляет 0.7 – 1 нм, размер в плоскости роста лежит в диапазоне 15 – 30 нм, а поверхностная плотность островков равна $N_s = 2.5 \times 10^{11}$ см⁻² (рис. 2.4 в). Таким образом, можно отметить тот факт, что за счет малых размеров полученные "hut" островки, в отличие от "dome", действительно являются квантовыми точками, ограничение движения носителей заряда в которых осуществляется во всех трех направлениях.



Рис. 2.5. АСМ снимки поверхности структур с Ge(Si) островками, сформированными при (a) 580 °C и (б) 500 °C, подвергнутых травлению в 31%-ом растворе H_2O_2 в течение 1 мин.

Как было показано в Главе 1, на сегодняшний день существуют две теоретические модели, одна из которых описывает переход "ругатіd" островков (при достижении ими критического объема) в "dome" островки [48, 50], а вторая дает представление о причинах возникновения "hut" островков из пирамидальных [51]. Однако отсутствует физическое объяснение причины исчезновения "dome" и появления "hut" островков в узком интервале температур осаждения Ge в районе $T_{g} = 550 - 600$ °C.

Одним из возможных объяснений исчезновения "dome" и появления "hut" островков может являться влияние на форму островков увеличение их поверхностной плотности (N_s) при понижении температуры их формирования. При низких температурах роста уменьшается расстояние между островками и, следовательно, растет упругое взаимодействие соседних островков. В подтверждение этого на рисунке 2.6 приведены зависимости от температуры роста латерального размера (1) "dome" островков и характерного размера, приходящегося на один островок, вычисленного из их поверхностной плотности $(d = \sqrt{1/N_s})$. Как видно из графиков на рисунке 2.6 температурные зависимости латерального размера "dome" островков и размера приходящегося на один островок, вычисленного из их поверхностной плотности $(d = \sqrt{1/N_s})$. Как видно из графиков на рисунке 2.6 температурные зависимости латерального размера "dome" островков и размера приходящегося на один островок, вычисленного из N_s , имеют разный наклон и пересекаются именно в окрестности $T_g = 580$ °C. Можно предположить, что высокая поверхностная плотность островков препятствует достижению "ругаmid" островков их критического объема, необходимого для трансформации их в "dome" островки [48, 50].



Рис. 2.6. Зависимость от температуры осаждения Ge латеральных размеров dome островков, определенных из ACM снимков (l - - - -), и размера, приходящиеся на один островок, вычисленные из их поверхностной плотности (d - - - -). Вертикальными линиями отмечен раброс островков по латеральным размерам.

Ранее было показано [35], что при близком расположении островков относительно друг друга переход из ругатій в dome островки может происходить при объеме, меньше критического для данных условий роста. Упругое взаимодействие между близко расположенными на поверхности структуры островками приводит к уменьшению критического объема. Однако эти эксперименты выполнены при высокой температуре роста [35], когда энергии и диффузионных потоков атомов достаточно для такого перехода. При низких температурах роста, как в нашем случае, описанный в работе [35] переход может быть «подавлен», и имеет место переход ругатіd островков в hut островки.

Еще одной возможной причиной исчезновения "dome" островков и появления "hut" островков при низких T_g может являться термоактивационный характер образования новых граней в dome островках [107]. При низких температурах преодоление энергетического барьера, необходимого для образования новых граней при переходе пирамидальных островков в куполообразные может быть затруднено. В этом случае "hut"

островки являются метастабильными образованиями. Метастабильность (переход "hut" островков в "dome") "hut" островков при отжиге структур, выращенных при $T_g = 550$ °C, была показано в работе [53]. Однако при отжиге структур происходит как изменение поверхностной плотности островков, так и их размеров, что не позволяет исключить влияния упругого взаимодействия между соседними островками на изменение их формы.

Таким образом, проведенные исследования зависимости морфологии поверхности структур с незарощенными Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками от температуры осаждения Ge показали, что при понижении температуры формирования островков в достаточно узком температурном интервале (600 – 550 °C) происходит смена типа островков, доминирующих на поверхности с dome на hut, которая сопровождается резким уменьшением средней высоты островков. Представлены возможные причины данного изменения морфологии поверхности, происходящего при понижении температуры осаждения Ge.

2.4. Фотолюминесценция структур с GeSi/Si(001) самоформирующимися островками, имеющими различную форму.

Ранее проведенные исследования спектров фотолюминесценции структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися наноостровками, выращенными при температуре роста $T_g \ge 600$ °C, показали на существование зависимости положения линии островковой ФЛ от температуры роста [92].

В спектрах ФЛ структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися кроме линий ФЛ в области 1.0 - 1.1 эВ, связанных с излучательной рекомбинацией носителей заряда в Si слоях, наблюдается широкая полоса ФЛ в области 0.6 - 0.9 эВ [4, 46]. Появление данной полосы ФЛ связывается с непрямой в реальном пространстве излучательной рекомбинации дырок, локализованных в островках, и электронов, находящихся в Si на гетерогранице II рода с островком [60, 71, 72]. Схематически данный непрямой в реальном пространстве оптический переход изображен на рисунке 2.7, где показано положение дна зоны проводимости для 2Δ долин и потолка валентной зоны тяжелых дырок в окрестности GeSi островка.



Рис. 2.7. Схематичное изображение зонной диаграммы в структуре с Ge(Si) островками в матрице Si. Двойными стрелками показан непрямой в реальном пространстве оптический переход.

Ранее было выявлено [46, 92], что при понижении температуры роста в интервале температур $T_g = 750 - 600$ °C максимум пика ФЛ от островков смещается в область меньших энергий (см. спектры ФЛ, соответствующие данному температурному интервалу, на рис. 2.8). Данное смещение пика ФЛ от островков вызвано увеличением доли Ge в островках при понижении температуры роста [46, 94]. С ростом доли Ge в островках при понижение разрыва валентных зон на гетерогранице кремний-островок, и, как следствие, уменьшение энергии непрямого оптического перехода в островках (см. рис. 2.7). Необходимо отметить, что доминирующим типом островков в интервале температур $T_g = 750 - 600$ °C являются куполообразные dome островки [46, 92].

Из спектров ФЛ, снятых с помощью Ge детектора (рис. 2.8 а), видно, что низкоэнергетический край сигнала ФЛ от островков, выращенных при $T_g = 600$ °C, определяется границей спектральной характеристики данного детектора. Спектры ФЛ структур, измеренные при 77 К с помощью InSb приемника (рис. 2.8 б), показали, что значительная часть сигнала ФЛ от островков, выращенных при $T_g = 600$ °C, расположена в области энергий значительно меньших ширины запрещенной зоны объемного Ge (E = 0.735 эВ при 77 К). На момент начала работ над диссертацией наблюдения сигнала ФЛ от островков в области энергий значительно меньших ширины запрещенной зоны напряженного SiGe сплава являлось одним из подтверждений модели [60], связывающей пик ФЛ от островков с непрямым в реальном пространстве оптическим переходом. Нужно

отметить, что ранее исследованные dome островки, сформированные при температурах роста $T_g \ge 600$ °C, имели большие размеры (см. рис. 2.4а), и эффекты размерного квантования в них были слабы.

Рассматриваемые в данной работе структуры, предназначенные для исследований спектров ФЛ, состояли из буферного слоя Si, сформированного на подложке Si(001), на котором осаждением Ge слоя эквивалентной толщиной $d_{Ge} = 7 - 8$ MC (также как в структурах для ACM исследований, описанных в параграфе 2.3) формировались островки. Температура роста островков лежала в диапазоне $T_g = 460 - 600$ °C. Отличие структур для ФЛ исследований от структур, используемых в предыдущем параграфе для ACM исследований, состояло в том, что в структурах для ФЛ сформированные Ge(Si) островки дополнительно заращивались покровным слоем Si толщиной около 80 нм. Формирование покровного слоя Si необходимо для устранения эффектов, связанных с поверхностной рекомбинации носителей заряда [108].

Исследования спектров ФЛ GeSi структур, выращенных при низких температурах, показали, что в низкоэнергетической части спектра ФЛ всех исследованных структур наблюдается широкий пик ФЛ (рис. 2.8 – спектры для температур $T_{e} \leq 600$ °C). Как было отмечено выше, данный пик ФЛ связывается с непрямой в реальном пространстве рекомбинации дырок, локализованных в островках, и электронов, оптической находящихся в Si на гетерогранице II-типа с островком [60] (рис. 2.7). В работе [92] было показано, что значительная часть сигнала $\Phi Л$ от островков, выращенных при $T_{o} \leq 650 \,^{\circ}\text{C}$, расположена при энергиях, меньших низкоэнергетической границы рабочего диапазона охлаждаемого Ge детектора. Для того чтобы избежать модификации сигнала ФЛ от островков спектральной характеристикой Ge детектора, в данной работе для регистрации спектров ФЛ использовался как Ge приемник (рис. 2.8а), так и менее чувствительный охлаждаемый InSb детектор, имеющий более длинноволновую границу рабочего диапазона (рис. 2.8б). На рисунке 2.9 приведена зависимость положения максимума пика Φ Л, связанного с островками, от температуры осаждения Ge, полученная из спектров Φ Л, измеренных с помощью InSb детектора.



Рис. 2.8. Спектры ФЛ структур с островками, выращенных при различных температурах осаждения Ge, зарегистрированные с помощью Ge (a) и InSb (b) приемников. Верхние кривые на рисунках соответствуют спектральным характеристиками приемников. WL – линии ФЛ от смачивающего слоя. Узкие линии с энергией 1.03 и 1.06 эВ связаны с оптической рекомбинацией в Si слоях. Спектры ФЛ записаны при 4 К. Мощность возбуждающего излучения составляла 50 Вт/см².

Как видно из рисунков 2.8 б и 2.9 положение максимума сигнала ФЛ от Ge(Si) островков имеет немонотонную зависимость от температуры осаждения Ge. Смещение пика ФЛ от островков в область меньших энергий при понижении температуры роста с 700 °С до 600 °С, как было показано в начале данного параграфа, связано с увеличением доли Ge в dome островках. Зависимость положения максимума пика ФЛ, связанного с островками, от температуры формирования островков $E_{oct}(T_{e})$ имеет особенность в диапазоне температур $T_g = 550 \text{ °C} \div 600 \text{ °C}$: пик ФЛ от островков смещается на ~ 50 мэВ в область больших энергий при понижени
и T_{g} с 600 °C до 550 °C (рис. 2.8 и 2.9) [A1, A2, А6, А10-А15]. Выполненные исследования роста Ge(Si) островков, представленные в предыдущем параграфе, показали, что именно в этом интервале T_g происходит существенное изменение в морфологии островков (рис. 2.3) [А1, А2, А6, А10-А15]. Как было показано выше, при $T_g > 580$ °C на поверхности структур преобладают "dome" наноостровки, имеющие высоту до заращивания > 10 нм, а при температурах T_{g} < 580 °C – "hut" островки, высота которых ≤ 2 нм (рис. 2.3 в, г, д). Резкое уменьшение высоты островков при понижении температуры роста с 600 °C до 550 °C (рис. 2.4) вызывает существенное увеличение влияния квантово-размерных эффектов на положение энергетических уровней дырок в островках. Это приводит к тому, что, несмотря на увеличение разрыва валентных зон на гетерогранице Si – островок, связанной с увеличением доли Ge в островках при понижении T_g, первый уровень размерного квантования дырок в островках смещается («выталкивается») к потолку валентной зоны Si (рис. 2.10). В результате этого происходит увеличение энергии оптического перехода в островках и наблюдаемый сдвиг линии ФЛ [А1, А2, А6, А10-А15].



Рис. 2.9. Положение максимума пика ФЛ от островков в зависимости от температуры осаждения Ge. Пунктирные линии разделяют области существования hut и dome островков и соответствуют интервалу $T_g = 550 \div 600$ °C.



Рис. 2.10. Схематическое изображение модели непрямого в реальном пространстве оптического перехода для dome (a) и hut (b) островков. На рисунке показано положение потолка валентной зоны E_v для тяжелых дырок и 2 Δ долин электронов в островках и их окрестностях. Стрелками показан непрямой оптический переход.

Как было описано выше, при уменьшении температуры формирования островков в интервале 600 °C – 550 °C происходит резкое изменение морфологии поверхности – смена типа островков (рис. 2.3 а, б, в). В этом температурном интервале на поверхности, как видно из ACM данных (рис. 2.3 а, б, в), присутствуют островки всех трех типов – dome наноостровки, ругатій и hut кластеры – что приводит к увеличению разброса по размерам в массиве островков. Проведенные исследования структур методами ПЭМ показали, что островки всех трех типов присутствуют и в структурах с зарощенными островками, сформированными при $T_g = 580$ °C. На рисунке 2.11 приведены ПЭМ снимки образца с островками, сформированными при 580 °C и имеющими покровный слой Si. На снимках отчетливо видны dome островков двух типов в структуре с покровным слоем Si (необходимым для ФЛ измерений) подтверждает ранее приведенные результаты ACM исследований, согласно которым при температуре $T_g = 580$ °C формируются все три типа островков (ругатіd, dome и hut), что несомненно приводит к большому разбросу островков по размерам.

Увеличение разброса островков по размерам в структурах, выращенных в интервале температур 600 °C – 550 °C, находит свое отражение в их спектрах ФЛ структур с островками. Это видно из сравнения спектров ФЛ структур с Ge(Si) островками, выращенными при 580 °C, со спектрами ФЛ от структур с островками, сформированными при 550 °C и 600 °C (рис. 2.12). Ширина пика ФЛ от островков на его полувысоте для структуры с Ge(Si) самоформирующимися островками, выращенными при 580 °C, составляет 107 мэВ, в то время как ширина пиков ФЛ для островков выращенных при 600 °С и 550 °С составляют 81 мэВ и 91 мэВ соответственно. При этом положение максимума пика ФЛ от островков, сформированных при 580 °C, смещено в область меньших энергий по сравнению с пиком ФЛ от структуры, выращенной при 600 °С. Данные особенности в спектрах ФЛ хорошо согласуются с наличием на поверхности структур, выращенных при 580 °C, островков различного типа (dome и hut) (рис. 2.3 б). Увеличение ширины пика ФЛ связано с наличием в спектре ФЛ двух сигналов: более интенсивного – от куполообразных dome островков, имеющих большие размеры, и менее интенсивного – от массива hut островков малого размера. Положение доминирующего пика от dome островков смещено в область меньших энергий относительно пика ФЛ от структуры с dome островками, сформированными при 600 °C (рис. 2.9, и 2.12), что связано с увеличением среднего содержания Ge в dome островках при понижении температуры их формирования.



Рис. 2.11. ПЭМ снимки образца с островками, выращенными при 580 °С и имеющими покровный слой Si. Стрелками выделены hut островки. (а) – снимок в планарной геометрии, (б) – в поперечном сечении.



Рис. 2.12. Спектры ФЛ структур с Ge(Si) островками, сформированными при температурах роста 600 °C, 580 °C и 550 °C.

Монотонное уменьшение $E_{oct.}$ при понижении T_g с 550 °C до 460 °C (рис. 2.9) связывается с подавлением изменения параметров островков при их заращивании. Известно [109], что при росте покровного слоя Si происходит увеличение доли Si в островках и уменьшение их высоты. В работе [110] было показано, что при понижении температуры заращивания с 500 °C до 390 °C эти процессы в значительной мере подавляются. Эти данные подтверждаются исследованиями аналогичных структур с GeSi наноостровками методом комбинационного рассеяния света [105], которые показали, что при 600 °C зарощенные островки содержат около 53 % Ge, при 500 °C – около 67 % Ge, а при 400 °C –около 80 % Ge. Таким образом, при уменьшении температуры роста с 550 °C до 460 °C происходит увеличение высоты зарощенных островков и средней доли Ge в них. Оба этих процесса приводят к уменьшению энергии оптического перехода в островках (рис. 2.10 б) и, соответственно, к сдвигу пика ФЛ от островков в область меньших энергий (рис. 2.8 и 2.9).

Сигнал ФЛ от структур с hut островками (выращенными при температурах < 600 °C) наблюдается вплоть до комнатной температуры. Однако интенсивность данного сигнала значительно ниже, чем интенсивность сигнала ФЛ от массива dome островков, сформированных при температурах роста 600 °C и выше. Уменьшение интенсивности сигнала ФЛ при переходе от dome к hut островкам может быть связано как с возрастающим количеством точечных дефектов в структурах при понижении

температуры роста, так и с более слабой локализацией носителей заряда в островке и его окрестностях. Более слабая локализация дырок в Ge(Si) hut островках вызвана выталкиванием уровня размерного квантования дырок в hut островках к потолку валентной зоны Si (рис. 2.10 б). Слабая локализация электронов на гетерогранице с hut островками связана с тем, что небольшие по размерам hut островки не могут в той же степени, как значительно большие по размерам и, соответственно, количеству материала куполообразные dome островки, создать упругие напряжения в Si матрице вблизи островка, что приводит к уменьшению глубины потенциальной ямы для электронов вблизи hut островков по сравнению с величиной потенциальной ямы вблизи dome островков.

2.5. Влияние скорости осаждения Ge на рост и ФЛ GeSi/Si(001)

островков, сформированных при 600 °С.

Выше в данной главе были описаны особенности роста Ge(Si) самоформирующихся островков – резкое изменение типа островков, доминирующих на поверхности выращенных структур с dome на hut – происходящее в малом интервале температур осаждения Ge. Варьирование ростовых параметров позволяет значительно изменять параметры Ge(Si) самоформирующихся островков (размеры, форму, поверхностную плотность, компонентный состав) [46, 92, 94]. Выше было рассмотрено влияние температуры осаждения Ge на параметры структур с Ge(Si) самоформирующимися островками. В связи с описанным переходом dome-hut возникает предложение пытаться формировать островки заданной формы и размеров, управляя другими параметрами роста структур. Например, можно пытаться получить dome островки при меньших температурах роста и, соответственно с меньшими размерами. Так же можно пытаться формировать квантовые точки, представленные hut островками, но при более высоких температурах роста, добиваясь при этом более высокой поверхностной плотности островков и большего кристаллического совершенства получаемых структур (отсутствие точечных дефектов и атомов примесей в них, связанных с низкими температурами роста). Одним из параметров роста, от которого существенно зависит образование островков и который можно легко менять в широком диапазоне, является скорость осаждения Ge. В данном параграфе приведены результаты по влиянию скорости осаждения Ge на параметры и оптические свойства Ge(Si) самоформирующихся островков, выращенных при фиксированной температуре осаждения Ge $T_g = 600$ °C.

Рост Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков при температурах осаждения Ge $T_{g} \ge 600 \ ^{\circ}\mathrm{C}$ характеризуется появлением на поверхности pyramid и dome островков. Как было показано в параграфе 2.3 данной Главы при понижении температуры осаждения Ge ниже 600 °C на поверхности структур появляются hut островки [19, 104]: «квантовые точки» пирамидальной формы, имеющие прямоугольное основание вытянутое вдоль направления типа [100] или [010]. При температурах роста $T_g \leq 550$ °C на поверхности наблюдаются только hut островки, а dome островки отсутствуют. Как было предложено выше, одним из объяснений данного резкого изменения морфологии поверхности, происходящим в узком температурном интервале, может служить существенное увеличение поверхностной плотности островков при понижении температуры осаждения Ge [A1]. Из-за высокой поверхностной плотности островков при низких температурах осаждения pyramid островки не могут достигнуть критического размера, необходимого для их перехода в островки типа dome. В этом случае тип островков будет зависеть от поверхностной плотности островков. Как известно, одним из вариантов изменения поверхностной плотности самоформирующихся островков в различных гетеросистемах [111, 112] является изменение скорости осаждения материала, образующего островки. Увеличение поверхностной плотности островков при увеличении скорости осаждения материала экспериментально наблюдалось в ряде работ для гетеросистем Ge/Si [111], InAs/GaAs [112].

В структурах, результаты исследований которых представлены в данном параграфе, островки были сформированы при $T_g = 600$ °C путем осаждения Ge слоя эквивалентной толщиной $d_{Ge} = 7 - 8$ MC. Скорости осаждения Ge варьировались для разных структур в интервале $v_{Ge} = 0.1 - 0.75$ Å/c.

Проведенные АСМ исследования структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками, выращенных при $T_g = 600$ °C, показали, что для всех скоростей осаждения Ge, лежащих в интервале $v_{Ge} = 0.1 - 0.75$ Å/c, на поверхности структур наблюдаются островки двух типов: ругатій и dome, с преобладанием dome островков (рис. 2.13). Из представленных АСМ снимков (рис. 2.13) и результатом их обработки (рис. 2.14) видно, что основные изменения параметров островков при увеличении скорости осаждения Ge происходят в интервале скоростей осаждения Ge 0.1 – 0.3 Å/c (рис. 2.14). При увеличении скорости осаждения Ge с $v_{Ge} = 0.1$ Å/c до $v_{Ge} = 0.3$ Å/c поверхностная плотность dome островков возрастает ~ в 5 раз (с $4.4 \cdot 10^9$ см⁻² до $2.2 \cdot 10^{10}$ см⁻²) (рис. 2.14 a), а их латеральный размер уменьшается ~ на 30 % (с 90 до 63 нм) (рис. 2.14 б) [A3, A15–A17].

При дальнейшем увеличении скорости осаждения Ge (до 0.75 Å/c) поверхностная плотность и латеральный размер островков изменяются слабо и выходят на некоторые предельные значения: поверхностная плотность возрастает до $2.6 \cdot 10^{10}$ см⁻², а латеральный размер лежит в диапазоне 60 – 70 нм (рис. 2.14) [A3, A15–A17].



Рис. 2.13. (а), (б), (в) – АСМ снимки поверхности структур, выращенных при $v_{Ge} = 0.1, 0.2$ и 0.3 Å/с соответственно. Размер снимков 1 × 1 мкм².

Проведенный анализ зависимости поверхностной плотности островков от скорости осаждения Ge показал, что максимальное значение поверхностной плотности островков для $T_g = 600$ °C не достигает (оказывается ~ в 1.3 раза меньше) значения плотности островков в структурах, выращенных при $T_g = 580$ °C (рис. 2.14 а), температуре, при которой на поверхности появляются hut островки. Полагается, что именно более низкая поверхностная плотность островков, выращенных при $T_g = 600$ °C, по сравнению с островками, выращенными при $T_g = 580$ °C, приводит к тому, что при $T_g = 600$ °C на поверхности структур, полученных даже при больших скоростях осаждения Ge и имеющих большую поверхностную плотность островков, не наблюдается образования hut островков.

Одной из причин экспериментально обнаруженного уменьшения латерального размера dome островков при увеличении скорости осаждения Ge (рис. 2.14б) может являться зависимость состава островков от скорости осаждения Ge. При фиксированной толщине осажденного слоя Ge с увеличением скорости роста сокращается время, в течение которого происходит формирование островков, а, следовательно, и время, в течение которого происходит диффузия Si в незарощенные островки. Уменьшение почти



Рис. 2.14. Зависимости (а) поверхностной плотности и (б) среднего латерального размера островков от скорости осаждения Ge. Стрелкой на рис. (а) отмечено значение поверхностной плотности для структуры с островками, сформированной при $T_g = 580$ °C – минимальной температуре, при которой на поверхности наблюдаются hut островки.

на порядок времени осаждения слоя Ge при увеличении v_{Ge} с 0.1 Å/с до 0.75 Å/с может привести к увеличению среднего содержания Ge в островках. Проведенные ранее теоретические [48] и экспериментальные [92] исследования роста Ge(Si)/Si(001) островков

показали, что размеры пирамидальных и куполообразных островков уменьшаются с увеличением доли Ge в них. Следовательно, увеличение содержания Ge в островках с ростом скорости осаждения Ge может служить одной из причин экспериментально обнаруженного уменьшения латеральных размеров dome островков.

Другой возможной причиной изменения латерального размера dome островков может являться экспериментально наблюдаемое увеличение доли поверхности занятой островками при увеличении v_{Ge} (рис. 2.13 и 2.15). На приведенной на рисунке 2.15 зависимости доли поверхности, занятой островками, от скорости осаждения Ge показано,



Рис. 2.15. Зависимость доли поверхности, занятой островками, от скорости осаждения Ge.

что наиболее резкое возрастание доли поверхности, занятой островками происходит также как и основное изменение поверхностной плотности в интервале скоростей осаждения Ge $v_{Ge} = 0.1 - 0.3$ Å/c. При скорости осаждения Ge $v_{Ge} = 0.1$ Å/c доля поверхности, занятой островками, невелика и составляет 20 – 25 %. При увеличении v_{Ge} до 0.2 Å/c площадь занятая островками составляет уже 60 – 65 % от общей площади поверхности образца. А при увеличении v_{Ge} до 0.3 Å/c доля поверхности, приходящаяся на островки, выходит на значение ~ 85 %. При дальнейшем увеличении скорости осаждения Ge c $v_{Ge} = 0.3$ Å/c до $v_{Ge} = 0.75$ Å/c площадь, занятая островками, составляет 80 – 100 % от общей площади поверхности. Как было показано в [35], упругие взаимодействия между островками при

высокой доле поверхности занятой ими также могут приводить к уменьшению критического размера pyramid островков, а, соответственно, и к уменьшению латерального размера dome островков. Следует, однако, указать на тот факт, что зависимость доли поверхности, занятой островками, была получена из данных атомносиловой микроскопии, а, следовательно, значения доли поверхности, занятой островками, несколько больше реальных значений. Это связано с ограничениями, накладываемых возможностями метода ACM, прежде всего конечным радиусом закругления зонда, что приводит к завышению латеральных размеров островков, определенных из ACM снимков, по сравнению с их реальными размерами [42]. Поэтому значение, приведенное для $v_{Ge} = 0.75$ Å/c (95 – 100 % заполнение поверхности островками) следует рассматривать с учетом вышеописанных особенностей метода ACM.

В спектрах ФЛ исследованных структур с островками, сформированными при различных скоростях осаждения Ge, в низкоэнергетической части спектра наблюдается широкий пик ФЛ (рис. 2.16 а). Данный пик ФЛ связывается с непрямым в реальном пространстве оптическим переходом [60, 63] (см. рис. 2.7).

Сравнение спектров ФЛ структур, выращенных при различных скоростях осаждения Ge, выявило, что при увеличении скорости роста происходит смещение положения максимума пика ФЛ от островков в область меньших энергий. Величина сдвига составляет ~ 35 мэВ при увеличении скорости осаждения Ge с $v_{Ge} = 0.1$ Å/с до $v_{Ge} = 0.75$ Å/c (рис. 2.16 б) [A3, A15–A17]. Данное смещение пика ФЛ от островков связывается с увеличением содержания Ge в островках при увеличении скорости роста [A3, A15–A17]. Как было сказано выше, увеличение v_{Ge} может привести к росту доли Ge в островках за счет уменьшения времени, в течение которого происходит диффузия Si из буферного слоя в незарощенные островки. Рост среднего содержания Ge в островках вызывает увеличение разрыва валентных зон на гетерогранице кремния с островком, что в результате приводит к уменьшению энергии непрямого оптического перехода (см. рис. 2.7) [92] и к экспериментально наблюдаемому смещению положения Ge.



Рис. 2.16. (а) Спектры ФЛ структур с островками, выращенными при различных скоростях осаждения Ge и (b) положение максимума пика ФЛ от островков в зависимости от v_{Ge} . Спектры ФЛ записаны при 4К с помощью InSb детектора.

Исследования спектров ФЛ структур, в которых Ge(Si) островки были сформированы при различных скоростях осаждения Ge, показали (рис. 2.17), что интенсивность сигнала ФЛ от островков при комнатной температуре возрастает при увеличении скорости формирования островков. Как видно из рисунка 2.17 для структуры,

69

в которой островки были сформированы при $v_{Ge} = 0.75$ Å/с (спектр 1), интенсивность сигнала ФЛ примерно в 2.5 раза выше интенсивности сигнала ФЛ для структуры, где островки были выращены при $v_{Ge} = 0.45$ Å/с (спектр 2). Увеличение интенсивности сигнала ФЛ при комнатной температуре при увеличении скорости осаждения Ge может быть связано как с большей плотностью островков (ростом центров излучательной рекомбинации в структуре), так и с большим содержанием Ge в островках, сформированных при более высоких скоростях роста. Как было показано выше, увеличение содержания Ge в островках приводит как к увеличению глубины потенциальной ямы для дырок, так и к большим упругим напряжениям в Si вблизи с островком, что обуславливает лучшую локализацию электронов в Si вблизи с островком.



Рис. 2.17. Спектры ФЛ структур с островками, выращенными при скоростях осаждения Ge 0.75 Å/c (спектр 1) и 0.45 Å/c (спектр 2). Спектры ФЛ записаны при 300 K с помощью InSb детектора.

В заключение приводятся основные результаты и выводы по данной главе:

 Исследован рост Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся наноостровков в диапазоне температур осаждения Ge 460 – 600 °C. Получены структуры с островками (квантовыми точками) имеющими среднюю высоту менее 1 нм и высокую поверхностную плотность ($N_s > 2.0 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Приведены возможные причины изменения формы островков, доминирующих на поверхности, происходящим в узком интервале температур роста (550 – 600 °C).

- 2. Выявлена немонотонная зависимость положения максимума пика фотолюминесценции от островков от температуры роста. Обнаруженное смещение пика фотолюминесценции от островков в область больших энергий при понижении температуры роста с 600 °C до 550 °C, связывается с изменением формы и размеров островков, доминирующих на поверхности (переход dome-hut), которое происходит в этом интервале температур. Резкое уменьшение средней высоты островков, происходящее при смене их типа, приводит к выталкиванию уровня размерного квантования дырок в пирамидальных hut островках к потолку валентной зоны Si, и, как следствие, к увеличению энергии оптического перехода, связанного с островками, и наблюдаемому сдвигу пика ФЛ.
- 3. Обнаружено смещение пика ФЛ в область меньших энергий при понижении температуры роста с 550 °С до 460 °С. Данное смещение связывается с уменьшением диффузии Si в островки и увеличением процентного содержания Ge в них. Также в данном интервале температур роста происходит подавление процесса уменьшения высоты островков при росте покровного слоя Si, что также приводит к уменьшению энергии оптического связанного с островками.
- 4. Исследовано влияние скорости осаждения Ge на размеры и поверхностную плотность островков, сформированных при 600 °C. Выявлен интервал скоростей роста, в котором происходит наиболее значительное изменение параметров островков. Показано, что увеличением скорости осаждения Ge в интервале 0.1 – 0.75 Å/с можно увеличить поверхностную плотность островков ~ в 5 раз.
- 5. Обнаружена ΦЛ, Ge(Si) зависимость положения пика связанного с самоформирующимися островками, от скорости осаждения Ge. Показано, что при увеличении скорости роста положение пика ФЛ от островков смещается в низкоэнергетическую область спектра, что связывается с увеличением доли Ge в островках при увеличении скорости роста и, соответственно, уменьшением времени формирования островков (времени, в течение которого может происходить диффузия Si в незарощенные островки).

Глава 3. Формирование высококачественных релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоев.

Как было отмечено в Главе 1, применение SiGe гетероструктур в современной полупроводниковой технологии позволяет значительно улучшить характеристики существующих приборов на основе кремния, и открывает возможности создания новых электронных и оптоэлектронных устройств на основе кремниевой технологии. К настоящему времени за счет использования SiGe гетероструктур удалось существенно быстродействие биполярных [75] увеличить И полевых [113] транзисторов, сформированных на Si(001) подложках. Появились также сообщения о создании светоизлучающих устройств на основе GeSi/Si(001) гетероструктур [76, 114]. Ключевым моментом, связанным с созданием большого класса приборов на основе SiGe гетероструктур, является формирование температурно-стабильного релаксированного Si₁₋ $_{r}$ Ge_r буферного слоя, имеющего низкую (< 10⁶ см⁻²) плотность прорастающих дислокаций и шероховатость поверхности, сравнимую с шероховатостью поверхности исходных Si(001) подложек [8, 76, 113]. Выполнение этих требований является не простой задачей. температурно-стабильного, Так. с одной стороны, условие формирования релаксированного буферного слоя с низкой плотностью прорастающих дислокаций требует проведения роста (или отжига) структур при высоких температурах [115]. Но, с другой стороны, использование высоких температур может приводить к значительному увеличению шероховатости поверхности структуры за счет перехода от двумерного к трехмерному росту SiGe слоя [64] или за счет развития характерной картины неровностей («crosshatch» картина), связанной с наличием в структуре двумерной сетки дислокаций несоответствия [116]. Развитие шероховатости поверхности буферного слоя оказывает отрицательное влияние на транспортные свойства структур, сформированных на этом слое [8], а также затрудняет проведение операций литографии.

Одним из способов, широко используемым в настоящее время для получения высококачественных SiGe/Si(001) буферных слоев, является их выращивание с градиентом доли Ge в слое, не превышающим 10 %/мкм [8, 88, 117]. Наиболее часто для роста SiGe гетероструктур с буферными слоями применяются методы молекулярнопучковой эпитаксии (МПЭ) и газофазной эпитаксии (ГФЭ). Каждый из этих методов обладает рядом преимуществ и недостатков. Так, в методе МПЭ отсутствует зависимость скорости роста от температуры подложки, что позволяет формировать структуры при низких температурах и, таким образом, получать Si/Ge структуры с резкими
гетерограницами и с δ-легированными слоями. Однако небольшие (0.3 – 1 мкм/час) скорости роста и ограниченный объем испаряемых материалов делает метод МПЭ малоэффективным при осаждении градиентных SiGe буферных слоев, имеющих суммарную толщину в несколько микрометров. Метод ГФЭ позволяет проводить рост SiGe структур со скоростью 10 мкм/час и выше, и при этом практически снимается ограничение на объем осаждаемых материалов. Но из-за существенного уменьшения скорости роста при понижении температуры подложки применение метода ГФЭ более предпочтительно по сравнению с методом МПЭ только при высоких температурах эпитаксии. Как отмечалось выше, использование таких температур роста приводит к значительному увеличению шероховатости поверхности буферных слоев и К диффузионному размытию гетерограниц и профилей легирования. Недавно для уменьшения шероховатости выращенных SiGe буферных слоев было предложено использовать химико-механическое полирование (ХМП) их поверхности [89]. Однако диффузионное размытие гетерограниц и профилей легирования в активной области Ge/Si структур может быть подавлено только при низких температурах роста, характерных для метода МПЭ. Вышеприведенные факты делают привлекательной идею использования различных методов роста для формирования релаксированного SiGe/Si(001) буферного слоя и Ge/Si гетероструктуры, сформированной на этом буферном слое.

В настоящей главе представлены экспериментальные результаты по росту методом ГФЭ релаксированных градиентных $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$ буферных слоев, имеющих низкую плотность прорастающих дислокаций. Показано, что ХМП выращенных буферных слоев позволяет значительно снизить шероховатость их поверхности. Продемонстрировано, что полученные высококачественные релаксированные $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$ буферные слои могут быть использованы в качестве «искусственных» подложек для роста различных GeSi/Si гетероструктур методом МПЭ.

3.1. Технология получения высококачественных релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоев.

В данном параграфе представлено описание методики получения высококачественных релаксированных Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферных слоев.

3.1.1. Рост релаксированных $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$ буферных слоев.

Рост градиентных релаксированных Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферных слоев был выполнен в НИФТИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского с.н.с. О.А.Кузнецовым. Структуры с градиентными Si_{1-x}Ge_x буферными слоями были выращены на подложках Si(001) методом гидридной

ГФЭ при атмосферном давлении с использованием германа (GeH₄) и силана (SiH₄). Процесс проводился в горизонтальном металлическом водоохлаждаемом реакторе с прямонакальным графитовым нагревателем [118]. После предварительной химической обработки Si подложки отжигались в реакторе в потоке водорода при $T \sim 1200$ °C. Затем на них осаждался буферный слой Si толщиной ~ 2 мкм. Градиентные Si_{1-x}Ge_x буферные слои выращивались при температурах 1025 °C – 920 °C с градиентом концентрации Ge 5 – 10 % / мкм. Увеличение доли Ge в растущем слое происходило ступенчатым образом и осуществлялось за счет понижения температуры роста и изменения соотношения потоков GeH₄ и SiH₄. Скорость роста зависела от содержания Ge в буферном слое и лежала в интервале 7 – 15 мкм/час. После роста градиентного слоя осаждался SiGe слой постоянного состава толщиной 1 - 2 мкм. Максимальная концентрация Ge в структурах менялась в диапазоне от 5 % до 50 % при суммарной толщине структур 2.5 – 7 мкм.

3.1.2. Структурные и оптические исследования выращенных SiGe буферных слоев.

Рентгенодифракционные исследования выращенных структур выполнены на двухкристальном дифрактометре ДРОН-4 в ИФМ РАН с.н.с., к.ф.м.н. Ю.Н.Дроздовым. Для характеризации состава и степени релаксации упругих напряжений в SiGe/Si(001) градиентном буферном слое применялось сканирование с высоким угловым разрешением рентгенодифракционного спектра и малой интенсивностью излучения (малой шириной щели дифрактометра). На ω -2 Θ рентгеновских спектрах всех выращенных методом ГФЭ градиентных Si_{1-r}Ge_r буферных слоев кроме пика от Si-подложки хорошо видны пики, соответствующие отдельным Si_{1-x}Ge_x слоям с различным содержанием Ge. Для примера на рисунке 3.1 а представлен ω -2 Θ рентгеновский спектр в окрестности (004) отражения от Si подложки для структуры, содержащей пять Si_{1-x}Ge_x слоев с различным содержанием Ge. Степень релаксации упругих напряжений в отдельных Si_{1-x}Ge_x слоях структуры может быть определена из двумерного сечения обратного пространства в окрестности (404) отражения Si подложки (рис. 3.1 б). Карта двумерного сечения обратного пространства, представленная на рисунке 3.1 б, получена из набора измеренных одномерных спектров. Количественно степень релаксации упругих напряжений в выращенных слоях может быть охарактеризована с использованием формулы:

$$R = \frac{\left(a_{\scriptscriptstyle | \cdot \mid} - a_{\scriptscriptstyle \rm s}\right)}{\left(a_{\scriptscriptstyle \rm b} - a_{\scriptscriptstyle \rm s}\right)} \cdot 100\% ,$$

где a_{ii} – измеренный в плоскости роста параметр решетки SiGe слоя в выращенной

74



Рис. 3.1. (а) ω -2 Θ РД спектр в окрестности отражения Si(004) и (б) двумерное сечение обратного пространства в окрестности отражения Si(404) для структуры с градиентным Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферным слоем. Стрелками на рисунках показано положение пиков для слоев с соответствующей долей Ge. Пунктирная линия на рисунке 1 (б) соответствует положению РД пиков от ненапряженных (R = 100 %) Si_{1-x}Ge_x слоев и совпадает с направлением (101) обратной решетки кубического кристалла.

структуре, a_b – параметр решетки ненапряженного SiGe слоя и a_s – параметр решетки подложки, на который осаждался SiGe слой. При полной релаксации упругих напряжений (R = 100 %) исчезает тетрагональное искажение кристаллической решетки SiGe слоев, что приводит к равенству параметров решетки слоя в направлении роста (a_{\perp}) и в плоскости роста ($a_{||}$). При $a_{\perp} = a_{||}$ РД-пик от SiGe слоя на двумерном сечении обратного пространства в окрестности (404)-отражения Si подложки будет располагаться вдоль направления (101) обратной решетки кубического кристалла (пунктирная линия на рис. 3.1 б).

Как видно из сечения обратного пространства (рис. 3.1 б), пики, соответствующие $Si_{1-x}Ge_x$ слоям с x = 8.5 %, 12.5 %, 19.5 % и 23 %, лежат очень близко к направлению (101) обратной решетки кубического кристалла, что говорит о практически полной релаксации упругих напряжений в этих слоях. Согласно РД анализу упругие напряжения в данной структуре присутствуют только в верхнем $Si_{1-x}Ge_x$ слое с x = 28.5 % (рис. 3.1 б). Толщина этого слоя была меньше толщины всех предшествующих SiGe слоев в данной структуре, что проявляется в меньшей интенсивности сигнала от него на РД спектрах (рис. 3.1).

На рисунке 3.2 представлены спектры ФЛ от релаксированных $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$ буферных слоев с различным содержанием Ge в верхнем слое. В спектрах ФЛ присутствуют пики в области энергий 0.8 - 0.9 эВ (пики D1 и D2), связанные с рекомбинацией носителей заряда на дислокациях, формируемых в релаксированном SiGe слое [119]. Помимо дислокационных пиков фотолюминесцентные измерения выявили наличие пиков, связанных с оптической рекомбинацией носителей заряда в выращенном SiGe буфере. В спектрах ФЛ присутствуют бесфононный пик ФЛ от верхнего SiGe слоя и его фононная реплика (рис. 3.2). Были проведены расчеты ширин запрещенных зон слоев с различным содержанием Ge, присутствующих в градиентном SiGe/Si(001) буферном слое. Расчеты показали, что положения пиков ФЛ от различных SiGe/Si(001) буферных слоев соответствуют ширине запрещенной зоны верхнего слоя (с максимальным содержанием Ge) для каждого исследуемого SiGe буферного слоя.



Рис. 3.2. Спектры ФЛ релаксированных SiGe буферных слоев. D1 и D2 – пики ФЛ от дислокаций, SiGe^{NP} – пик ФЛ, связанный с бесфононным переходом в SiGe буфере, SiGe^{TO}- его фононная реплика. Спектры записаны при T = 4 К (Ar⁺ лазер, Ge детектор).

3.1.3. АСМ исследования поверхности выращенных SiGe/Si(001) буферных слоев.

Морфология поверхности выращенных SiGe/Si(001) буферных слоев исследовалась с помощью атомно-силового микроскопа (ACM) «Solver PRO». Для релаксированных SiGe буферных слоев, сформированных на Si(001) подложках для оценки параметров структуры и качества ее поверхности необходимо проводить АСМ сканирование большей площади поверхности, чем в случае исследования, например, структур с Ge(Si) самоформирующимися островками. Используемый атомно-силовой микроскоп «Solver **PRO**» позволяет проводить подобные исследования, используя попеременно Для первой (тип «Solver») сканирование сканирующие головки двух типов. осуществляется образцом, а максимальный размер скана составляет ~ 10 × 10 мкм². Для второй (тип «Smena») реализовано сканирование зондом, а максимальный размер скана ~ 100 × 100 мкм². Для определения шероховатости поверхности исследуемых структур использовались ACM снимки размером 10 мкм × 10 мкм.

Исследования выращенных SiGe буферных слоев методами ACM показали, что на их поверхности наблюдается характерная («crosshatch») картина неровностей (рис. 3.3), свяобразованная сеткой дислокаций несоответствия и составленная из параллельных направлениям $<110 > u < \overline{1}10 >$ чередующихся канавок и возвышений [85]. Образование «crosshatch» связано с наличием в выращенных структурах сетки дислокаций несоответствия. Дислокации несоответствия с лежащими в плоскости роста векторами Бюргерса 1/2 < 110 >, $1/2 < \overline{1}10 >$ и <100 > образуются на границе SiGe слоёв с различным содержанием Ge и приводят к релаксации упругих напряжений, вызванных разницей их параметров решёток [88]. В Si/Ge структурах образуется сетка дислокаций несоответствия с выделенными направлениями, определяемыми указанными выше векторами Бюргерса. Поля упругих напряжений от этих дислокаций несоответствия распространяются до поверхности структуры, что приводит к неоднородному распределению химического потенциала по поверхности растущей структуры. Это распределение химического



Рис. 3.3. АСМ снимки поверхности релаксированных $Si_{1-x}Ge_x$ буферных слоев после их формирования методом ГФЭ для структур с максимальным содержанием Ge в верхнем слое (a) 25 % и (б) 45 %. Размеры снимков 9 × 9 мкм².

потенциала, повторяя заращенную сетку дислокаций, вызывает неоднородность коэффициента поверхностной диффузии осаждаемых атомов и, соответственно, порождает наблюдаемую на поверхности релаксированного SiGe слоя «cross-hatch» картину с канавками, вытянутыми вдоль направлений <110> и $<\overline{110}>$. Увеличение максимальной доли Ge в структуре приводит к увеличению количества дислокаций несоответствия, которое необходимо для релаксации упругих напряжений в SiGe слое. В результате этого с ростом доли Ge в выращенных слоях происходит уменьшение периода

двумерной сетки неровностей и увеличение ее амплитуды (рис. 3.3), что приводит к росту шероховатости поверхности SiGe буферных слоев.

На рисунке 3.4 представлен график зависимости шероховатости поверхности от максимального содержания Ge в верхнем слое SiGe буфера для различных типов SiGe/Si(001) структур. Необходимо отметить, что преимуществом градиентных SiGe релаксированных буферных слоев является изначально меньшая шероховатость поверхности, чем у релаксированных SiGe буферных слоев, сформированных без использования градиентного слоя (рис. 3.4). Наличие градиента Ge в создаваемом SiGe буферном слое позволяет уменьшить величину упругих напряжений в формируемом верхнем слое структуры [120]. Меньшая величина упругих напряжений в верхнем слое формируемой структуры приводит к меньшему развитию cross-hatch картины неровностей



Рис. 3.4. Шероховатость поверхности выращенных SiGe структур в зависимости от максимальной доли Ge в буферном слое. Символами обозначены различные категории структур: Δ – Si(001) подложка, \diamond – буферный слой Si, выращенный на подложке Si(001) методом МПЭ, \blacksquare – SiGe буферные слои постоянного состава, выращенные методом ГФЭ, O – градиентные SiGe буферные слои, выращенные методом ГФЭ, \Box – градиентные SiGe буферные слои, выращенные методом ГФЭ, \Box – градиентные SiGe буферные слои, выращенные методом МПЭ на SiGe буферных слоя, подвергнутых ХМП, \triangleright – структуры с зарощенными Ge(Si) самоформирующимися островками на релаксированных SiGe буферных слоях. Пунктирная линия соответствует шероховатости исходных Si(001) подложки.

[120]. Еще одной причиной меньшей шероховатости SiGe буферных слоев с наличием градиента доли Ge является пространственное разделение дислокаций несоответствия в направлении роста, что также уменьшает шероховатость поверхности, вследствие того, что при формировании структуры у поверхности находится меньшее количество дислокаций, чем в случае роста SiGe буферных слоев без градиента состава [120].

Среднеквадратичная шероховатость поверхности (RMS) градиентных буферных слоев, определенная из АСМ снимков, увеличивается с ~ 3 нм для буферных слоев с максимальным $x \le 10\%$, до значений RMS = 6 - 10 нм для структур с максимальным $20 \% \le x \le 30 \%$ (рис. 3.4). Увеличение шероховатости поверхности при росте доли Ge в релаксированном SiGe буферном слое связано с увеличением количества дислокаций несоответствия, необходимых для релаксации упругих напряжений в структуре. полученные Необходимо отметить, что значения шероховатости выращенных градиентных SiGe/Si(001) буферных слоев более чем на порядок больше шероховатости поверхности исходных Si(001) подложек и Si слоя, выращенного методом МПЭ на подложке Si(001) (рис. 3.4). Большие значения шероховатости поверхности выращенных градиентных SiGe/Si буферных слоев связаны с высокими (T > 900 °C) температурами роста, используемыми в методе ГФЭ. При использовании высоких температур SiGe слоев шероховатость поверхности развивается формирования вследствие образования в структуре сетки дислокаций несоответствия и связанной с ней «crosshatch» картины неровностей (рис. 3.3).

3.1.4. Химико-механическое полирование поверхности SiGe буферных слоев.

С целью уменьшения шероховатости поверхности, выращенные SiGe буферные слои подвергались XMП с использованием специального раствора, состоящего из перекиси водорода, глицерина и аэросила [121]. XMП полирование SiGe буферных слоев было выполнено в НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского. Толщина слоя, удаляемого в результате XMП, зависела от состава раствора, давления на структуру, времени полирования. Ее величина численно оценивалась методами рентгенодифракционного анализа и взвешиванием образцов до и после полирования и обычно составляла 0.3 – 1 мкм. При помощи данных исследований производилась оптимизация таких параметров XMП как состав раствора, нагрузка, время.

Рентгенодифракционные спектры для структуры, подвергнутой ХМП представлены на рисунке 3.5. Из рисунка 3.5 видно, что в результате ХМП в течение 13 минут происходит уменьшение интенсивности пика, соответствующего верхнему слою релаксированного SiGe буфера с максимальной долей Ge. Это происходит в результате



Рис. 3.5. ω -2 Θ спектры в окрестности отражения Si(004) для Si_{1-*x*}Ge_{*x*} буферного слоя до проведения XMП и после проведения XMП в течение 13 и 18 минут (см. обозначения на графике).

того, что при ХМП удаляется именно верхняя часть структуры. При увеличении времени проведения ХМП (при увеличении толщины удаленного слоя) происходит полное удаление верхнего слоя структуры и в левой части спектра присутствует лишь пик, соответствующий предыдущему слою (с меньшим содержанием Ge) релаксированного градиентного буфера (рис. 3.5).

Оптимизация условий ХМП (состава раствора, давления на структуру и времени обработки) позволила получить релаксированные $Si_{1-x}Ge_x$ буферные слои с максимальным содержанием Ge $x \sim 50$ %, имеющие малую шероховатость поверхности [A4, A5, A18, A19]. Как показали сравнительные АСМ исследования поверхности буферных слоев до и после полирования, проведение ХМП при оптимальных условиях позволяет полностью удалить с поверхности неровности, связанные с сеткой дислокаций несоотвествия (рис. 3.6). В результате процедуры ХМП шероховатость поверхности буферных слоев с маскимальной долей Ge $x \sim 50$ % уменьшается примерно на порядок (рис. 3.6, 3.4) [A4, A5, A18, A19]. Шероховатость поверхности релаксированных $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$ буферных слоев с лоев с долей Ge 20 - 30 % после проведения ХМП упала до значений RMS ~ 0.3 нм.

Данное значение RMS лишь немного выше шероховатости исходных подложек Si(001), для которых типичные значения шероховатости поверхности составляют RMS \leq 0.2 нм (рис. 3.4).



Рис. 3.6. АСМ снимки поверхности релаксированных $Si_{1-x}Ge_x$ буферных слоев подвергнутых ХМП для структур с максимальным содержанием Ge в верхнем слое (a) 25 % и (б) 49 %. Размеры снимков (a) 9×9 мкм², (б) 8×8 мкм². На снимке (б) присутствуют частицы полировки.

ХМП, уменьшая шероховатость поверхности, не убирает физической причины ее возникновения (сетки дислокации несоотвествия). Для выяснения влияния температурной обработки на состояние поверхности буферных слоев были выполнены эксперименты по отжигу $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$ структур, подвергнутых ХМП. Проведенные исследования показали, что отжиг при температурах $T \ge 1050$ °C в течение 30 минут приводит к повторному возникновению на поверхности буферных слоев сетки неровностей, связанной с дислокациями несоответствия, и, как следствие, к резкому увеличению шероховатости.

3.1.6. Определение плотности прорастающих дислокаций в полученных SiGe буферных слоях.

Для определения плотности прорастающих дислокаций в релаксированных Si₁₋ _xGe_x/Si(001) буферных слоев подвергнутых химико-механического полированию использовался метод селективного травления. Для травления использовался селективный травитель, состоящий из раствора CH₃COOH : HNO₃ : HF : I₂ = 67 мл : 20 мл : 10 мл : 30 мг [122]. Время травления при комнатной температуре составляло 30 с [122]. В местах выхода прорастающих дислокации на поверхность структур после травления образуются ямки травления, и проявляется предварительно убранная в результате XMП cross-hatch картина дислокаций несоответствия (рис. 3.7, 3.8). Для исследования рельефа поверхности использовалась атомно-силовая микроскопия (рис. 3.7), а подсчета количества ямок



Рис. 3.7. АСМ снимок поверхности релаксированного SiGe буферного слоя после XMП и последующего селективного травления. После селективного травления восстанавливается cross-hatch сетка дислокаций несоответствия. Размер снимка 100 × 100 мкм².

травления использовались снимки с оптического микроскопа (рис. 3.8). Концентрация прорастающих дислокаций, определенная при помощи селективного травления, для выращенных Si_{1-x}Ge_x буферных слоев с максимальным $x \le 30$ % была меньше $2 \cdot 10^4$ cm⁻² (рис. 3.8 а), а для Si_{1-x}Ge_x буферных слоев с максимальным $x \sim 50$ % – около $3 \cdot 10^5$ cm⁻² (рис. 3.8 б) [A4, A5, A18, A19]. Известно [8], что при концентрациях менее 10^6 cm⁻² прорастающие дислокации не оказывают существенного влияния на подвижность носителей заряда в SiGe/Si гетероструктурах. Полученную в сформированных релаксированных SiGe буферных слоях концентрацию прорастающих дислокаций можно охарактеризовать как низкую для такого класса структур. Если проводить сравнение полученных значений плотности прорастающих дислокаций с достигнутым мировым уровнем по формированию SiGe буферных слоев с низкой плотностью прорастающих дислокаций [8, 88, 117, 123], то можно отметить, что в полученных методом ГФЭ градиентных релаксированных SiGe буферных слоях значение плотности прорастающих значение полученных методом ГФЭ

дислокаций лежит ниже большинства известных литературных данных. Низкая плотность прорастающих дислокаций в наших структурах обусловлена как выбором градиентного ступенчатого дизайна, так реализацией метода их формирования – гидридной газофазной эпитаксии. Метод гидридной газофазной эпитаксии характеризуется высокими скоростями роста при высоких температурах. Высокая скорость формирования структуры позволяет получать достаточно толстые релаксированные SiGe буферные слои за малое время, а, соответственно, дает возможность реализовывать в них плавный градиент состава. Наличие в SiGe буферном слое малого градиента доли Ge приводит к тому, что дислокации несоответствия зарождаются не на одной гетерогранице пленка-подложка, а распределены по всей толщине буферного слоя [123, 124]. В результате этого, из-за малой величины скачка доли Ge в соседних Si_{1-x}Ge_x слоях (x < 10 %), на каждой гетерогранице SiGe зарождается лишь небольшое соселних слоев количество лислокаций несоответствия. Из-за низкой плотности дислокации несоответствия слабо взаимодействуют между собой, что способствует их движению и приводит к формированию в структуре длинных сегментов дислокаций несоответствия И, следовательно, меньшей плотности прорастающих дислокаций. Высокие температуры роста, характеризующие метод гидридной ГФЭ, также способствуют большой скорости движения дислокаций несоответствия. При высокой подвижности дислокаций увеличивается вероятность аннигиляции прорастающих дислокаций при их пересечении [124, 125], что ведет к уменьшению их концентрации. Еще одной причиной низкой плотности прорастающих дислокаций является наличие ступеней градиента, на которых происходит замыкание дислокационных петель [88].

Необходимо отметить, что, не смотря на малую для такого класса структур, концентрацию прорастающих дислокаций в полученных SiGe буферных слоях (~ $2 \cdot 10^4$ см⁻² для буферных слоев с максимальным x = 20 - 30 %), концентрация прорастающих дислокаций в SiGe релаксированных буферных слоях значительно превосходит концентрацию дислокаций в исходных Si(001) подложках (< 10^2 см⁻²).

Продемонстрированная низкая плотности прорастающих дислокаций и малая шероховатость поверхности полученных градиентных релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоев дает возможность использовать эти буферные слои в качестве «искусственных подложек» для последующего формирования на них SiGe гетероструктур методом МПЭ.



85

Рис. 3.8. Снимки поверхности релаксированных SiGe буферных слоев с содержанием Ge в верхнем слое (a) 31.5% и (б) 49% после селективного травления, полученные на оптическом микроскопе. На снимках видны вытравленные ямки в местах выхода прорастающих дислокаций на поверхность структуры. Плотность ямок для образцов: (a) ~ $2 \cdot 10^4$ см⁻², (б) ~ $3 \cdot 10^5$ см⁻².

3.2. Отработка методики использования полученных SiGe/Si(001) буферных слоев в качестве «искусственных» подложек для роста структур методом МПЭ.

Как было показано в предыдущих параграфах, полученные релаксированные Si₁₋ _xGe_x/Si(001) буферные слои, выращенные методом ГФЭ и подвергнутые ХМП, имеют высокое структурное качество: плотность прорастающих дислокаций в них мала, а шероховатость поверхности после ХМП сравнима с шероховатостью Si(001) подложек. Также немаловажным фактором является возможность точного определения содержания Ge в верхнем слое подобной структуры, как по ростовым данным, так и при помощи рентгенодифракционного анализа И фотолюминесцентных измерений. Вышеперечисленные преимущества дают возможность использования релаксированных градиентных Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферных слоев в качестве «искусственных подложек» для последующего формирования на них Si/Ge гетероструктур методом МПЭ. Возможность роста методом МПЭ на «искусственных подложках» проверялась на различного типа SiGe ненапряженный SiGe эпитаксиальный слой с структурах: содержанием Ge, соответствующим содержанию Ge в верхнем слое релаксированного SiGe/Si(001) буферного слоя (для проверки возможности эпитаксиального роста); компенсированная решетка SiGe/Si (для проверки структурного качества создаваемых эпитаксиальных структур); селективно легированные структуры с двумерным газом электронов (для демонстрации структурного качества и отсутствия существенного влияния прорастающих

дислокаций на подвижность носителей заряда).

3.2.1. Методы предростовой подготовки SiGe буферных слоев.

Предварительным этапом подготовки подложек для роста структур методом МПЭ является их химическая подготовка. Первым этапом химической подготовки является устранение с поверхности SiGe буферных слоев последствий XMП [89] – химических реагентов и абразивных частиц. На следующем этапе необходимо провести химическую подготовку SiGe буферного слоя перед загрузкой в ростовую камеру. Известно, что воздействие различных реагентов на Si, SiGe и Ge структуры различно – на этом основаны многие методы селективного травления Si/Ge гетероструктур [126]. Следовательно, при переходе от роста на Si(001) подложках к росту на SiGe релаксированных буферных слоях необходимо было убедиться в возможности использования стандартной методики химической подготовки Si(001) подложек или удостовериться в необходимости ее изменения. Был проведен ряд опытов по исследованию влияния химической подготовки на свойства поверхности релаксированных SiGe буферных слоев. Химическая подготовка была проведена ведущим инженером-технологом ИФМ РАН И.Ю.Шулешовой. АСМ исследования поверхности релаксированных SiGe буферных слоев показали, что химическая подготовка, используемая при подготовки Si(001) подложек (см. Главу 2), не подходит для подготовки SiGe буферных слоев – происходит селективное травление структуры и развитие шероховатости поверхности.

В работе [89] был предложен следующий метод химической подготовки релаксированных SiGe буферных слоев, подвергнутых процедуре химико-механического полирования:

1. Первым этапом очистки является кипячение в течении 10 минут в растворе NH₄OH:H₂O₂ (2:3).

2. Далее следовала промывка в деионизованной воде в течение 10 минут.

3. На 30 секунд образцы окунались в раствор НF 0.5% для устранения с поверхности слоя SiO₂.

4. Обработка в H₂SO₄:H₂O₂ (1:1) на протяжении 10 минут служила для удаления органических загрязнений и металлических частиц.

Финальным этапом химической подготовки являлось окунание в раствор HF
0.5%.

Предлагаемая в [89] методика химической подготовки релаксированных SiGe буферных слоев представлена в указанной работе для слоев с максимальным содержанием

Ge $x_{Ge} = 30$ %. Для исследования влияния предростовой химической подготовки на морфологию поверхности релаксированных SiGe буферных слоев были проведены ACM исследования поверхности структур с максимальным содержанием Ge в верхнем слое структуры $x_{Ge} = 25 - 50$ % подвергнутых описанной выше химической подготовки. На рисунке 3.9 представлены ACM снимки поверхности релаксированных SiGe буферных



Рис. 3.9. АСМ снимки поверхности релаксированных SiGe буферных слоев после химической подготовки, предложенной в [89]. Содержание Ge в верхнем слое структуры составляет: (a) 31.5 %, (б) 49 %, (в) 51 %.

слоев после химической подготовки по методу, представленному в [89]. Для релаксированных буферных слоев с относительно малым процентным содержанием Ge (~25 %) используемая химическая подготовка не вызывает изменения морфологии поверхности структуры (рис. 3.9 а). Однако для структур с высоким процентным содержанием Ge в верхнем слое (x > 35 %) происходит существенное изменение поверхности структур (рис. 3.9 б, в). Реагенты, используемые при описанной выше химической подготовке, действуют на структуру как селективный травитель, в результате чего из-за неоднородности состава на поверхности SiGe буфера, происходит развитие шероховатости поверхности (рис. 3.9 б, в), и релаксированные буферные слои становятся непригодными для проведения на них последующего роста методом МПЭ. В работах [126, 127] показано, что эффективное стравливание SiGe с поверхности Si может быть достигнуто при использовании травителя, сочетающего NH_4OH и H_2O_2 . В предложенной в работе [89] методике химической подготовки на одном из этапов используется раствор, сочетающий такие же компоненты. Можно предположить, что развитие неровностей на поверхности SiGe буферного слоя после химической подготовки происходит вследствие селективного стравливания SiGe с наибольшим содержанием Ge на одном из этапов подготовки. Селективность стравливания обусловлена наличием cross-hatch картины при росте релаксированного SiGe буферного слоя методом газофазной эпитаксии. При химико-механическом полировании данная картина удаляется с поверхности, однако

неоднородность состава, обусловленное ей, и возникшая во время роста буфера, остается в структуре.

Экспериментальным путем было определено, что удовлетворительной для подложек с относительно малым содержанием Ge (20 – 35 %) является методика химической подготовки, приведенная в [128]:

- 1. H₂SO₄ : H₂O₂ (3 : 1) 10 минут.
- 2. HF : H₂O (1 : 5) 15–20 секунд.
- 3. H₂O : H₂O₂ : NH₄OH (1 : 3 : 1), кипячение 10 минут.
- 4. HF : $H_2O(1:5) 15-20$ секунд.
- 5. H₂O : H₂O₂ : HCl (1: 3: 1) кипячение 10 минут.
- 6. HF : $H_2O(1:5) 15-20$ секунд + промывка в воде.

В результате данной процедуры химической подготовки с поверхности SiGe слоя удаляется слой окисла, и поверхность покрывается монослоем водорода, после чего становится гидрофобной и не смачивается водой. Данный монослой водорода защищает поверхность SiGe буфера от загрязнений и может быть удален с поверхности в вакууме непосредственно перед ростом за счет отжига структуры при температуре > 600 °C.

Для SiGe/Si(001) «искусственных» подложек с относительно большим содержанием Ge (~ 50 %) удовлетворительные результаты показала методика укороченной химической подготовки, которая заключается в следующем:

- 1. Обработка в H₂SO₄ : H₂O₂ (1 : 1) 10 минут.
- 2. Окунание в раствор НF (0.5%) 30 секунд.

В процессе данной процедуры химической подготовки не происходит селективного травления SiGe буферного слоя, а поверхность покрывается монослоем водорода, который может быть удален в камере роста путем отжига структуры.

Сразу после проведения химической подготовки подложки на основе релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоев загружались в ростовую камеру. Дальнейшим этапом предростовой подготовки являлось прогревание образца в камере роста при T = 300 - 400 °C в течении 30 минут для удаления с поверхности влаги и органических соединений. Финишная очистка проводилась путем отжига структур при T = 800 °C в высоком вакууме в ростовой камере установки МПЭ. При высоких температурах подложки с поверхности удаляется слой водорода, образованный в результате химической подготовки.

3.2.2. Формирование Si/Ge гетероструктур на релаксированных SiGe буферных слоях методом МПЭ.

Рост GeSi/Si структур на релаксированных буферных слоях, подвергнутых XMII, был выполнен методом МПЭ из твердых источников на установке "Balzers", подробное описание которой приведено в Главе 2. Испарение Ge и Si осуществлялось с помощью электронно-лучевых испарителей. Скорости роста GeSi слоев лежали в диапазоне 0.05 – 0.5 мкм/час.

Методом МПЭ на релаксированных буферных слоях при T=600 °C были выращены две тестовые структуры [A20, A22, A26]. Одна структура состояла из ненапряженного Si₁₋ _xGe_x слоя с концентрацией Ge, равной концентрации Ge в верхнем полностью релаксированном SiGe слое «искусственной» подложки. Вторая структура состояла из пяти периодов решетки, состоящих из Si_{1-x}Ge_x и Si слоев. ACM снимки поверхности тестовых структур, сформированных на релаксированных SiGe буферных слоях, представлены на рисунке 3.10. ACM исследования показали, что тестовые SiGe структуры, сформированные на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях, имеют малую (рис. 3.4, 3.10) шероховатость поверхности. Таким образом, можно утверждать, что используемые при отжиге и росте методом МПЭ температуры (< 800 °C) не приводят к развитию шероховатости поверхности (восстановлению cross-hatch картины неровностей), предварительно удаляемой с буферных слоев методом XMП.



Рис. 3.10. АСМ снимки поверхности структур, выращенных на SiGe релаксированных буферных слоях методом МПЭ: (а) ненапряженный SiGe буферный слой с содержанием Ge, соответствующим верхнему слою SiGe релаксированного буфера и (б) компенсированная решетка SiGe/Si. Размеры снимков 5 × 5 мкм².

Необходимо отметить, что, в отличие от роста на Si(001) подложках, Si_{1-x}Ge_x слои, выращенные на релаксированном буферном слое, могут иметь разный знак деформации в зависимости от содержания Ge в них: Si_{1-x}Ge_x слои с долей Ge больше, чем в верхнем релаксированном слое «искусственной» подложки, будут испытывать деформацию сжатия, а с меньшей – деформацию растяжения. Таким образом, подбором состава и толщин слоев в Si_{1-x}Ge_x/Si многослойной периодической структуре, сформированной на релаксированном SiGe буфере, можно добиться полной компенсации упругих напряжений в одном периоде структуры. Такая «компенсированная» решетка как целое будет не напряжена и, следовательно, не будет иметь ограничений, связанных с критической толщиной псевдоморфного роста [129]. Состав Si_{1-x}Ge_x слоя и толщины слоев во второй тестовой структуре как раз и были подобраны таким образом, чтобы компенсировать упругие напряжения в одном периоде решетки. Решетка представляла собой 5-периодную структуру Si/Ge $_{0.36}$ Si $_{0.64}$ с толщинами $d_{Si} = 5$ нм и $d_{Ge_{0.36}Si_{0.64}} = 10$ нм. РД исследования структуры с Si_{1-x}Ge_x/Si решеткой показали, что в ω -2 Θ рентгеновских спектрах помимо пиков от Si подложки и релаксированных SiGe буферных слоев наблюдаются дополнительные дифракционные сателлитные пики (SL -2; -1; +2), связанные с периодической структурой GeSi/Si решетки (рис. 3.11). Наличие этих пиков указывает на структурное совершенство выращенной методом МПЭ структуры. Период решетки (D = 16 нм), определенный из РД данных, в пределах ошибок измерения совпадает с периодом, полученным из технологических параметров роста. Из рисунка 3.11 видно, что вычисленное положение нулевого РД пика от решетки (SL 0) совпадает с пиком от верхнего ненапряженного SiGe слоя в буфере, что указывает на то, что выращенная решетка как целое является ненапряженной относительно SiGe буфера как «искусственной» подложки с измененным параметром кристаллической решетки.

Так же на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях методом МПЭ были сформированы селективно легированные донорной примесью (сурьмой Sb) структуры с напряженным Si каналом. Структуры состояли из нелегированного SiGe буферного слоя толщиной ~ 100 нм, напряженного Si канала толщиной 15 нм, нелегированного слоя SiGe (разделяющего Si канал и легированную область) толщиной ~ 20 нм, легированного SiGe:Sb слоя толщиной 15 нм и покровного нелегированного SiGe слоя толщиной 30 нм. Для исследований были сформированы две подобные структуры, которые отличались степенью легирования (температурой Sb ячейки, при которой оно было осуществлено): для структуры 1 температура Sb ячейки во время легирования составляла $T_{sb} = 525$ °C, а



Рис. 3.11. ω -2 Θ спектр в окрестности отражения Si(004) для структуры с Ge_xSi_{1-x}/Si решеткой, выращенной методом МПЭ, на Si_{1-x}Ge_x буферном слое, подвергнутом ХМП. Стрелками отмечены дифракционные сателлитные пики (SL –2; SL –1; SL +2) от Ge_xSi_{1-x}/Si решетки и рассчитанное положение нулевого РД пика от решетки (SL 0).

для структуры 2 – $T_{\rm sb}$ = 500 °C. На рисунке 3.12 представлены данные по подвижности и двумерной концентрации электронов в напряженном Si канале для данных структур, полученные из измерений эффекта Холла при T = 4 К. Измерения эффекта Холла показали, для подобных структур, сформированных методом МПЭ на что релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях, удается достичь высоких (28000 -100000 см²/В) подвижности электронов в напряженном Si канале, разнесенным с областью легирования. Достигнутая высокая подвижность электронов служат показателем высокого структурного качества селективно легированных SiGe структур, SiGe сформированных на «искусственных» подложках. Полученные значения подвижности электронов в напряженном Si канале, сформированном на релаксированном SiGe буферном слое, для рассматриваемой гетероструктуры с селективным легированием Sb лежат на уровне мировых достижений для аналогичных гетероструктур [8, 130].



Рис. 3.12. Подвижность и двумерная концентрация электронов в селективно легированных SiGe структурах с напряженным Si каналом. Температура Sb ячейки, при которой осуществлялось легирование, составляла $T_{\rm Sb} = 525$ °C (для структуры 1) и $T_{\rm Sb} = 500$ °C (для структуры 2). Температура измерений T = 4 K.

В заключение приводятся основные результаты по данной главе.

- 1. Метод ГФЭ был использован для получения с большой скоростью роста релаксированных градиентных $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$ буферных слоев, имеющих низкую плотность прорастающих дислокаций. Высокие температуры роста в методе ГФЭ приводят к развитию шероховатости поверхности буферных слоев, связанной с наличием в структуре двумерной сетки дислокаций несоответствия. Показано, что химико-механическое полирование выращенных структур может быть эффективно использовано для получения релаксированных $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$ (x = 20 50%) буферных слоев с шероховатостью поверхности, сравнимой с шероховатостью поверхности исходных Si(001) подложек.
- Продемонстрировано, что полученные Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферные слои с низкой плотностью прорастающих дислокаций и малой шероховатостью поверхности могут быть использованы для формирования различных GeSi/Si гетероструктур методом МПЭ. Проведенные исследования по отжигу SiGe буферных слоев (при температурах *T* ≤ 800 °C) показали, что при используемых температурах не

происходит развития «cross-hatch» двумерной сетки неровностей на полированной поверхности SiGe буферных слоев. Температуры роста, характерные для метода МПЭ ($T \le 800$ °C) также не вызывают повторного возникновения на поверхности полированных Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферных слоев двумерной сетки неровностей, связанной с присутствием в структуре дислокаций несоответствия.

Глава 4. Исследования роста и фотолюминесценции Ge(Si) самоформирующихся островков, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях.

4.1. Введение.

Как было показано в литературном обзоре (Глава 1) и Главе 2, структуры с Ge(Si) самоформирующимися островками являются перспективным с точки зрения создания на их основе оптоэлектронных приборов. К началу работ над диссертацией достаточно хорошо были изучены структурные и оптические свойства Ge(Si) самоформирующихся островков, выращенных на подложках Si(001) [131, 132]. В тоже время рост Ge(Si) самоформирующихся островков на релаксированных Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферных слоях может дать ряд преимуществ. Так в ряде работ рассматривалась возможность формирования пространственно упорядоченного массива Ge(Si) островков за счет их роста на релаксированных Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферных слоях, поверхность которых формирования островков) имела хорошо выраженный рельеф, изначально (до обусловленный наличием дислокаций несоответствия (т.н. «cross-hatch» картина) [116, 133]. Кроме этого для Ge(Si) гетероструктур, выращенных на релаксированных Si₁₋ _xGe_x/Si(001) буферных слоях, существует возможность встраивания массива Ge(Si) самоформирующихся островков в брэгговские резонаторы [134]. Это связано с тем, что в системе Si/Ge формирование брегговских резонаторов возможно на основе компенсированных Si_{1-v}Ge_v/Si решеток, которых В соседние слои имеют противоположные знаки деформации, а упругие напряжения компенсируются в одном периоде решетки. Такие компенсированные Si_{1-v}Ge_v/Si решетки могут быть сформированы только на релаксированных $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$ (x < y) буферных слоях. Варьированием параметров брэгговского резонатора (за счет подбора состава и толщин слоев в компенсированной Si_{1-v}Ge_v/Si решетке) можно добиться получения необходимой резонансной частоты с целью выделения узкой линии люминесценции из широкого пика люминесценции, связанного с островками [134].

За счет роста Ge(Si) островков на релаксированных Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферных слоях может быть решена проблема слабой пространственной локализации электронов в структурах с островками, которая, как считается, является одной из причин достаточно низкой эффективности излучательной рекомбинации в GeSi/Si(001) гетероструктурах с самоформирующимися наноостровками и квантовыми точками [73]. В структурах с Ge(Si) самоформирующимися островками, выращенными на Si подложках, яма для электронов

сформирована лишь полями упругих напряжений от Ge(Si) островков (рис. 4.1 a). Ее глубина существенно зависит от состава, формы и упругих напряжений в островках и согласно расчетам зонной диаграммы однослойных структур с островками составляет ~ 20 – 30 мэВ [7, 60].

Ранее предлагалось несколько способов улучшения локализации электронов в структурах с островками, выращенных на Si(001) подложках. Так в работах [7, 65, 92, 135] рассматривалась возможность эффективной локализации электронов за счет формирования многослойных структур с Ge(Si)/Si(001)самоформирующимися островками, разделенных тонкими Si слоями. В этом случае слои Si между соседними слоями вертикально упорядоченных островков будут деформированы (растянуты) и будут



Рис. 4.1. Схематическое изображение зонных диаграмм для структур с (a) Ge(Si)/Si(001) островками и (б) Ge(Si) островками, сформированными на релаксированных SiGe буферных слоях и заключенных между слоями напряженного Si.

являться потенциальными ямами для электронов [7, 73]. Величина деформации барьерных слоев Si увеличивается с уменьшением их толщины, что приводит к росту глубины потенциальной ямы для электронов на гетерогранице с островками [7, 73]. Существенным недостатком многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками является неоднородность параметров островков в структуре: за счет накопления упругих напряжений параметры островков изменяются в каждом последующем слое [92, 136]. Кроме этого при формировании многослойных структур сложно контролировать параметры потенциальной ямы для электронов, образованной упруго-напряжений в барьерном Si слое будет определяться сразу несколькими параметрами, такими как степень вертикальной корреляции островков, их формой и составом. Существенным

недостатком метода усиления локализации электронов в многослойных структурах с Ge(Si)/Si(001) островками за счет уменьшения толщины Si разделительных слоев является увеличение упругих напряжений в структуре при уменьшении толщины барьерных Si слоев, и, как следствие, рост вероятности образования дислокаций в структуре. Образование дислокаций приводит к значительному росту центров безызлучательной рекомбинации в структурах на основе кремния [137] и резкому ухудшению люминесцентных свойств структур.

В то же время эффективная локализация электронов вблизи островков может быть достигнута за счет их встраивания в напряженный (растянутый) слой Si, который может быть сформирован на релаксированном Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферном слое [138] (рис. 4.1 б). При встраивании Ge(Si) островков между слоями напряженного Si глубина потенциальной ямы для электронов в основном будет обусловлена рассогласованием кристаллических решеток Si и релаксированного SiGe буферного слоя и в меньшей степени будет зависеть от параметров самих Ge(Si) островков. Ожидается, что эффективная локализация электронов вблизи островков позволит значительно увеличить эффективность излучательной рекомбинации в структурах с Ge(Si) островками.

Как отмечалось выше, к моменту начала работ над диссертацией были исследованы особенности роста Ge(Si) самоформирующихся островков на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях, характеризующихся наличием на поверхности «cross-hatch» картины неровностей [85, 88]. В то же время рост Ge(Si) островков на релаксированных SiGe буферных слоях с малой шероховатостью был практически не исследован. Что касается оптических свойств структур с Ge(Si) островками, встроенными в напряженный Si слой, то имелась лишь одна попытка получения и исследования подобного класса структур [138]. Однако в данной работе для формирования структур использовались структурированные «искусственные подложки» на основе релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоев и напряженный Si слой осаждался только поверх островков. Кроме этого неоднозначными кажутся полученные в этой работе результаты ФЛ, так как сигнал ФЛ, связываемый с островками, наблюдался в области энергий, в которой обычно наблюдается сигнал ФЛ от смачивающего слоя [61].

В настоящей Главе представлены результаты по исследованиям особенностей роста и фотолюминесценции Ge(Si) островков, сформированных на релаксированных SiGe буферных слоях с малой шероховатостью поверхности и встроенных в напряженный Si слой.

4.2. Исследование особенностей роста Ge(Si) самоформирующихся островков на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях с малой шероховатостью поверхности.

4.2.1. Методика эксперимента.

Известно, что в случае роста Ge(Si) самоформирующихся островков на Si(001) подложках (далее «Ge(Si)/Si(001) островков») положение, интенсивность и ширина пика фотолюминесценции (ФЛ), связанного с островками, зависит от их размеров, формы и поверхностной плотности. Очевидно, что изменение постоянной кристаллической решетки подложки при переходе от роста на Si(001) подложке к росту островков на релаксированном Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферном слое приведет к существенному изменению параметров островков, что, в свою очередь, должно отразиться на оптических свойствах этих структур.

В данном параграфе представлены результаты исследований особенностей роста Ge(Si) самоформирующихся островков, полученных на релаксированных Si_{1-x}Ge_x/Si(001) (x = 20 % - 35%) буферных слоях с предосажденным слоем напряженного Si (ϵ -Si слоем) (далее «Ge(Si)/ ϵ -Si островков»). Исследована зависимость размеров, формы и поверхностной плотности Ge(Si)/ ϵ -Si островков от толщины напряженного Si слоя и от температуры осаждения Ge (T_g) в интервале $T_g = 550 \div 750$ °C.

В качестве подложек для формирования структур с островками использовались градиентные релаксированные $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$ (x = 20 - 35 %) буферные слои с низкой плотностью прорастающих дислокаций и малой шероховатостью поверхности. Методика получения используемых высококачественных SiGe/Si(001) буферных слоев и методика их химической подготовки для роста методом МПЭ подробно описаны в Главе 3.

Рост структур с Ge(Si) самоформирующимися островками на релаксированных Si₁₋ _xGe_x/Si(001) буферных слоях был выполнен методом МПЭ из твердых источников на высоковакуумной установке «Balzers». Описание установки представлено в Главе 2. Скорости роста структур лежали в диапазоне 0.01 - 0.1 нм/с. Рост структур на релаксированных Si_{1-x}Ge_x/Si(001) слоях начинался с осаждения буферного Si_{1-x}Ge_x слоя (поз. 1 на рис. 4.2) с содержанием Ge, соответствующим содержанию Ge в верхнем, ненапряженном слое релаксированного буфера. Далее осаждался слой Si (поз. 2 на рис. 4.2) эквивалентной толщины $0\div3$ нм, на котором формировались Ge(Si) островки (поз. 3 на рис. 4.2). Островки были получены за счет осаждения Ge эквивалентной толщиной $d_{Ge} = 5 - 12$ монослоев (MC) (1 MC ≈ 0.14 нм). Температура осаждения Ge варьировалась в диапазоне $T_g = 550 - 750$ °C. Исследования особенностей роста островков при различных температурах осаждения Ge выполнены на структурах с толщиной *е*-Si слоя под островками равной 2 нм.

Исследования морфологии поверхности структур были выполнены методом атомносиловой микроскопии (ACM) на микроскопе Solver PRO с использованием бесконтактной моды.

Рентгенодифракционные исследования выращенных структур выполнены на двухкристальном дифрактометре ДРОН-4. Следует отметить определенные особенности рентгенодифракционных исследований применительно к SiGe/Si(001) релаксированным



Рис. 4.2. Схематическое изображение структуры для АСМ исследований, сформированной методом МПЭ на «искусственной подложке» на основе релаксированного SiGe/Si(001) буферного слоя. Цифрами на рисунке обозначены: 1 – ненапряженный SiGe буферный слой, 2 – слой напряженного Si под островками толщиной d_1^{Si} , 3 – Ge(Si) самоформирующиеся островки.

буферным слоям и структурам с Ge(Si) самоформирующимися островками, выращенными на них. Для характеризации состава и степени релаксации упругих напряжений в «искусственной подложке» – SiGe/Si(001) градиентном буферном слое – перед использованием конкретной подложки для роста применялось сканирование с высоким угловым разрешением рентгенодифракционного спектра и малой интенсивностью излучения (малой шириной щели дифрактометра). Следующим этапом была запись спектров от SiGe буферного слоя в режиме больших мощностей излучения (большая ширина щели дифрактометра) и с меньшим угловым разрешением. Данный режим использовался ранее для определения состава и упругих напряжений Ge(Si)/Si(001) островков. Необходимость получения таких спектров от подложек перед ростом на них обусловлена Ge(Si) островков необходимостью выделения после роста на рентгенодифракционных спектрах слабого сигнал от островков на фоне более интенсивного сигнала от релаксированного SiGe буфера.

4.2.2. Зависимость параметров Ge(Si)/∈-Si островков от количества осажденного Ge.

Согласно результатам АСМ исследований образование Ge(Si) самоформирующихся островков при осаждении Ge при 650 °C на напряженный Si слой толщиной 2 нм начинается при количествах осаждаемого Ge ≥ 5.5 MC (рис. 4.3).

При росте на Si(001) подложках при тех же условия формирование островков начинается при количестве осажденного Ge ≥ 4.5 MC [5, 104, 139]. Увеличение критической толщины начала формирования островков при переходе к росту на релаксированных SiGe буферных слоях связано с уменьшением рассогласования



Рис. 4.3. АСМ снимок поверхности образца с эквивалентной толщиной осажденного Ge слоя 5.5 МС. Размер снимка 2 × 2 мкм² (Цветовая шкала подобрана таким образом, чтобы выделить островки.

кристаллических решеток подложки и осаждаемого Ge слоя. Действительно, критическая толщина образования островков определяется рассогласованием кристаллических решеток материала подложки и осаждаемого слоя [20] и растет с уменьшением рассогласования.

АСМ исследования показали, что, как и в случае роста Ge(Si)/Si(001) островков [A7, A9], при росте Ge(Si)/ ϵ -Si островков на первом этапе на поверхности структур формируются островки, имеющие пирамидальную форму (рис. 4.3). Плотность островков на начальной стадии формирования достаточно невысока (~ 4·10⁸ см⁻² для снимка представленного на рис. 4.3). Отношение латерального размера к высоте для

пирамидальных островков (рис. 4.3), вычисленное из АСМ снимка составляет 10 – 12. Таким образом, островки пирамидальной формы можно идентифицировать как ругатій островки [140] – островки пирамидальной формы с плоскостями типа {105} в качестве боковых граней (см. рис. 1.6 в в Главе 1).

Как видно из рисунка 4.4 при увеличении количества осажденного Ge, как и в случае роста островков на Si(001) подложках, поверхностная плотность ругатій островков увеличивается и наблюдается достаточно широкое распределение данного типа островков по размерам (рис. 4.4). Как и в случае формирования ругатій островков на Si(001) подложках, в случае роста данного типа островков на релаксированных SiGe буферных слоях с предосажденным слоем напряженного Si наблюдается следующее: при увеличении количества осаждаемого Ge происходит рост ругатій островков с сохранением их формы. При увеличении объема ругатій островков происходит увеличение их высоты и латеральных размеров, при этом отношение данных параметров друг к другу остается практически неизменным. Таким образом, в качестве боковых граней для ругатій островков различных размеров выступают плоскости типа {105}. Этот факт хорошо виден на зависимости латерального размера ругатій островков от их высоты, полученной в результате обработки ACM снимков (рис. 4.5). Из рисунка 4.5 видно, что полученная зависимость хорошо аппроксимируется линейной зависимостью, причем



Рис. 4.4. АСМ снимок поверхности образца, на котором островки сформированы осаждением Ge слоя толщиной 6 МС. Размер снимка 1 × 1 мкм².

аспектное отношение ругатій островков (отношение высоты к латеральному размеру) преимущественно находится в интервале 0.09–0.11, что соответствует плоскостям семейства {105}. При аппроксимации распределения островков по размерам линейной зависимостью проявляется особенность АСМ метода исследования размеров Ge(Si) самоформирующихся островков. Из-за конечного радиуса закругления кончика зонда атомно-силового микроскопа латеральный размер островка, определенный из АСМ снимков, оказывается несколько больше его реальных размеров [42]. В результате этого линия, аппроксимирующая линейную зависимость латеральных размеров ругаті



Рис. 4.5. Диаграмма распределения Ge(Si)/*є*-Si pyramid островков по размерам. Линия на графике соответствует линейной аппроксимации зависимости латерального размера pyramid островков от их высоты. Пересечение оси ординат этой линией не в нуле обусловлено методикой измерений – конечным радиусом ACM зонда.

островков от их высоты, пересекает ось ординат не при нулевом значении (рис. 4.5). По этому значению можно оценить увеличение латеральных размеров островков при определении их из АСМ снимков. Видно, что в нашем случае эта величина составляет ~ 16 нм.

При дальнейшем увеличении количества осаждаемого Ge на поверхность структуры ругатіd островки, достигнув некоторого критического объема, трансформируются в куполообразные dome островки. На рисунке 4.6 приведены ACM снимки структур, выращенных при температуре роста 630 °C, с толщиной осажденного Ge слоя 8 MC (рис. 4.6 а) и 11 MC (рис. 4.6 б). При увеличении количества осажденного Ge большее число pyramid островков достигают критического размера, необходимого для их перехода в dome островки. В результате этого поверхностная плотность dome островков увеличивается, а поверхностная плотность pyramid островков уменьшается. При толщине осажденного слоя Ge > 10 MC (при росте на релаксированных SiGe буферных слоях с



Рис. 4.6. АСМ снимки поверхности структур с Ge(Si)/ ϵ -Si островками, сформированными при 630 °C осаждением Ge слоя эквивалентной толщиной (а) 8 МС и (б) 11 МС. Размеры снимков 1 × 1 мкм².

предосажденным слоем напряженного Si) dome островки становятся доминирующим типом островков на поверхности. Аналогичные результаты по наличию на поверхности структур двух типов Ge(Si) островков [43] для случая роста на Si(001) подложках были ранее получены в работах [42, 48, 141].

Проведенные исследования показали, что качественно рост Ge(Si)/ ϵ -Si островков при увеличении количества осажденного Ge совпадает с ростом Ge(Si)/Si(001) островков. Обнаруженные количественные различия связаны с изменением типа подложки при переходе от роста на Si(001) к росту на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях. При изменении типа подложки в рассматриваемом случае изменяется (увеличивается) постоянная кристаллической решетки подложки по сравнению с постоянной решетки объемного Si, а, соответственно, изменяются (уменьшаются) и упругие напряжения в формируемом Ge слое, что приводит к обнаруженным количественным различиям в случаях роста Ge(Si)/ ϵ -Si и Ge(Si)/Si(001) островков.

4.2.3. Зависимость параметров $Ge(Si)/\epsilon$ -Si островков от температуры осаждения Ge.

В предыдущем параграфе было рассмотрено изменение параметров Ge(Si)/ ϵ -Si самоформирующихся островков при увеличении количества осаждаемого Ge. В данном параграфе рассматривается зависимость параметров Ge(Si)/ ϵ -Si островков от температуры их формирования. Известно [104, A1], что в случае роста Ge(Si) островков на подложках Si(001) существует зависимость параметров островков (формы, размеров, поверхностной плотности, компонентного состава) от температуры их формирования. Подобной зависимости указанных параметров островков от температуры формирования следует ожидать и в случае роста Ge(Si)/ ϵ -Si островков.

На рисунке 4.7 представлены ACM снимки поверхности структур с Ge(Si)/ є-Si самоформирующимися островками, выращенными при различных температурах осаждения Ge. Для исследований использовались структуры с толщиной є-Si слоя под островками 2 нм.

На рисунке 4.8 представлены зависимости высоты и поверхностной плотности Ge(Si)/є-Si островков от температуры роста, полученные в результате обработки ACM снимков, представленных на рисунке 4.7 и данные обработки АСМ снимков для Ge(Si)/Si(001) островков. Согласно АСМ данным в интервале температур осаждения Ge $T_{e} = 630 \div 750$ °C на поверхности наблюдаются два типа Ge(Si)/ ϵ -Si островков: пирамидальные (pyramid) и куполообразные (dome) островки (рис. 4.7 а-г) [A7, A9, A21, A23, A26]. Как и в случае формирования Ge(Si)/Si(001) островков, при уменьшении температуры осаждения Ge в этом интервале температур происходит уменьшение размеров Ge(Si)/ є-Si островков и рост их поверхностной плотности (рис. 4.8). Проведенный анализ АСМ данных показал (рис. 4.8), что имеются некоторые отличия параметров Ge(Si)/Si(001)Ge(Si)/*∈*-Si количественные И островков, сформированных при одинаковых температурах осаждения Ge, что связано с различным типом подложек и несколько большей шероховатостью поверхности релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоев, чем Si(001) подложек.

Как и в случае роста Ge(Si)/Si(001) островков [52] при высоких температурах осаждения Ge удается получать массивы Ge(Si)/ ϵ -Si dome островков с малым разбросом по размерам (~ 10 %) (рис. 4.7 б, в). Массивы Ge(Si)/ ϵ -Si островков с малым разбросом по размерам были получены при температурах роста 650 – 700 °C и эквивалентном количестве осажденного Ge $d_{Ge} = 11 - 12$ MC.



Рис. 4.7. АСМ снимки поверхности структур с Ge(Si)/ ϵ -Si самоформирующимися островками, выращенными при температурах осаждения Ge (a) 750 °C, (б) 700 °C, (в) 650 °C, (г) 630 °C, (д) 600 °C и (е) 550 °C. Размер снимков (а)–(в) – 2 × 2 мкм², (г)–(е) – 1 × 1 мкм².

104



Рис. 4.8. Зависимости (а) высоты и (б) поверхностной плотности Ge(Si)/Si(001) и Ge(Si)/*є*-Si островков от температуры осаждения Ge. Пунктирной линией показано изменение параметров при смене типа островков.

При уменьшении температуры осаждения Ge с 630 °C до 600 °C происходит резкое изменение морфологии поверхности структур с островками – на поверхности структур, выращенных при температурах $T_g \leq 600$ °C, наблюдаются лишь hut островки (рис. 4.7 д),

имеющие прямоугольное основание и вытянутую пирамидальную форму. Большие куполообразные dome островки при $T_g \leq 600$ °C отсутствуют. Данное изменение морфологии поверхности сопровождается не только изменением формы островков, но и существенным уменьшением средней высоты островков (рис. 4.8 a) [A7, A9, A21, A23, A26]. Аналогичное изменение морфологии поверхности (переход dome-hut) ранее наблюдалось в случае роста Ge(Si)/Si(001) островков [104, A1]. Однако, для Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков данный переход имеет место в диапазоне температур осаждения Ge $T_g = 550 \div 600$ °C (см. Главу 2).

Как было показано в [142], образование hut островков при низких температурах осаждения Ge может быть обусловлено изменением диффузии и энергетических потенциалов для образования новых граней островков. В этом случае разница в температурах изменения морфологии островков в случае роста Ge(Si)/ ϵ -Si и Ge(Si)/Si(001) островков может быть связана с различием коэффициентов диффузии атомов на поверхности Si_{1-x}Ge_x буферных слоев и Si(001) подложек, а также с различием энергетических потенциалов образования новых граней островков на подложках с различными постоянными кристаллических решеток.

Еще одной возможной причиной изменения морфологии поверхности может являться увеличение поверхностной плотности Ge(Si)/ *е*-Si самоформирующихся островков (рис. 4.8 б) при понижении температуры осаждения Ge. Известно [48], что для образования dome островков необходимо, чтобы pyramid островки достигли некоторого критического объема, который зависит от рассогласования кристаллических решеток островка и подложки. При высокой поверхностной плотности из-за взаимодействия с соседними островками pyramid островки, первоначально образующиеся на поверхности структур, могут не достигать равновесного критического объема, необходимого для их трансформации в островки типа dome. Ранее было показано [35], что при высокой температуре роста это может привести к уменьшению критического объема pyramid островков. Однако кинетические ограничения, связанные с низкими температурами роста, могут препятствовать переходу pyramid островков в dome при объемах, меньше равновесного критического объема. В этом случае рост pyramid островков, не достигших из-за упругого взаимодействия с соседними островками равновесного критического объема, может происходить за счет увеличения их латерального размера в направлении наименьшего взаимодействия с соседними островками. В этом случае произойдет трансформация ругатіd островков в островки типа hut.

Анализ ACM снимков структур с $Ge(Si)/\epsilon$ -Si и Ge(Si)/Si(001) островками, сформированными в интервале температур $T_g = 600 \div 650$ °C, показал, что в этой области температур поверхностная плотность Ge(Si)/*e*-Si островков несколько выше поверхностной Ge(Si)/Si(001)островков (рис. 4.8 б). Увеличение плотности поверхностной плотности Ge(Si)/ є-Si островков приводит к тому, что упругие взаимодействия между pyramid островками становятся существенными при более высоких температурах роста, в результате чего и может произойти смещение точки изменения морфологии Ge(Si)/ *є*-Si островков в область более высоких температур. Рост поверхностной плотности островков при росте на Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферных слоях может быть связан с тем фактом, что как было отмечено в Главе 3 шероховатость поверхности SiGe буферных слоев несколько выше шероховатости исходных Si(001) подложек (рис. 3.4 в Главе 3). Как известно [143], длина поверхностной диффузии осаждаемых атомов существенно влияет на поверхностную плотность формируемого массива Ge(Si) островков. Увеличение шероховатости поверхности может приводить к уменьшению диффузии поверхностных адатомов и, соответственно, к увеличению длины поверхностной плотности островков.

Увеличение температуры, при которой происходит смена типа островков (перехода dome-hut), для Ge(Si)/ *e*-Si островков может быть также связано с меньшим рассогласованием кристаллических решеток Ge(Si) островка и релаксированного Si_{1-x}Ge_x буферного слоя, по сравнению с Ge(Si)/Si(001) островками, выращенными при той же температуре осаждения Ge. Ha рисунке 4.9 представлены результаты рентгенодифракционных исследований зависимости среднего содержания Ge в dome $Ge(Si)/\epsilon$ -Si и Ge(Si)/Si(001) островках от температуры роста. Было обнаружено, что среднее содержание Ge в $Ge(Si)/\epsilon$ -Si островках оказывается на 10 - 12 % выше содержания Ge в Ge(Si)/Si(001) островках, сформированных при той же температуре. Однако, с учетом ~ 25 %-го содержания Ge в SiGe буферном слое, рассогласование кристаллических решеток SiGe буферного слоя и Ge(Si)/ --Si островков, сформированных на нем, оказывается меньшим, чем для Ge(Si)/Si(001) островков. От рассогласования кристаллических решеток островка и подложки существенно зависит критический объем ругатіd островков, при достижении которого они трансформируются в островки типа dome [48, 92]. Меньшее рассогласование кристаллических решеток островка и подложки в случае осаждения Ge на релаксированный Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферный слой приводит к увеличению критического размера pyramid островков. Следовательно, уже при меньшей



Рис. 4.9. Зависимость процентного содержания Ge в островках от температуры роста для роста на подложках Si(001) и на релаксированных $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$ буферных слоях.

поверхностной плотности (при более высоких температурах роста) взаимодействие между близлежащими ругатіd островками становится существенным, препятствуя переходу ругатіd островков в dome и приводя к появлению на поверхности hut островков. Обнаруженные особенности в формировании Ge(Si)/ ϵ -Si островков позволяют получать массив hut островков с малой высотой при более высокой температуре роста по сравнению с Ge(Si)/Si(001) островками. В этом случае структуры с островками будут содержать меньшую концентрацию точечных дефектов.

При уменьшении температуры формирования Ge(Si)/ ϵ -Si островков с 600 °C до 550 °C (рис. 4.7 д, е) происходит уменьшение размеров (рис. 4.8 а) и увеличение поверхностной плотности (рис. 4.8 б) hut островков [A7, A9, A21, A23, A26]. Данные изменения параметров hut островков аналогичны наблюдаемым изменениям параметров островков данного типа в случае роста их на Si(001) подложках. Однако при формировании hut островков на релаксированных SiGe буферных слоях их размеры оказываются несколько больше размеров островков данного типа, формируемых на Si(001) при той же температуре, а поверхностная плотность – несколько меньше. Данные количественные отличия связываются с меньшим рассогласованием кристаллических решеток островка и буферного слоя под ним в случае формирования Ge(Si) островков на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях, чем в случае роста на Si(001) подложках.
4.2.4. Зависимость параметров $Ge(Si)/\epsilon$ -Si островков от толщины ϵ -Si слоя.

Как было показано в работах [144, 145], параметры Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков существенным образом зависят от параметров предосажденных напряженных SiGe и Si слоев. Для случая формирования Ge(Si) островков на релаксированных буферных слоях таким напряженным слоем являет предосаждаемый слой Si. Следовательно, напряженный Si слой может оказывать влияние на формирование островков на нем. В данном параграфе представлены результаты исследований влияние толщины напряженного Si на рост Ge(Si) островков.

Для определения влияния толщины Si слоя на параметры островков была выбрана температура формирования островков $T_g = 650$ °C. На всех структурах для данного исследования островки были сформированы путем осаждения Ge с эквивалентной толщиной 11 МС. На рисунке 4.10 представлены АСМ снимки поверхности структур с Ge(Si) островками, сформированными без напряженного Si слоя под ними и с напряженными Si слоями толщиной 0.55 нм, 1 нм, 2 нм и 3 нм под островками.

На рисунке 4.11 представлены результаты обработки этих снимков. Из приведенных результатов видно, что при увеличении толщины напряженного Si слоя с 0 до 0.55 нм (рис. 4.10 a, б, 4.11 a) суммарная поверхностная плотность островков, присутствующих на поверхности, уменьшается, а при дальнейшем возрастании толщины ϵ -Si слоя практически не меняется. Также обнаружено, что поверхностная плотность и высота dome островков увеличиваются с ростом толщины напряженного Si слоя, а поверхностная плотность ругаmid островков уменьшается. Кроме того, в образце без Si слоя наблюдаются большое число островков с формой, промежуточной между dome и ругаmid (рис. 4.10 а).

Количественные изменения параметров островков при изменении толщины напряженного Si слоя под островками могут быть объяснены следующим образом. Рост островков на релаксированных SiGe буферных слоях имеет особенность, связанную с изменением такого параметра, как шероховатость поверхности. В Главе 3 было показано, что шероховатость поверхности используемых релаксированных Si₁₋ $_x$ Ge_x/Si(001) буферных слоев даже после проведения ХМП несколько выше, чем у подложек Si(001), поэтому длина поверхностной диффузии атомов меньше, что может приводить к росту количества центров зарождения островков. Из-за этого при росте на релаксированном SiGe буферном слое (при фиксированном количестве осаждаемого Ge) самих островков образуется больше, но их средняя высота уменьшается, так как на один островок при большей поверхностной плотности приходится меньшее количество материала.

32 25 (б) nm nm 10 0 23 24 (г) nm nm 0

0



Рис. 4.10. ACM снимки поверхности структур с Ge(Si)/*e*-Si островками, сформированными при $T_g = 650$ °C (а) без напряженного Si слоя и на напряженных Si слоях толщиной (б) 0.55 нм, (в) 1 нм, (г) 2 нм, (д) 3 нм. Толщина осажденного слоя Ge $d_{\rm Ge}=11~{\rm MC}$ для все образцов Размеры снимков $1\times1~{\rm мкm}^2.$

110



Рис. 4.11. Зависимости (а) поверхностной плотности и (б) высоты (только для dome) островков от толщины ϵ -Si слоя. Температура роста 650°C, $d_{Ge} = 11$ MC.

Известно [146, 147], что осаждение напряженного Si слоя на Si_{1-x}Ge_x буфер приводит к некоторому "сглаживанию" поверхности, т.е. уменьшению ее шероховатости. По-видимому, основной эффект сглаживания проявляется при увеличении толщины ϵ -Si слоя с 0 до 0.55 нм, так как при дальнейшем увеличении толщины ϵ -Si слоя происходит лишь незначительное изменение параметров островков

(рис. 4.10 в-д, 4.11). При уменьшении шероховатости поверхности длина поверхностной диффузии атомов становится больше, что ведет к уменьшению суммарной поверхностной плотности образующихся островков (рис. 4.11 а). Поскольку количество осаждаемого Ge фиксировано, а поверхностная плотность островков уменьшается, то происходит увеличение числа атомов осаждаемого материала в расчете на один островок. Как известно [48, 50], dome островки образуются из pyramid, когда последние достигнут некоторого критического объема. Тогда, из-за того, что количество материала в расчете на один островок становится больше при увеличении толщины ϵ -Si слоя, большее количество pyramid островков достигает критического объема и трансформируется в островки типа dome. Поэтому при увеличении толщины *є*-Si слоя происходит увеличение поверхностной плотности dome островков и уменьшение поверхностной плотности pyramid островков (рис. 4.11 а). Рост высоты dome островков при увеличении толщины напряженного Si слоя также связывается с уменьшением шероховатости поверхности – при уменьшении шероховатости поверхности, обусловленном увеличением толщины Si слоя под островками, происходит увеличение длины поверхностной диффузии осаждаемых атомов, что приводит к возрастанию количества материала в каждом отдельном dome островке, а, соответственно, приводит к увеличению средней высоты островков данного типа.

Анализируя полученные результаты исследования влияния напряженного Si слоя на поверхностную плотность Ge(Si)/ *e*-Si островков можно провести аналогию с результатами, полученными ранее при исследовании влияния напряженных SiGe слоев на рост Ge(Si)/Si(001) островков [144, 145]. Как было показано ранее [144, 145], при наличии напряженного SiGe слоя под Ge(Si)/Si(001) островками происходит увеличение шероховатости поверхности перед формированием на ней островков. Увеличение шероховатости поверхности приводит к уменьшению длины поверхностной диффузии и, как следствие, к увеличению поверхностной плотности островков [144, 145]. Обнаруженные в случае формирования Ge(Si) островков на напряженных SiGe слоях изменения размеров островков обусловлены уменьшением толщины смачивающего слоя под островками [144, 145], и, соответственно, не могут быть сопоставимы с результатами, представленными для случая формирования островков на напряженных Si слоях.

112

4.3. Фотолюминесценция Ge(Si) островков, заключенных между слоями напряженного Si.

В данном параграфе представлены результаты исследований спектров фотолюминесценции структур с Ge(Si)/*e*-Si самоформирующимися островками.

4.3.1. Методика эксперимента.

На рис. 4.12 представлен дизайн структур с Ge(Si)/ ϵ -Si самоформирующимися островками, используемых для фотолюминесцентных исследований. Отличие структур с островками для ФЛ изменений от структур, используемых для ACM исследований роста островков, состояло в наличие у первых покровного слоя над островками. Покровная часть над островками состояла из напряженного Si слоя толщиной $d_2^{Si} = 1-3$ нм, и ненапряженного SiGe слоя (поз. 4 на рис. 4.12) с x_{Ge} , соответствующим содержанию Ge в SiGe буферном слое под островками (поз. 1 на рис. 4.12). Сверху структура закрывалась тонким защитным слоем Si толщиной ~2 нм (поз. 5 на рис. 4.12). Схематически изображение зонной диаграммы для данного дизайна структуры (вдоль пунктирной линии на рис. 4.12) приведено на рис. 4.16.



Рис. 4.12. Схематичное изображение поперечного сечения гетероструктур с Ge(Si) самоформирующимися островками, заключенными между ϵ -Si слоями. d_1^{Si} и d_2^{Si} – толщины ϵ -Si слоев под и над островками соответственно. Цифрами на рисунке обозначены: 1 – SiGe буферный слой; 2 – ϵ -Si слои под и над островками; 3 – Ge(Si) самоформирующиеся островки; 4 – покровный SiGe слой; 5 – защитный слой Si.

Исследования спектров ФЛ структур с Ge(Si) самоформирующимися островками, заключенными между напряженными Si слоями были выполнены на фурье-спектрометре ВОМЕМ DA3.36 в ИФМ РАН м.н.с. А.Н.Яблонским. Для возбуждения сигнала ФЛ использовались Ar⁺ и HeCd лазеры. При возбуждении сигнала ФЛ Ar⁺ лазером с длиной

волны $\lambda = 515$ нм и коэффициентом поглощения излучения в Si $\alpha \sim 10^4$ см⁻² характерная длина проникновения возбуждающего лазерного излучения в структуру составляло ~1.5 мкм. Максимальная плотность мощности при возбуждении Ar⁺ лазером была на уровне ~ 100 Bt/cm². Для возбуждения сигнала ФЛ также использовался HeCd лазер с длиной волны $\lambda = 325$ нм (коэффициент поглощения в Si $\alpha \sim 10^6$ см⁻²), характерная длина проникновения излучения которого в структуру составляла ~ 10 нм. Максимальная плотность мощность в структуру составляла ~ 10 нм. Максимальная плотность мощность при возбуждении HeCd лазером была на уровне ~ 0.03 Bt/см².

4.3.2. Зависимость спектров ФЛ структур с Ge(Si)/∈-Si островками от длины волны возбуждающего лазерного излучения.

На рисунке 4.13 для сравнения представлены спектры ФЛ, измеренные при 77 К, от структуры с Ge(Si)/Si(001) островками и структуры с Ge(Si)/*е*-Si куполообразными



Рис. 4.13. Спектры ФЛ структур с Ge(Si)/є-Si и Ge(Si)/Si(001) островками. Стрелками обозначены пики ФЛ от островков и дислокационный пик ФЛ в случае роста на SiGe релаксированном буферном слое. Спектры зарегистрированы InSb детектором.

островками ($d_{\text{Ge}} = 11 \text{ MC}$). Обе структуры были выращены при 650 °С. Толщина напряженного Si слоя в структуре с Ge(Si)/ ϵ -Si островками была 2 нм над и под островками. Для возбуждения спектров ФЛ, представленных на рисунке 4.13, использовалось излучение Ar⁺ лазера. В спектре ФЛ структуры с Ge(Si)/Si(001)

островками присутствует широкий пик ФЛ, связываемый с непрямой в реальном пространстве оптической рекомбинацией дырок, локализованных в островках, и электронов, находящимися в Si на гетерогранице с островком [60, 63] (рис. 1.11 в Главе 1). В спектре ФЛ структуры с Ge(Si)/ ε-Si островками помимо полосы дислокационной ФЛ в области 0.8 – 0.9 эВ [119] присутствует дополнительный пик ФЛ в области энергий 0.6 – 0.7 эВ (рис. 4.13). Данный пик ФЛ наблюдался нами только в структурах с Ge(Si)/*e*-Si островками, внедренными в напряженный слой Si, и отсутствовал в спектрах ФЛ других Ge/Si гетероструктур (компенсированные решетки, буферные SiGe слои), сформированных на релаксированных буферных слоях Si_{1-x}Ge_x. Как будет показано ниже, положение этого пика зависело от условий роста островков и параметров *е*-Si слоя. Все выше перечисленные факты позволяет связать обнаруженный пик ФЛ с оптической рекомбинацией носителей заряда в островках.

Энергия фотона (E = 2.41 эВ) излучения Ar⁺ лазера на длине волны $\lambda = 515$ нм меньше энергии прямого перехода в Si (E = 3.4 эB [148]), что приводит к слабому поглощению (коэффициент поглощения $\alpha \sim 10^4$ см⁻²) света в кремнии на длине волны излучения Ar⁺ лазера и, как следствие, к большой глубине проникновения данного излучения в исследуемые структуры. В случае структур с Ge(Si) островками, заключенными между напряженными Si слоями глубина проникновения излучения Ar⁺ лазера в структуру составляет ~ 1.5 мкм (рис. 4.14). В тоже время толщина активной области структуры, сформированной методом МПЭ, составляет только 200 нм. Таким образом, глубина проникновения излучения Ar⁺ лазера значительно превосходит толщину активной области структуры и достигает дефектных областей релаксированного SiGe буферного слоя, имеющих большую концентрацию дислокаций несоответствия (рис. 4.14). Из-за поглощения значительной части излучения Ar⁺ лазера в дефектной области релаксированного SiGe буфера в спектрах ФЛ исследуемых структур наблюдается интенсивный сигнал ФЛ, связанный с излучательной рекомбинацией носителей заряда на дислокациях (рис. 4.13). Наличие данного сигнала значительно затрудняет интерпретацию спектров ФЛ структур с Ge(Si)/ *с*-Si островками.

В тоже время излучения HeCd лазера с длинной волны $\lambda = 325$ нм поглощается в Si/Ge структурах примерно в 100 раз эффективнее (коэффициент поглощения $\alpha \sim 10^6$ см⁻²), чем излучение Ar⁺ лазера (рис. 4.14). Значительно более эффективное поглощение излучения HeCd лазера в Si/Ge структурах связано с тем, что энергия фотона этого излучения (E = 3.82 эВ) больше энергии прямого перехода в Si. В результате этого характерная глубина проникновения излучения HeCd лазера в SiGe гетероструктуру



Рис. 4.14. Схематическое изображение проникновения излучения Ar⁺ и HeCd лазеров в структуру с Ge(Si) самоформирующимися островками, заключенными между *ε*-Si слоями. Символами *к* изображены дислокации несоответствия в SiGe буферном слое. Излучение Ar⁺ лазера проникает в дефектную область релаксированного SiGe буферного слоя.

составляет ~ 10 нм, что значительно меньше размера активной области структуры (рис. 4.14). В результате поглощения излучения HeCd лазера в тонком приповерхностном слое исследуемых структур в спектрах ФЛ присутствуют только пики, которые связаны с оптической рекомбинацией носителей заряда в островках (рис. 4.15).

Отсутствие в спектрах ФЛ структур с Ge(Si)/*є*-Si островками сигнала ФЛ от прорастающих дислокаций и дислокаций несоответствия от релаксированного буферного слоя указывает на то, что носители заряда, фотоиндуцированные излучением HeCd лазера в тонком приповерхностном слое структуры, эффективно захватываются Ge(Si)/*є*-Si островками и рекомбинируют в них [A8, A23–A27].

116



Рис. 4.15. Спектры ФЛ структур с островками, сформированными на релаксированных $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$ буферных слоях записанные с использованием для возбуждения излучения (1) Ar⁺ лазера и (2) HeCd лазера. Спектры нормированы на максимум сигнала ФЛ от островков.

4.3.3. Влияние толщины ϵ -Si слоев на фотолюминесценцию Ge(Si)/ ϵ -Si островков.

Как указывалось выше, при выборе дизайна структур с Ge(Si)/ ϵ -Si островками ожидалось, что в этих структурах будут реализованы оптические переходы между дырками, заключенными в Ge(Si) островках, и электронами, локализованными в напряженных Si слоях над и под островками. В том случае если обнаруженный сигнал ФЛ в спектре исследованных структур связан именно с таким переходом, его параметры (положение максимума и ширина пика) должны существенно зависеть от параметров ϵ -Si слоев над и под островками. В этом параграфе представлены результаты исследований влияние толщины ϵ -Si слоев над и под островками на ФЛ структур с Ge(Si)/ ϵ -Si островками.

Структуры для исследований влияния толщин напряженных Si слоев над и под островками на спектры ФЛ состояли из ненапряженного SiGe буферного слоя, тонкого

слоя напряженного Si толщиной $d_1^{\text{Si}} = 1 - 3$ нм, массива куполообразных dome островков, сформированных при температуре роста 650 °C путем осаждения Ge эквивалентным количеством $d_{\text{Ge}} = 11$ MC, еще одного тонкого слоя напряженного Si толщиной $d_2^{\text{Si}} = 1 - 3$ нм, покровного ненапряженного SiGe слоя толщиной ~ 80 нм и тонкого защитного слоя Si (рис. 4.12).

На рис. 4.16 представлены спектры ФЛ структур с Ge(Si)/*є*-Si островками, различающимися только толщинами *є*-Si слоев над и под островками. Как было показано



Рис. 4.16. Спектры ФЛ (T = 77 K, InSb детектор, HeCd лазер) структур с Ge(Si)/ ϵ -Si островками, сформированными при 650 °C ($d_{Ge} = 11$ MC). Толщины ϵ -Si слоев приведены на рисунке. Спектры нормированы на максимум сигнала ФЛ от островков.

в параграфе 4.2.4 при изменении толщины ϵ -Si слоя под островками в диапазоне толщин 1 – 3 нм параметры островков практически не изменяются. Следовательно, можно предположить, что сами Ge(Si) островки, заключенные между ϵ -Si слоями, во всех структурах, спектры которых представлены на рис. 4.16, имели близкие параметры, так как были сформированы при одинаковых условиях роста (температура роста и скорость

осаждения Ge). Из рисунка 4.16 видно, что при уменьшении толщин *e*-Si слоев над и под островками с $d_1^{\rm Si} = d_2^{\rm Si} = 3$ нм до $d_1^{\rm Si} = d_2^{\rm Si} = 1$ нм положение пика ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков смещается в область больших энергий. Существенная зависимость положения пика ФЛ, связанного с Ge(Si)/e-Si островками, от толщины e-Si слоев служит подтверждением связи этого пика ФЛ с непрямой в реальном пространстве излучательной рекомбинацией между дырками, заключенными в Ge(Si) островках, и электронами, локализованными в напряженных Si слоях над и под островками (рис. 4.17) [А8, А23-A27]. Обнаруженное смещение связано с тем, что при уменьшении толщин *є*-Si слоев в результате квантово-размерных эффектов происходит выталкивание первого энергетического уровня электронов в *е*-Si слоях ко дну зоны проводимости SiGe слоя (рис. 4.17) [А8, А23-А27].

Выталкивание электронного уровня (рис. 4.17) приводит к увеличению энергии



Рис. 4.17. Схематическое изображение зонной диаграммы структур с Ge(Si) островками, заключенными между (a) широкими и (б) узкими *є*-Si слоями. Двойными стрелками показан непрямой оптический переход, энергия которого увеличивается при уменьшении толщин *є*-Si слоев из-за выталкивания уровня размерного квантования электронов.

непрямого в реальном пространстве оптического перехода и наблюдаемому смещению положения пика ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков в область больших энергий. Уменьшение толщин ϵ -Si слоев над и под островками в 3 раза (с $d_1^{\text{Si}} = d_2^{\text{Si}} = 3$ нм до $d_1^{\text{Si}} = d_2^{\text{Si}} = 1$ нм) позволяет сдвинуть пик ФЛ в область больших энергий на величину ~ 0.125 эВ (рис. 4.16). Таким образом, меняя толщину ϵ -Si слоев над и под островками можно управлять энергетическим положением пика ФЛ в структурах с Ge(Si)/ ϵ -Si островками.

В спектре ФЛ структуры с Ge(Si)/ ϵ -Si самоформирующимися островками, заключенными между ϵ -Si слоями различной толщины ($d_1^{\text{Si}} = 3$ нм под островками и

d₂^{Si} = 2 нм над островками) ширина наблюдаемого пика ФЛ значительно больше (~ 100 мэВ), чем ширина пика ФЛ (~ 50 – 60 мэВ) от структур с симметричными *ε*-Si слоями над и под островками (рис. 4.16 и 4.18) [A8, A23–A27].

Увеличение ширины пика $\Phi \Pi$ в структурах с несимметричными ϵ -Si слоями обусловлено наличием в сигнале $\Phi \Pi$ двух пиков, соответствующих рекомбинации носителей заряда на нижней и верхней гетерогранице островка. Разложение широкого пика $\Phi \Pi$ от данной структуры на два пика, обусловленные рекомбинацией носителей заряда в областях над и под островками представлено на рис. 4.18. Полученные в результате разложения два пика разнесены по энергии из-за различающихся толщин ϵ -Si



Рис. 4.18. Спектр (точечная линия) ФЛ (T = 77 K, InSb детектор, HeCd лазер) структуры с Ge(Si)/ ϵ -Si островками, сформированными при 650 °C ($d_{Ge} = 11$ MC). Толщины ϵ -Si слоев составляют: $d_1^{Si} = 3$ нм (под островками) и $d_2^{Si} = 2$ нм (над островками). Сплошными линиями показано разложение сигнала ФЛ от островков на два пика, соответствующих рекомбинации носителей заряда под (левый пик) и над (правый пик) островками.

слоев, а, соответственно, и различных положений уровней электронов в *є*-Si слоях над и под островками (рис. 4.17). Разложение широкого пика ФЛ в структуре с различной толщиной *є*-Si слоев над и под островками на два пика, аппроксимированных

гауссианами, показало примерно одинаковую интенсивность этих пиков (рис. 4.18), что позволяет говорить о примерно одинаковой вероятности излучательной рекомбинации носителей заряда в областях на верхней и нижней гетерогранице Ge(Si)/*e*-Si островков.

Были проведены теоретические расчеты положения энергетических зон в структурах с Ge(Si)/ ϵ -Si островками. В расчетах островки аппроксимировались упруго-напряженным SiGe слоем. Данная аппроксимация возможна, так как высота Ge(Si)/ ϵ -Si островков до роста покровного слоя в 5 – 6 раз меньше их латеральных размеров (рис. 4.7 а–г, 4.10). Для учета уменьшения высоты Ge(Si)/ ϵ -Si островков при росте покровного слоя в расчетах толщина упруго напряженного SiGe слоя выбиралось равной 15 нм, что на 5 нм меньше высоты Ge(Si)/ ϵ -Si островков до осаждения покровного слоя (рис. 4.12). Так как энергия размерного квантования дырок в SiGe слое толщиной больше 10 нм составляет величину меньше 10 мэВ, то точный выбор толщины SiGe слоя оказывает малое влияние на результаты расчетов.

Кроме размеров островков положение энергетических зон в исследованных структурах зависит от состава и упругих напряжений островков и окружающей их матрицы. Упругие напряжения островков удобно характеризовать величиной остаточных упругих напряжения (RES – residual elastic strain) в островках. Величина остаточных упругих напряжений в островке определялась по формуле:

$$\text{RES} = \frac{\left(a_{\text{GeSi}} - a_{\text{isl}}\right)}{\left(a_{\text{GeSi}} - a_{\text{buf}}\right)} \cdot 100\%$$

где a_{buf} – параметр решетки релаксированного SiGe буферного слоя, a_{isl} – параметр решетки в плоскости роста островков со средней долей Ge x_{isl} , a_{GeSi} – параметр решетки ненапряженного GeSi слоя с долей Ge x_{isl} , соответствующей средней долей Ge в островках. В расчетах зонной структуры использовалось значение RES = 80 % – 90 %, полученной ранее для Ge(Si)/Si(001) островков с покровным Si слоем [92, A6].

Таким образом, единственным подгоночным параметром в расчетах зонной диаграммы Ge(Si)/ ϵ -Si островков являлся состав островков (доля Ge в островках x_{isl}). В расчетах полагалось, что наблюдаемый пик ФЛ от структур с Ge(Si)/ ϵ -Si островками связан с непрямой в реальном пространстве оптической рекомбинацией тяжелых дырок, локализованных в Ge(Si) островках, и электронов, находящихся в 2 Δ долинах на первом уровне размерного квантования в ϵ -Si слоях над и под островками (рис. 4.1 б). Результаты расчетов зонной диаграммы для структуры островками, выращенной на SiGe буферном слое с $x_{buf} = 25$ %, с $d_1^{Si} = d_2^{Si} = 2$ нм и $x_{isl} = 65$ % представлены на рисунке 4.19. Начало отчета на шкале абсцисс совпадает с нижней границей ϵ -Si слоя, расположенного под

островками. Проведенные расчеты показали, что глубины потенциальных ям для электронов, формируемых напряженными Si слоями, составляют ~ 150 мэB, а глубина



Рис. 4.19. Рассчитанная зонная диаграмма (вдоль пунктирной линии на рис. 4.12) структуры с Ge(Si) самоформирующимися островками, заключенных между ϵ -Si слоями. Точечными линиями обозначены положения уровней размерного квантования электронов в ϵ -Si слоях и тяжелых дырок в Ge(Si) островке. Стрелками показан непрямой в реальном пространстве оптический переход. Цифрами на рисунке обозначены те же области, что и на рисунке 4.12.

потенциальной ямы для дырок, образованной Ge(Si) островком, составляет ~ 500 мэВ. Положение пика ФЛ от структуры с Ge(Si) островками (см. спектр для $d_1^{Si} = d_2^{Si} = 2$ нм на рис. 4.16), расчет зонной диаграммы для которой приведен на рисунке 4.19, и рассчитанной энергии непрямого в реальном пространстве оптического перехода, хорошо совпадает между собой.

Теоретически рассчитанная энергия непрямого в реальном пространстве оптического перехода для структур с различными толщинами ϵ -Si слоев в сравнении с положением максимума сигнала ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков представлена на рисунке 4.20. Из рисунка

4.20 видно, что экспериментальные значения положения пика ФЛ от островков хорошо согласуются с расчетными значениями энергии непрямого оптического перехода при использовании в расчетах доли Ge в Ge(Si)/ ϵ -Si островках $x_{isl} = 60 \% - 70 \%$. Данные значения доли Ge меньше, чем в незарощенных островках ($x_{isl} \approx 75 \%$), что связано с уменьшением доли Ge в островках при росте покровного Si слоя [149]. Соответствие экспериментальных данных с расчетами зонной диаграммы служит еще одним подтверждением связи пика ФЛ в структурах с Ge(Si)/ ϵ -Si самоформирующимися островками с непрямым в реальном пространстве оптическим переходом.



Рис. 4.20. Экспериментальные положения пика ФЛ и рассчитанная энергия непрямого оптического перехода для Ge(Si)/*є*-Si островков в зависимости от толщины *є*-Si слоя. Длина вертикальных линий на экспериментальной кривой соответствует ширине пика ФЛ на его полувысоте.

Пик ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков имеет меньшую ширину по сравнению с шириной пика ФЛ от Ge(Si)/Si(001) островков (рис. 4.13), что связывается нами с уменьшением разброса глубины потенциальной ямы для электронов на гетерогранице с островком за счет их эффективной локализации в напряженном Si слое. Еще одной причиной малой

ширины пика ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков является преобладание в их сигнале пика ФЛ, связанного с оптическим переходом без участия фонона. Доминирование в спектре бесфононного пика обусловлено локализацией электронов в пределах малой области пространства – узких потенциальных ямах, образованных ϵ -Si слоями над и под островками. Определенность в пространственном расположении электронов влечет за собой неопределенность значения их импульса в k-пространстве, что, соответственно, приводит к значительному увеличению вероятности перехода без участия фонона, и преобладанию в спектре бесфононного пика. Увеличение интенсивности сигнала бесфононного пика по сравнению с интенсивностью пика ФЛ, обусловленным переходом с участием ТО-фонона, наблюдалось ранее в структуре с двумерной локализацией носителей заряда в соседних напряженных Ge и Si слоях малой ширины [150].

Необходимо отметить, что пик ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков смещен в область меньших энергий относительно пика ФЛ от Ge(Si)/Si(001) островков, выращенных при той же температуре [A8, A23–A27]. Данное смещение в первую очередь связывается с уменьшением энергии непрямого оптического перехода за счет образования потенциальной ямы для электронов в напряженном Si слое (рис. 4.1 б). Смещение пика ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков может быть также связано с экспериментально обнаруженным различием в составе Ge(Si)/ ϵ -Si и Ge(Si)/Si(001) островков (см. пункт 4.2.3 и рис. 4.9). Увеличение доли Ge в Ge(Si)/ ϵ -Si островках по сравнению с Ge(Si)/Si(001) островка и окружающей матрицы, и, как следствие, к уменьшению энергии непрямого оптического перехода (рис. 4.1).

Из-за связи пика ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков с непрямым в реальном пространстве оптическим переходом (рис. 4.1 б) сигнал ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков наблюдается при энергиях, значительно меньших ширины запрещенной зоны объемного Ge (рис. 4.13). Сигнал ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков наблюдался нами при рекордно малых значениях энергий для SiGe структур (~ 0.57 эВ). Этот факт определяет использование в наших исследованиях ФЛ структур с Ge(Si)/ ϵ -Si островками InSb охлаждаемого детектора, который имеет значительно более низкую, по сравнению с охлаждаемым Ge детектором, чувствительность, но более длинноволновую границу спектральной характеристики. Интенсивность сигнала ФЛ от Ge(Si)/Si(001) островков при использовании для возбуждения спектров ФЛ HeCd лазера с малой максимальной мощностью (максимальная плотность мощности ~ 0.03 BT/cm²) и InSb детектора для их регистрации очень мала. Это затрудняет сравнительный анализ интенсивностей сигналов ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si и Ge(Si)/Si(001) островков. Однако в структурах, в которых Ge(Si) островки заключены

между тонкими ($d_1^{\text{Si}} = d_2^{\text{Si}} = 1$ нм) ϵ -Si слоями, максимум пика ФЛ от островков расположен при энергии ~ 0.75 эВ (рис. 4.16) и попадает в область чувствительности Ge детектора.

На рисунке 4.21 приведены спектры ФЛ структур с Ge(Si)/ ϵ -Si ($d_1^{Si} = d_2^{Si} = 1$ нм) и Ge(Si)/Si(001) островками измеренные при 77К с использованием охлаждаемого Ge детектора. Из сравнения спектров видно, что интенсивность сигнала ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков более чем на порядок превосходит интенсивность сигнала ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков [A8, A23–A27]. Столь значительное увеличение интенсивности сигнала ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков связывается с эффективной локализацией электронов в потенциальных ямах, образованных ϵ -Si слоями над и под островками (рис. 4.1 б). В структурах с Ge(Si)/Si(001) островками глубина потенциальной ямы для электронов на гетерогранице с островком примерно на порядок меньше [60], чем для островков, встроенных в ϵ -Si слои (рис. 4.19), так как в случае Ge(Si)/Si(001) островков



Рис. 4.21. Спектры ФЛ (T = 77 K, Ge детектор, HeCd лазер) структур с Ge(Si)/ ϵ -Si (спектр 1) и Ge(Si)/Si(001) (спектр 2) островками.

потенциальная яма для электронов образована лишь проникновением упругих напряжений от островков в Si слои и кулоновским потенциалом дырок, локализованных в островках [60, 73]. Эффективная пространственная локализация электронов на границе с

Ge(Si) островком приводит к увеличению вероятности непрямого в реальном пространстве оптического перехода за счет значительно меньшей вероятности ухода электронов из активной области структуры и, соответственно, меньшей вероятности их безизлучательной рекомбинации на дефектах кристаллической решетки и на поверхности структуры. Кроме того, пространственная локализация электронов в тонком ϵ -Si слое увеличивает неопределенность значения их импульса и, следовательно, приводит к увеличению вероятности в структурах с Ge(Si)/ ϵ -Si островками излучательной рекомбинации без участия фонона. Подтверждением этой гипотезы может служить отмеченная выше меньшая ширина пика $\Phi \Lambda$ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков по сравнению с пиком $\Phi \Lambda$ от Ge(Si)/Si островков, что указывает на преобладание в сигнале $\Phi \Lambda$ Ge(Si)/ ϵ -Si островков пика, связанного с оптическим переходом без участия фонона.

Сигнал ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков наблюдался нами вплоть до температуры измерений 140 К. Отсутствие сигнала ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков при комнатной температуре может быть связано с наличием большого числа дислокаций в формируемых структурах на релаксированных SiGe буферных слоях. Основными методами [151], позволяющими уменьшить температурное гашение сигнала ФЛ, на сегодняшний день являются отжиг структур при высоких (> 500 °C) температурах и пассивация поверхности водородом. Первый из представленных методов требует дополнительных исследований по влиянию отжига при высоких температурах на изменение компонентного состава и резкости гетерограниц активной области формируемых структур – Ge(Si) островков, заключенных между напряженными Si слоями. Второй метод представляется более подходящим для данного класса гетероструктур, так как осуществляется при относительно низких температурах (~ 200 °C) и, как ожидается, не приведет к существенным изменениям параметров зонной структуры активной области, а позволит существенно уменьшить температурах сигровсов.

4.3.4. Фотолюминесценция структур с Ge(Si)/ ∈-Si островками, выращенными при различных температурах.

Как указывалось в Главах 1 и 2, компонентный состав, размеры, форма и поверхностная плотность Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков оказывают существенное влияние на фотолюминесценцию гетероструктур с островками. Как было показано в параграфе 4.2 настоящей Главы, параметры (компонентный состав, размеры, форма и поверхностная плотность) Ge(Si)/ ϵ -Si островков в свою очередь существенно зависят от температуры роста. Следовательно, можно ожидать, что и

спектры ФЛ структур с Ge(Si)/*є*-Si островками будут существенно зависеть от температуры формирования островков.

С целью исследования влияния температуры роста на ФЛ структур с Ge(Si)/ ϵ -Si островками была выращена серия структур с Ge(Si)/ ϵ -Si островками, сформированными при различных температурах осаждения Ge ($T_g = 600 - 700$ °C). Следует отметить, что в отличие от вышеприведенных результатов, где толщины напряженных Si слоев над и под островками изменялись, в структурах для исследования зависимости ФЛ от температуры толщины напряженных Si слоев были одинаковы для всех структур и составляли $d_1^{Si} = d_2^{Si} = 2$ нм.

На рисунке 4.22 представлены спектры фотолюминесценции структур с Ge(Si)/ - Si островками, выращенными при различных температурах. При рассмотрении



Рис. 4.22. Спектры ФЛ структур с островками, выращенными при различных температурах. Цифрами на рисунке указаны температуры роста структур. Спектры нормированы на максимум сигнала ФЛ от островков.

результатов исследований зависимости спектров ФЛ Ge(Si)/*e*-Si островков от температуры роста необходимо напомнить результаты подобных исследований, проведенных для Ge(Si)/Si(001) островков. В Главе 2 было показано, что при уменьшении температуры роста Ge(Si)/Si(001) островков в интервале 750°C÷600°C пик ФЛ смещается в сторону меньших энергий (рис. 2.9 б и 2.10 в Главе 2), что связывается с увеличением процентного содержания Ge в dome островках. При понижении температуры роста в диапазоне с 600°C до 550°C происходит смещение пика ФЛ в сторону больших энергий (рис. 2.9 б и 2.10 в Главе 2), объясняемое изменением типа островков на поверхности, которое сопровождается резким уменьшением средней высоты островков [A2] (рис. 2.3 и 2.4 а в Главе 2).

При рассмотрении зависимости спектров ФЛ Ge(Si)/*є*-Si островков от температуры роста было выявлено качественное совпадение полученных результатов с уже известными результатами для Ge(Si)/Si(001) островков [A2]. Однако, были выявлены и существенные количественные отличия.

При уменьшении температуры формирования Ge(Si)/ ϵ -Si островков с 700°C до 630°C как и в случае Ge(Si)/Si(001) островков происходит смещение положения пика ФЛ от островков в сторону меньших энергий (рис. 4.22). Это смещение связано с тем, что при понижении температуры роста процентное содержание Ge в dome островках увеличивается (рис. 4.9) вследствие меньшей диффузии атомов Si в них. При росте доли Ge в островках увеличивается разрыв валентной зоны на гетерогранице с островком, что приводит к уменьшению энергии непрямого в реальном пространстве оптического перехода (см. рис. 4.1 б) и наблюдаемому сдвигу пика ФЛ в сторону меньших энергий (рис. 4.22).

При понижении температуры роста в диапазоне с 630 °C до 600 °C происходит смещение пика ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков в сторону больших энергий. Как и в случае ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков обнаруженное смещение связывается с тем обстоятельством, что в данном диапазоне температур происходит резкое изменение морфологии поверхности (переход от dome островков к hut). При этом происходит скачкообразное уменьшение средней высоты островков (от ~ 15 нм для dome, сформированных при 630 °C, до 2 – 3 нм для hut, выращенных при 600 °C) (рис. 4.8 а).

Из-за значительного уменьшения высоты для hut островков становятся существенными квантово-размерные эффекты не только для электронов в тонких $(d_1^{\text{Si}} = d_2^{\text{Si}} = 2 \text{ нм})$ напряженных Si слоях, но и для дырок, локализованных в островках. В результате квантово-размерных эффектов энергетический уровень дырок в hut островках выталкивается к потолку валентной зоны напряженного кремния (рис. 4.23), что приводит к увеличению энергии непрямого в реальном пространстве оптического перехода.



Рис. 4.23. Схематичное изображение зонной диаграммы для dome и hut островков, встроенных в напряженный Si слой. Представлены края 2∆ долин электронов и валентной зоны для тяжелых дырок.

Из сравнения спектров ФЛ структур с Ge(Si)/ ϵ -Si островками, выращенными при различных температурах, видно (рис. 4.22), что ширина пика ФЛ от островков так же зависит от температуры. На рисунке 4.24 представлены ширины пика ФЛ на полувысоте от Ge(Si)/ ϵ -Si островков в зависимости от температуры их формирования. Из рисунка видно, что для островков, сформированных при высоких температурах роста (в интервале 630 – 700 °C), т.е. когда между напряженными кремниевыми слоями заключен массив куполообразных dome островков с малым разбросом по размерам (рис. 4.7 а–г), ширина пика ФЛ составляет 45 – 55 мэВ. Для структуры, в которой островки были сформированы при температуре осаждения Ge 600 °C, ширина пика ФЛ составляет ~ 80 мэВ, что значительно больше значений ширины пиков для структур, сформированых при высоких температурах (рис. 4.24). Как уже было рассмотрено выше, при температуре 600 °C формируются hut островки, имеющие значительный разброс по размерам в пределах массива (рис. 4.7 д). Т.к. hut островки имеют значительно меньшие размеры, чем куполообразные dome островки, то и относительное изменение размеров в пределах



Рис. 4.24. Зависимость ширины на полувысоте пика ФЛ, связанного с Ge(Si)/*e*-Si островками, от температуры их формирования (на вставке – спектры ФЛ для dome (пунктир) и hut (сплошная линия) островков).

одного массива для hut островков значительно выше. Большой разброс hut островков по высоте будет приводить к разбросу положений уровня размерного квантования дырок в hut островках. Таким образом, энергии непрямого оптического перехода для массива hut островков будут лежать в более широком энергетическом интервале, чем для массива dome островков. Именно это обстоятельство и приводит к значительному увеличению ширины пика ФЛ при понижении температуры осаждения Ge с 630 °C до 600 °C, т.е. при переходе от формирования dome к формированию hut островков.

В заключение к данной Главе можно привести основные результаты проведенных исследований роста и фотолюминесценции Ge(Si)/ *е*-Si островков:

 Впервые выполнены детальные исследования роста Ge(Si) самоформирующихся островков на релаксированных SiGe буферных слоях с предосажденным слоем напряженного Si в зависимости от температуры формирования островков. Обнаружено, что качественно зависимость параметров Ge(Si)/*ϵ*-Si островков от температуры осаждения Ge совпадает с ранее выявленной зависимостью для Ge(Si)/Si(001) островков. Показано, что при высоких температурах формирования островков (в интервале температур роста 630 – 750 °C) на поверхности структур присутствуют pyramid и dome Ge(Si)/ є-Si островки. Выявлены параметры роста, необходимые для формирования массива dome Ge(Si)/ с-Si островков с малым (~ 10 %) разбросам по размерам. Показано, что при понижении температуры роста в рассматриваемом интервале поверхностная плотность dome островков возрастает, а их размеры уменьшаются. Данные изменения параметров островков связываются с увеличением содержания Ge в островках при понижении температуры роста. Обнаружено, что резкое изменение морфологии поверхности (переход от dome к hut островкам) в случае роста $Ge(Si)/\epsilon$ -Si островков происходит при более высоких температурах роста (630 - 600 °C) по сравнению с ростом Ge(Si)/Si(001) островков (600 – 550 °C). Данное изменение связывается как с меньшим рассогласованием кристаллических решеток Ge(Si)/ є-Si островка и релаксированного буферного слоя, так и с несколько большей поверхностной плотностью островков в случае их роста на релаксированных $Si_{1-x}Ge_x$ буферных слоях.

- 2. Проведено исследование влияния толщины напряженного Si слоя под островками на параметры Ge(Si)/ ϵ -Si островков. Обнаружено, что осаждение тонкого напряженного Si слоя приводит к изменению параметров островков, что может быть обусловлено уменьшением шероховатости поверхности при осаждении Si слоя. Показано, что наиболее существенные изменения параметров островков происходят в интервале толщин напряженного Si под островками 0 0.55 нм, а в интервале толщин 1 3 нм параметры островков слабо зависят от толщины Si слоя.
- 3. B спектрах ΦЛ структур с Ge(Si) самоформирующимися островками, заключенными между слоями напряженного Si, впервые обнаружен сигнал ФЛ, который связывается с непрямой в реальном пространстве излучательной рекомбинации дырок, локализованных в островках, и электронов, локализованных в напряженных Si слоях над и под островками. Продемонстрирована возможность управления положением пика $\Phi \Pi$ от Ge(Si)/ ϵ -Si самоформирующихся островков за счет изменения только толщины *е*-Si слоев над и под островками. Обнаружено увеличение на порядок интенсивности сигнала ФЛ при 77 K от Ge(Si)/ *e*-Si островков по сравнению с интенсивностью сигнала ФЛ от Ge(Si) островков, выращенных на Si(001) подложках. Увеличение интенсивности сигнала ФЛ связывается с эффективной локализацией электронов в напряженных Si слоях над и под островками.

4. Исследована зависимость спектров ФЛ Ge(Si)/ ε-Si самоформирующихся островков от температуры их роста. Обнаруженное для интервала температур роста 630 – 700 °C смещение пика ФЛ от Ge(Si)/ ε-Si островков в область меньших энергий при уменьшении температуры роста связывается с увеличением содержания Ge в островках. Обнаружено, что при уменьшении температуры формирования островков с 630 °C до 600 °C наблюдается смещение положения пика ФЛ в область больших энергий. Данное смещение связано со сменой типа островков в данном температурном интервале с dome на hut, сопровождаемой резким уменьшением высоты островков. Данное обстоятельство приводит к выталкиванию уровня размерного квантования дырок в островках к потолку валентной зоны SiGe и, как следствие, увеличению энергии непрямого в реальном пространстве оптического перехода.

Заключение

Основные результаты исследований роста и фотолюминесценции Ge(Si) самоформирующихся наноостровков и квантовых точек, представленные в диссертационной работе, могут быть сформулированы следующим образом:

- Проведены исследования роста и фотолюминесценции Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков, выращенных при низких температурах (≤ 600 °C). Обнаруженное смещение пика ФЛ от Ge(Si) островков в сторону больших энергий при понижении температуры роста островков с 600 °C до 550 °C связывается с изменением морфологии островков, происходящим в этом диапазоне температур роста и сопровождающимся резким уменьшением средней высоты островков. При уменьшении высоты островков происходит выталкивание уровня размерного квантования дырок в островках к потолку валентной зоны Si и, как следствие, увеличиваются энергии оптических переходов, связанных с островками.
- 2. Для температуры роста 600 °С исследовано влияние скорости осаждения Ge на параметры (размеры, форму, поверхностную плотность) Ge(Si) островков и положение сигнала ФЛ, связанного с островками. Показано, что положение пика ФЛ от островков смещается в низкоэнергетическую область спектра при увеличении скорости осаждения Ge, что связывается с ростом доли Ge в островках при увеличении скорости роста и, соответственно, уменьшении времени формирования островков.
- 3. Отработана технология формирования «искусственных подложек» на основе релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоев, сочетающая в себе рост градиентных SiGe буферных слоев методом гидридной газофазной эпитаксии и последующую химико-механическую полировку их поверхности. Получены высококачественные Si_{1-x}Ge_x/Si(001) (x = 20 % 30 %) буферные слои с плотностью прорастающих дислокаций < 5·10⁴ см⁻² и шероховатостью поверхности < 0.5 нм.
- 4. Впервые исследованы особенности роста Ge(Si) самоформирующихся островков на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях с малой шероховатостью поверхности. Обнаружено, что резкое изменение морфологии островков, происходящее при понижении температуры роста (переход от куполообразных наноостровков к пирамидальным квантовым точкам), в случае роста Ge(Si) островков на SiGe буферных слоях происходит при более высоких температурах роста (630 °C 600 °C) по сравнению с ростом островков на Si(001) подложках (600 °C 550 °C).

- 5. Впервые обнаружен сигнал фотолюминесценции от Ge(Si) островков, сформированных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях и заключенных между слоями напряженного Si. Смещение сигнала ФЛ от Ge(Si) островков, заключенных между напряженными Si слоями, в сторону меньших энергий при увеличении толщин Si слоев подтверждает связь обнаруженного сигнала ФЛ с непрямой в реальном пространстве излучательной рекомбинации дырок, находящихся в островках, и электронов, локализованных в напряженных Si слоях на гетерогранице с островком.
- 6. Продемонстрировано увеличение на порядок интенсивности сигнала ФЛ при 77 К от Ge(Si) островков, заключенных между напряженными Si слоями, по сравнению с сигналом ФЛ от Ge(Si) островков, сформированных на Si(001) подложках. Увеличение интенсивности сигнала ФЛ связывается с эффективной локализацией электронов в напряженных Si слоях на гетерогранице с островком.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить благодарность моим научным руководителям Алексею Витальевичу Новикову и Захарию Фишелевичу Красильнику за внимание, чуткое руководство и интересные научные дискуссии при выполнении данной работы. Также хочу выразить глубокую признательность большому коллективу сотрудников ИФМ РАН (Владимиру Яковлевичу Алешкину, Николаю Владимировичу Востокову, Борису Александровичу Грибкову, Юрию Николаевичу Дроздову, Виктору Леонидовичу Миронову, Дмитрию Николаевичу Лобанову, Ирине Юрьевне Шулешовой, Артёму Николаевичу Яблонскому), старшему научному сотруднику НИФТИ ННГУ Олегу Александровичу Кузнецову, старшему научному сотруднику ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН Илье Петровичу Сошникову за неоценимую помощь в выполнении данной работы.

Список цитированной литературы

[1] Ашкрофт, Н. Физика твердого тела / Н. Ашкрофт, Н. Мермин // М.: Мир. – 1979. – Т. 1.
 – С. 93.

[2] Леденцов, Н. Н. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры
/ Н. Н. Леденцов, В. М. Устинов, В. А. Щукин, П. С. Копьев, Ж. И. Алферов, Д. Бимберг // ФТП. – 1998. – Т. 32. Вып. 4. – С. 385–410.

[3] Apertz, R. Photoluminescence and electroluminescence of SiGe dots fabricated by island growth / R. Apertz, L. Vescan, A. Hartmann, C. Dieker, H. Luth // Applied Physics Letters. – 1995. – V. 66. – P. 445–447.

[4] Sunamura, H. Island formation during growth of Ge on Si(100): A study using photoluminescence spectroscopy / H. Sunamura, N. Usami, Y. Shiraki, S. Fukatsu // Applied Physics Letters. – 1995. – V. 66. – P. 3024–3026.

[5] Schittenhelm, P. Photoluminescence study of the crossover from two-dimensional to three-dimensional growth for Ge on Si(100) / P. Schittenhelm, M. Gail, J. Brunner, J. F. Nutzel, G. Abstreiter // Applied Physics Letters. – 1995. – V. 67. – P. 1292–1294.

[6] Eberl, K. Preparation and optical properties of Ge and C-induced Ge quantum dots on Si / K. Eberl, O. G. Schmidt, O. Kienzle, F. Ernst // Thin Solid Films. – 2000. – V. 373. – P. 164–169.

[7] Schmidt, O. G. Strain and band-edge alignment in single and multiple layers of self-assembled Ge/Si and GeSi/Si islands / O. G. Schmidt, K. Eberl, Y. Rau // Physical Review B. – 2000. – V. 62 – P. 16715–16720.

[8] Schäffler, F. High-mobility Si and Ge structures / F. Schäffler // Semiconductor Science and Technology. – 1997. – V. 12 – P. 1515–1549.

[9] Sze, S. M. Physics of Semiconductor Devices / S. M. Sze // New York, Wiley Interscience Publication. – 1981. – P. 848–849.

[10] Kasper, E. A one-dimensional SiGe superlattice grown by UHV epitaxy / E. Kasper,
H. J. Herzog, H. Kibbel // Applied Physics A: Materials Science & Processing. – 1975. – V. 8. –
P. 199–205.

[11] Bean, J. C. Ge_xSi_{1-x}/Si strained-layer superlattice grown by molecular beam epitaxy / J. C. Bean, L. C. Feldman, A. T. Fiory, S. Nakahara, I. K. Robinson // Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. – 1984. – V. 2. – P. 436–440.

[12] Eaglesham, D. J. Dislocation-free Stranski-Krastanow growth of Ge on Si(001) /

D. J. Eaglesham, M. Cerullo // Physical Review Letters. - 1990. - V. 64. - P. 1943-1946.

[13] Teichert, C. Self-organization of nanostructures in semiconductor heteroepitaxy /
C. Teichert // Physics Reports. - 2002. - V. 365. - P. 335-432.

[14] Zinke-Allmang, M. Phase separation on solid surfaces: nucleation, coarsening and coalescence kinetics / M. Zinke-Allmang // Thin Solid Films. – 1999. – V. 346. – P. 1–68.

[15] Osipov, A. V. Stress-driven nucleation of coherent islands: theory and experiment / A. V. Osipov, F. Schmitt, S. A. Kukushkin // Applied Surface Science. – 2002. – V.188. – P. 156–162.

[16] LeGoues, F. K. Measurement of the activation barrier to nucleation of dislocation in thin films / F. K. LeGoues, P. M. Mooney, J. Tersoff // Physical Review Letters. – 1993. – V. 71. – P. 396–399.

[17] Liu, J. L. A surfactant-mediated relaxed Si_{0.5}Ge_{0.5} graded layer with a very low threading dislocation density and smooth surface / J. L. Liu, C. D. Moore, G. D. U'Ren, Y. H. Luo, Y. Lu, G. Jin, S. G. Thomas, M. S. Goorsky, K. L. Wang // Applied Physics Letters. – 1999. – V. 75. – P. 1586–1588.

[18] Copel, M. Influence of surfactants in Ge and Si epitaxy on Si(001) / M. Copel,
M. C. Reuter, M. Horn von Hoegen, R. M. Tromp // Physical Review B. – 1990. – V. 42. – P. 11682–11689.

[19] Mo, Y.-W. Kinetic pathway in Stranski-Krastanov growth of Ge on Si(001) / Y.-W. Mo,
D. E. Savage, B. S. Swartzentruber, M. G. Lagally // Physical Review Letters. – 1990. – V. 65. –
P. 1020–1023.

[20] Tersoff, J. Competing relaxation mechanisms in strained layers / J. Tersoff, F. K. LeGoues
 // Physical Review Letters. – 1994. – V. 72. – P. 3570–3573.

[21] Moison, J. M. Self-organized growth of regular nanometer-scale InAs dots on GaAs /J. M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, L. Leprince, E. André, O. Vatel // Applied Physics Letters.

– 1994. – V. 64. – P. 196–198.

[22] Wang, X. Germanium dots with highly uniform size distribution grown on Si(100) substrate by molecular beam epitaxy / X. Wang, Z. Jiang, H. Zhu, F. Lu, D. Huang, X. Liu, C. Hu, Y. Chen, Z. Zhu, T. Yao // Applied Physics Letters. – 1997. – V. 71. – P. 3543–3545.

[23] Lagally, M. G. Atom motion on surfaces / M. G. Lagally // Physics Today. – 1993. – V. 11.
 – P. 24–31.

[24] Ашкрофт, Н. Физика твердого тела / Н. Ашкрофт, Н. Мермин // М.: Мир. – 1979. – Т. 1. – С. 88.

[25] Chen, X. Vacancy-Vacancy Interaction on Ge-Covered Si(001) / X. Chen, F. Wu, Z. Zhang,
 M. G. Lagally // Physical Review Letters. – 1994. – V. 73. – P. 850–853.

[26] Voigtlander, B. Fundamental processes in Si/Si and Ge/Si epitaxy studied by scanning tunneling microscopy during growth / B. Voigtlander // Surface Science Reports. – 2001. – V. 43. – P. 127–254.

[27] Goldfarb, I. Nucleation of "Hut" Pits and Clusters during Gas-Source Molecular-Beam Epitaxy of Ge/Si(001) in In Situ Scanning Tunnelng Microscopy / I. Goldfarb, P. T. Hayden, J. H. G. Owen, G. A. Briggs // Physical Review Letters. – 1997. – V. 78. – P. 3959–3962.

[28] Dorsch, W. Strain-induced island scaling during $Si_{1-x}Ge_x$ heteroepitaxy / W. Dorsch, H. P. Strunk, H. Wawra, G. Wagner, J. Groenen, R. Carles // Applied Physics Letters. – 1998. – V. 72. – P. 179–181.

[29] Liu, F. Self-organized nanoscale structures in Si/Ge films / F. Liu, M. G. Lagally // Surface Science. – 1997. – V. 386. – P. 169–181.

[30] Tersoff, J. Step-Bunching Instability of Vicinal Surfaces under Stress / J. Tersoff,
Y. H. Phang, Z. Zhang, M. G. Lagally // Physical Review Letters. – 1995. – V. 75. – P. 2730– 2733.

[31] Liu, F. Self-organization of steps in growth of strained films on vicinal substrates / F. Liu,
J. Tersoff, M. G. Lagally // Physical Review Letters. – 1998. – V. 80. – P. 1268–1271.

[32] Zhu, J.-H. Two-dimensional ordering of self-assembled Ge islands on vicinal Si(001) surfaces with regular ripples / J.-H. Zhu, K. Brunner, G. Abstreiter // Applied Physics Letters. – 1998. – V. 73. – P. 620–622.

[33] Jesson, D. E. Morphological Evolution of Strained Films by Cooperative Nucleation /
D. E. Jesson, K. M. Chen, S. J. Pennycook, T. Thandat, R. J. Warmack // Physical Review
Letters. – 1996. – V. 77. – P. 1330–1333.

[34] Abstreiter, G. Growth and characterization of self-assembled Ge-rich islands on Si / G. Abstreiter, P. Schittenhelm, C. Engel, E. Silveira, A. Zrenner, D. Meertens, W. Jager // Semiconductor Science and Technolology. – 1996. – V. 11. – P. 1521–1528.

[35] Floro, J. A. SiGe islands shape transitions induced by elastic repulsion / J. A. Floro,
G. A. Lucadamo, E. Chason, L. B. Freund, M. Sinclair, R. D. Twesten, R. Q. Hwang // Physical
Review Letters. – 1998. – V. 80. – P. 4717–4720.

[36] Tomitori, M. STM study of the Ge growth mode on Si(001) substrates / M. Tomitori,
K. Watanabe, M. Kobayashi, O. Nishikawa // Applied Surface Science. – 1994. – V. 76–77. – P.
322–328.

[37] Rastelli, A. Island formation and faceting in the SiGe/Si(001) system / A. Rastelli,
H. von Känel // Surface Science. - 1997. - V. 532–535. - P. 769–773.

[38] Tersoff, J. Barrierless Formation and Faceting of SiGe Islands on Si(001) / J. Tersoff,
B. J. Spenser, A. Rastelli, H. von Känel // Physical Review Letters. - 2002. - V. 89. - P. 196104–196107.

[39] Vailionis, A. Pathway for the Strain-Driven Two-Dimensional to Three-Dimensional Transition during Growth of Ge on Si(001) / A. Vailionis, B. Cho, G. Glass, P. Desjardins, D. J. Gahill, J. E. Greene // Physical Review Letters. – 2000. – V. 85. – P. 3672–3675.

[40] Fujikawa, Y. Origin of the Stability of Ge(105) on Si: A New Structure Model and Surface Strain Relaxation / Y. Fujikawa, K. Akiyama, T. Nagao, T. Sakurai1, M. G. Lagally, T. Hashimoto, Y. Morikawa, K. Terakura // Physical Review Letters. – 2002. – V. 88. – P. 176101.

[41] Raiteri, P. Critical Role of the Surface Reconstruction in the Thermodynamic Stability of {105} Ge Pyramids on Si(001) / P. Raiteri, D. B. Migas, L. Miglio, A. Rastelli, H. von Känel // Physical Review Letters. – 2002. – V. 88. – P. 256103.

[42] Kamins, T. I. Deposition of three-dimensional Ge islands on Si(001) by chemical vapor deposition at atmospheric and reduced pressures / T. I. Kamins, E. C. Carr, R. S. Williams, S. J. Rosner // Journal of Applied Physics. – 1997. – V. 81. – P. 211–219.

[43] Medeiros-Ribeiro, G. M. Shape transition of Germanium nanocrystals on a Silicon (001) surface from pyramids to domes / G. M. Medeiros-Ribeiro, A. M. Bratkovski, T. I. Kamins, D. A. A. Ohlberg, R. S. Williams // Science – 1998. – V. 279. – P. 353–355.

[44] Montalenti, F. Atomic-Scale Pathway of the Pyramid-to-Dome Transition during Ge Growth on Si(001) / F. Montalenti, P. Raiteri, D. B. Migas, H. von Känel, A. Rastelli, C. Manzano, G. Constantini, U. Denker, O. G. Schmidt, K. Kern, L. Miglio // Physical Review Letters. – 2004. – V. 93. – P. 216102–216105.

[45] Vostokov, N. V. The relation between composition and sizes of GeSi/Si(001) islands grown at different temperatures / N. V. Vostokov, S. A. Gusev, Yu. N. Drozdov, Z. F. Krasil'nik, D. N. Lobanov, N. Mesters, M. Miura, L. D. Moldavskaya, A. V. Novikov, J. Pascual, V. V. Postnikov, Y. Shiraki, V. A. Yakhimchuk, N. Usami, M. Ya. Valakh // Physics of Low-Dimensional Structures. – 2001. – V. 3/4. – P. 295–302.

[46] Novikov, A. V. Strain-driven alloying: effect on sizes, shape and photoluminescence of GeSi/Si(001) self-assembled islands / A. V. Novikov, B. A. Andreev, N. V. Vostokov, Yu. N. Drozdov, Z. F. Krasil'nik, D. N. Lobanov, L. D. Moldavskaya, A. N. Yablonskiy, M. Miura, N. Usami, Y. Shiraki, M. Ya. Valakh, N. Mesters, J. Pascual // Materials Science and Engineering B. – 2002. – V. 89. – P. 62–65.

[47] Валах, М. Я. Влияние диффузии Si на рост, параметры и фотолюминесценцию GeSi/Si(001) самоорганизующихся наностровков / М. Я. Валах, Н. В. Востоков,

С. А. Гусев, Ю. Н. Дроздов, З. Ф. Красильник, Д. Н. Лобанов, Л. Д. Молдавская, А. В. Новиков, В. В. Постников, М. В. Степихова, Н. Усами, Ю. Шираки, В. А. Юхимчук // Известия Академии наук. Серия физическая. – 2002. – Т. 66. Вып. 2. – С. 160–163.

[48] Ross, F. M. Coarsening of Self-Assembled Ge Quantum Dots on Si(001) / F. M. Ross,
J. Tersoff, R. M. Tromp // Physical Review Letters. – 1998. – V. 80. – P. 984–987.

[49] Floro, J. A. SiGe coherent islanding and stress relaxation in the high mobility regime /
J. A. Floro, E. Chason, R. D. Twesten, R. Q. Hwang, L. B. Freund // Physical Review Letters. –
1997. – V. 79. – P. 3946–3949.

[50] Daruka, I. Shape transition in growth of strained islands / I. Daruka, J. Tersoff, A.-L. Barabási // Physical Review Letters. – 1999. – V. 82. – P. 2753–2756.

[51] Tersoff, J. Shape transition in growth of strained islands: spontaneous formation of quantum wires / J. Tersoff, R. M. Tromp // Physical Review Letters. – 1993. – V. 70. – P. 2782–2785.

[52] Krasil'nik, Z. F. The elastic strain and composition of self-assembled GeSi islands on Si(001) / Z. F. Krasil'nik, I. V. Dolgov, Yu. N. Drozdov, D. O. Filatov, S. A. Gusev, D. N. Lobanov, L. D. Moldavskaya, A. V. Novikov, V. V. Postnikov, N. V. Vostokov // Thin Solid Films. – 2000. – V. 367. – P. 171–175.

[53] Dashiell, M. W. Photoluminescence of ultrasmall Ge quantum dots grown by molecularbeam epitaxy at low temperatures / M. W. Dashiell, U. Denker, C. Muller, G. Costantini, C. Manzano, K. Kern, O. G. Schmidt // Applied Physics Letters. – 2002. – V. 80. – P. 1279– 1281.

[54] Дубровский, В. Г. Температурная зависимость морфологии ансамблей нанокластеров
в системе Ge/Si(100) / В. Г. Дубровский, В. М. Устинов, А. А. Тонких, В. А. Егоров,
Г. Э. Цырлин, Р. Werner // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29. Вып. 17. – С. 41–48.

[55] Pchelyakov, O. P. Surface processes and phase diagrams in MBE growth of Si/Ge heterostuctures / O. P. Pchelyakov, V. A. Markov, A. I. Nikiforov, L. V. Sokolov // Thin Solid Films. – 1997. – V. 306. – P. 299–306.

[56] Пчеляков, О. П. Кремний-германиевые наноструктуры с квантовыми точками: механизмы образования и электрические свойства / О. П. Пчеляков, Ю. Б. Болховитянов, А. В. Двуреченский, Л. В. Соколов, А. И. Никифоров, А. И. Якимов, Б. Фойхтлендер // ФТП. – 2000. – Т. 34. Вып. 11. – С. 1281–1299.

[57] Yakimov, A. I. Normal-incidence infrared photoconductivity in Si p-i-n diode with embedded Ge self-assembled quantum dots / A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, Yu. Yu. Proskuryakov, A. I. Nikifirov, O. P. Pchelyakov, S. A. Teys, A. K. Gutakovskii // Applied Physics Letters. – 1999. – V. 75. – P. 1413–1415.

[58] Якимов, А. И. Фотодиоды Ge/Si со встроенными слоями квантовых точек Ge для ближней инфракрасной области (1.3–1.5 мкм) / А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, А. И. Никифоров, С. В. Чайковский, С. А. Тийс // ФТП. – 2003. – Т. 37. Вып. 11. – С. 1383–1388.

[59] Tong, S. Normal-incidence Ge quantum-dot photodetectors at 1.5 μm based on Si substrate
/ S. Tong, J. L. Liu, J. Wan, Kang L. Wang // Applied Physics Letters. – 2002. – V. 80. – P. 1189–1191.

[60] Алешкин, В. Я. Самоорганизующиеся наноостровки Ge в Si, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии / В. Я. Алешкин, Н. А. Бекин, Н. Г. Калугин, З. Ф. Красильник, А. В. Новиков, В. В. Постников, Х. Сейрингер // Письма в ЖЭТФ. – 1998. – Т. 67. Вып. 1. – С. 46–50.

[61] Eberl, K. Self-assembling quantum dots for optoelectronic devices on Si and GaAs / K. Eberl, M. O. Lipinski, Y. M. Manz, W. Winter, N. Y. Jin-Phillipp, O. G. Schmidt // Physica E. - 2001. - V. 9(1). - P. 164–174.

[62] Matthews, J. W. Defects in epitaxial multilayers: I. Misfit dislocations / J. W. Matthews,
A. E. Blakeslee // Journal of Crystal Growth. – 1974. – V. 27. – P. 118–125.

[63] Fukatsu, S. Suppression of phonon replica in the radiative recombination of an MBE-grown type-II Ge/Si quantum dot / S. Fukatsu, H. Sunamura, Y. Shiraki, S. Komiyama // Thin Solid Films. – 1998. – V. 321. – P. 65–69.

[64] Sunamura, H. Growth mode transition and photoluminescence properties of $Si_{1-x}Ge_x/Si$ quantum well structures with high Ge composition / H. Sunamura, Y. Shiraki, S. Fukatsu // Applied Physics Letters. – 1995. – V. 66. – P. 953–955.

[65] Chang, W.-H. Effects of spacer thickness on optical properties of stacked Ge/Si quantum dots grown by chemical vapor deposition / W.-H. Chang, W.-Y. Chen, A.-T. Chou, T.-M. Hsu, P.-S. Chen, Z. Pei, L.-S. Lai // Journal of Applied Physics. – 2003. – V. 93. – P. 4999–5002.

[66] Vescan, L. Size distribution and electroluminescence of self-assembled Ge dots / L. Vescan,
T. Stoica, O. Chretien, M. Goryll, E. Mateeva, A. Muck // Journal of Applied Physics. – 2000. –
V. 87. – P. 7275–7282.

[67] Yakimov, A. I. Conductance oscillations in Ge/Si heterostructures containing quantum dots
/ A. I. Yakimov, V. A. Markov, A. V. Dvurechenskii, O. P. Pchelyakov // Journal Physics:
Condenced Matter. – 1994. – V. 6. – P. 2573–2575.

[68] Yakimov, A. I. Hopping conduction and field effect in Si modulation-doped structures with embedded Ge quantum dots / A. I. Yakimov, C. J. Adkins, R. Boucher, A. V. Dvurechenskii, A. I. Nikiforov, O. P. Pchelyakov, G. Biskupskii // Physical Review B. – 1999. – V. 59. – P. 12598–12603. [69] Якимов, А. И. Формирование нуль-мерных дырочных состояний при молекулярнолучевой эпитаксии Ge на Si (100) / А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, А. И. Никифоров, О. П. Пчеляков // Письма в ЖЭТФ. – 1998. – Т. 68. Вып. 2. – С. 125–131.

[70] Miesner, C. Intra-valence band photocurrent measurements on Ge quantum dots in Si /
C. Miesner, K. Brunner, G. Abstreiter // Thin Solid Films. – 2000. – V. 380. – P. 180–182.

[71] Dashiell, M. W. Photoluminescence investigation of phononless radiative recombination and thermal-stability of germanium hut clusters on silicon(001) / M. W. Dashiell, U. Denker, O. G. Schmidt // Applied Physics Letters. – 2001. – V. 79. – P. 2261–2263.

[72] Denker, U. Ge hut cluster luminescence below bulk Ge band gap / U. Denker, M. Stoffel,
O. G. Schmidt, H. Sigg // Applied Physics Letters. – 2003. – V. 82. – P. 454–456.

[73] Yakimov, A. I. Excitons in charged Ge/Si type-II quantum dots / A. I. Yakimov, N. P. Stepina, A. V. Dvurechenskii, A. I. Nikiforov, A. V. Nenashev // Semiconductor Science and Technology. – 2000. – V. 15. – P. 1125–1130.

[74] Paul, D. J. Si/SiGe heterostructures: from material and physics to devices and circuits /
D. J. Paul // Semiconductor Science and Technology. – 2004. – V. 19. – P. R75–R108.

[75] Grimmeiss, H. G. Silicon-germanium – a promise into the future? / H. G. Grimmeiss // Φ TП. – 1999. – T. 33. Вып. 9. – С. 1032–1034.

[76] Diehl, L. Electroluminescence from strain-compensated $Si_{0.2}Ge_{0.8}/Si$ quantum-cascade structures based on a bound-to-continuum transition / L. Diehl, S. Menteşe, E. Müller, D. Grützmacher, H. Sigg, U. Gennser, I. Sagnes, Y. Campidelli, O. Kermarrec, D. Bensahel, J. Faist // Applied Physics Letters. – 2002. – V. 81. – P. 4700–4702.

[77] Hull, R. A phenomenological description of strain relaxation in $Ge_xSi_{1-x}/Si(100)$ heterostructures / R. Hull, J. C. Bean, C. Buescher // Journal of Applied Physics. – 1989. – V. 66. – P. 5837–5843.

[78] Kvam, E. P. Variation of dislocation morphology with strain in Ge_xSi_{1-x} epilayers on (100)Si / E. P. Kvam, D. M. Maher, C. J. Humphreys // Journal of Materials Research. – 1990. – V. 5. – P. 1900–1907.

[79] Vdovin, V. I. Misfit Dislocations in Epitaxial Heterostructures: Mechanisms of Generation and Multiplication / V. I. Vdovin // Physica Status Solidi (a). – 1999. – V. 171. – P. 239–250.

[80] Mooney, P. M. Nucleation of dislocations in SiGe layers grown on (001)Si / P. M. Mooney,
F. K. LeGoues, J. Tersoff, J. O. Chu // Journal of Applied Physics. – 1994. – V. 75. – P. 3968– 3977.

[81] Chen, H. Low-temperature buffer layer for growth of a low-dislocation-density SiGe layer on Si by molecular-beam epitaxy / H. Chen, L. W. Guo, Q. Cui, Q. Hu, Q. Huang, J. M. Zhou // Journal of Applied Physics. – 1996. – V. 79. – P. 1167–1169.

[82] Linder, K. K. Reduction of dislocation density in mismatched SiGe/Si using a lowtemperature Si buffer layer / K. K. Linder, F. C. Zhang, J.-S. Rieh, P. Bhattacharya, D. Houghton // Applied Physics Letters. – 1997. – V. 70. – P. 3224–3226.

[83] Li, J. H. Relaxed Si_{0.7}Ge_{0.3} layers grown on low-temperature Si buffers with low threading dislocation density / J. H. Li, C. S. Peng, Y. Wu, D. Y. Dai, J. M. Zhou, Z. H. Mai // Applied Physics Letters. – 1997. – V. 71. – P. 3132–3134.

[84] Peng, C. S. Relaxed Ge_{0.9}Si_{0.1} alloy layers with low threading dislocation densities grown on low-temperature Si buffers / C. S. Peng, Z. Y. Zhao, H. Chen, J. H. Li, Y. K. Li, L. W. Guo, D. Y. Dai, Q. Huang, J. M. Zhou, Y. H. Zhang, T. T. Sheng, C. H. Tung // Applied Physics Letters. – 1998. – V. 72. – P. 3160–3162.

[85] Gaiduk, P. I. Strain-relaxed SiGe/Si heteroepitaxial structures of low threading-dislocation density / P. I. Gaiduk, A. N. Larsen, J. L. Hansen // Thin Solid Films. – 2000. – V. 367. – P. 120–125.

[86] Bolkhovityanov, Yu. B. Solid solutions GeSi grown by MBE on a low temperature Si (001) buffer layer: specific features of plastic relaxation / Yu. B. Bolkhovityanov, A. K. Gutakovskii, V. I. Mashanov, O. P. Pchelyakov, M. A. Revenko, L. V. Sokolov // Thin Solid Films. – 2001. – V. 392. – P. 98–106.

[87] Bolkhovityanov, Yu. B. Plastic relaxation of solid GeSi solutions grown by molecular-beam epitaxy on the low temperature Si(100) buffer layer / Yu. B. Bolkhovityanov, A. K. Gutakovskii, V. I. Mashanov, O. P. Pchelyakov, M. A. Revenko, L. V. Sokolov // Journal of Applied Physics. – 2002. – V. 91. – P. 4710–4714.

[88] Samavedam, S. B. Novel dislocation structure and surface morphology effects in relaxed Ge/Si-Ge(graded)/Si structures / S. B. Samavedam, E. A. Fitzgerald // Journal of Applied Physics. – 1997. – V. 81. – P. 3108–3116.

[89] Sawano, K. Surface smoothing of SiGe strain-relaxed buffer layers by chemical mechanical polishing / K. Sawano, K. Kawaguchi, T. Ueno, S. Koh, K. Nakagawa, Y. Shiraki // Materials Science and Engineering B. – 2002. – V. 89. – P. 406–409.

[90] Liu, L. Band discontinuities of Si/Ge heterostructures / L. Liu, G. S. Lee, A. H. Marshak // Solid-State Electronics. – 1994. – V. 37. – P. 421–425.

[91] Usami, N. Enhancement of radiative recombination in Si-based quantum wells with neighboring confinement structure / N. Usami, F. Issiki, D. K. Nayak, Y. Shiraki, S. Fukatsu // Applied Physics Letters. – 1995. – V. 67. – P. 524–526.

[92] Востоков, Н. В. Низкоэнергетическая фотолюминесценция структур с GeSi/Si(001) самоорганизующимися наноостровками / Н. В. Востоков, Ю. Н. Дроздов,

3. Ф. Красильник, Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков, А. Н. Яблонский // Письма в ЖЭТФ. – 2002. – Т. 76. Вып. 6. – С. 425–429.

[93] Jiang, Zui-min. Self-organized germanium quantum dots grown by molecular beam epitaxy on Si(100) / Zui-min Jiang, Hai-jun Zhu, Fang Lu, Jie Qin, Daming Huang, Xun Wang, Changwu Hu, Yifan Chen, Ziqiang Zhu, Takafumi Yao // Thin Solid Films. – 1998. – V. 321. – P. 60– 64.

[94] Boscherini, F. Ge–Si intermixing in Ge quantum dots on Si(001) and Si(111) /
F. Boscherini, G. Capellini, L. Di Gaspare, F. Rosei, N. Motta, S. Mobilio // Applied Physics
Letters. – 2000. – V. 76. – P. 682–684.

[95] Capellini, G. SiGe intermixing in Ge/Si(100) islands / G. Capellini, M. De Seta,
F. Evangelisti // Applied Physics Letters. – 2001. – V. 78. – P. 303–305.

[96] Schmidt, O. G. Effect of overgrowth temperature on the photoluminescence of Ge/Si islands
/ O. G. Schmidt, U. Denker, K. Eberl, O. Kienzle, F. Ernst // Applied Physics Letters. – 2000. –
V. 77. – P. 2509–2511.

[97] Сивухин, Д. В. Общий курс физики. Оптика / Д. В. Сивухин // М.: Мир. – 1980. – Т. 4.

[98] Ishizara, A. Low temperature surface cleaning of silicon and its application to silicon MBE / A. Ishizara, Y. Shiraki // Electrochemical science and technology. – 1986. – V. 133. – P. 666–671.

[99] Востоков, Н. В. Фотолюминесценция структур с GeSi/Si(001) самоорганизующимися наноостровками / Н. В. Востоков, Ю. Н. Дроздов, З. Ф. Красильник, Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков, А. Н. Яблонский // Известия Академии наук. Серия физическая. – 2003. – Т. 67. Вып. 2. – С. 159–162.

[100] Дунаевский, М. С. Визуализация заращенных наноостровков GeSi в кремниевых структурах методом атомно-силовой микроскопии на сколах / М. С. Дунаевский, З. Ф. Красильник, Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков, А. Н. Титков, R. Laiho // ФТП. – 2003. – Т. 37. Вып. 6. – С. 692–699.

[101] Дроздов, Ю. Н. Моделирование неоднородных твердых растворов ковалентных кристаллов и анализ деформационных эффектов в их свойствах / Ю. Н. Дроздов, В. М. Данильцев, Л. Д. Молдавская, А. В. Новиков, В. И. Шашкин // Поверхность. – 2006. – Вып. 5. – С. 30–37.

[102] Hesse, A. Effect of overgrowth on shape, composition, and strain of SiGe islands on Si(001) / A. Hesse, J. Stangl, V. Holý, T. Roch, G. Bauer, O. G. Schmidt, U. Denker, B. Struth // Physical Review B. – 2002. – V. 66. – P. 085321. [103] Stangl, J. Effect of overgrowth temperature on shape, strain, and composition of buried Ge islands deduced from x-ray diffraction / J. Stangl, A. Hesse, V. Holý, Z. Zhong, G. Bauer, U. Denker, O. G. Schmidt // Applied Physics Letters. – 2003. – V. 82. – P. 2251–2253.

[104] Schmidt, O. G. Photoluminescence Study of the 2D-3D Growth Mode Changeover for Different Ge/Si Island Phases / O. G. Schmidt, C. Lange, K. Eberl // Physica Status Solidi (b). – 1999. – V. 215. – P. 319–324.

[105] Milekhin, A. G. Phonons in Ge/Si quantum dot structures: influence of growth temperature
/ A. G. Milekhin, A. I. Nikiforov, M. Yu. Ladanov, O. P. Pchelyakov, D. N. Lobanov,
A. V. Novikov, Z. F. Krasil'nik, S. Schulze, D. R. T. Zahn // Physica E. – 2004. – V. 21. – P. 464–468.

[106] Schmidt, O. G. Composition of self-assembled Ge/Si islands in single and multiple layers /
O. G. Schmidt, U. Denker, S. Christiansen, F. Ernst // Applied Physics Letters. – 2002. – V. 81.
– P. 2614–2616.

[107] Kamins, T. I. Evolution of Ge islands on Si(001) during annealing / T. I. Kamins, G. Medeiros-Ribeiro, D. A. A. Ohlberg, R. S. Williams // Journal of Applied Physics. – 1999. – V. 85. – P. 1159–1171.

[108] Wachter, M. Photoluminescence of high-quality SiGe quantum wells grown by molecular beam epitaxy / M. Wachter, F. Schäffler, H.-J. Herzog, K. Thonke, R. Sauer // Applied Physics Letters. – 1993. – V. 63. – P. 376–378.

[109] Sutter, P. Low-energy electron microscopy of nanoscale three-dimensional SiGe islands on Si(100) / P. Sutter, E. Mateeva, J. S. Sullivan, M. G. Lagally // Thin Solid Films. – 1998. – V. 336. – P. 262–270.

[110] Rastelli, A. Shape preservation of Ge/Si(001) islands during Si capping / A. Rastelli,
E. Müller, H. von Känel // Applied Physics Letters. - 2002. - V. 80. - P. 1438-1440.

[111] Cho, B. Effect of growth rate on the spatial distributions of dome-shaped Ge islands on Si(001) / B. Cho, T. Schwarz-Selinger, K. Ohmori, D. G. Cahill, J. E. Greene // Physical Review B. – 2002. – V. 66. – P. 195407.

[112] Joyce, P. B. Effect of growth rate on the size, composition, and optical properties of InAs/GaAs quantum dots grown by molecular-beam epitaxy / P. B. Joyce, T. J. Krzyzewski, G. R. Bell, T. S. Jones, S. Malik, D. Childs, R. Murray // Physical Review B. – 2000. – V. 62. – P. 10891–10895.

[113] Paul, D. J. Silicon germanium heterostructures in electronics: the present and the future / D. J. Paul // Thin Solid Films. – 1998. – V. 321. – P. 172–180.

[114] Altukhov, I. V. Towards $Si_{1-x}Ge_x$ quantum-well resonant-state terahertz laser / I. V. Altukhov, E. G. Chirkova, V. P. Sinis, M. S. Kagan, Yu. P. Gousev, S. G. Thomas,
K. L. Wang, M. A. Odnoblyudov, I. N. Yassievich // Applied Physics Letters. – 2001. – V. 79. – P. 3909–3911.

[115] Kissinger, G. Stepwise equilibrated graded Ge_xSi_{1-x} buffer with very low threading dislocation density on Si(001) / G. Kissinger, T. Morgenstern, G. Morgenstern, H. Richter // Applied Physics Letters. – 1995. – V. 66. – P. 2083–2085.

[116] Liu, J. L. High-quality Ge films on Si substrates using Sb surfactant-mediated graded SiGe buffers / J. L. Liu, S. Tong, Y. H. Luo, J. Wan, K. L. Wang // Applied Physics Letters. – 2001. – V. 79. – P. 3431–3433.

[117] Fitzgerald, E. A. Totally relaxed Ge_xSi_{1-x} layers with low threading dislocation densities grown on Si substrates / E. A. Fitzgerald, Y.-H. Xie, M. L. Green, D. Brasen, A. R. Kortan, J. Michel, Y.-J Mii, B. E. Weir // Applied Physics Letters. – 1991. – V. 59. – P. 811–813.

[118] Кузнецов, О. А. Сверхрешетки Ge–Ge_{1-x}Si_x, полученные гидридным методом / О. А. Кузнецов, Л. К. Орлов, Ю. Н. Дроздов, В. М. Воротынцев, М. Г. Мильвидский, В. И. Вдовин, Р. Карлес, Г. Ланда // ФТП. – 1993. – Т. 27. – С. 1591–1598.

[119] Lee, H. Luminescence from dislocations in silicon-germanium layer grown on silicon substrate / H. Lee, S.-H. Choi // Journal of Applied Physics. – 1999. – V. 85. – P. 1771–1774.

[120] Fitzgerald, E. A. Relaxed Ge_xSi_{1-x} structures for III–V integration with Si and high mobility two-dimensional electron gases in Si / E. A. Fitzgerald, Y.-H. Xie, D. Monroe, P. J. Silverman, J. M. Kuo, A. R. Kortan, F. A. Thiel, B. E. Weir // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures. – 1992. – V. 10. – P. 1807–1819.

[121] Перевощиков, В. А. Особенности абразивной и химической обработки поверхности полупроводников / В. А. Перевощиков, В. Д. Скупов // Монография. г.Н.Новгород: издательство ННГУ. – 1992. – С. 198.

[122] Luan, H.-C. High-quality Ge epilayers on Si with low threading-dislocation densities / H.-C. Luan, D. R. Lim, K. K. Lee, K. M. Chen, J. G. Sandland, K. Wada, L. C. Kimerling // Applied Physics Letters. – 1999. – V. 75. – P. 2909–2911.

[123] Болховитянов, Ю. Б. Искусственные подложки GeSi для гетероэпитаксии – достижения и проблемы. Обзор / Ю. Б. Болховитянов, О. П. Пчеляков, Л. В. Соколов, С. И. Чикичев // ФТП. – 2003. – Т. 37. – С. 513–538.

[124] Fitzgerald, E. A. Dislocations in Relaxed SiGe/Si Heterostructures / E. A. Fitzgerald,
M. T. Currie, S. B. Samavedam, T. A. Langdo, G. Taraschi, V. Yang, C. W. Leitz, M. T. Bulsara
// Physica Status Solidi (a). – 1999. – V. 171. – P. 227–238.

[125] Болховитянов, Ю. Б. Кремний-германиевые эпитаксиальные пленки: физические основы получения напряженных и полностью релаксированных гетероструктур /

Ю. Б. Болховитянов, О. П. Пчеляков, С. И. Чикичев // УФН. – 2001. – Т. 171. Вып. 7. – С. 689–715.

[126] Cams, T. K. Chemical Etching of $Si_{1-x}Ge_x$ in HF:H₂O₂:CH₃COOH / T. K. Cams, M. O. Tanner, K. L. Wang // Journal of The Electrochemical Society. – 1995. – V. 142. – P. 1260–1266.

[127] Koyama, K. Etching characteristics of $Si_{1-x}Ge_x$ alloy in ammoniac wet cleaning / K. Koyama, M. Hiroi, T. Tatsumi, H. Hirayama // Applied Physics Letters. – 1990. – V. 57. – P. 2202–2204.

[128] Paul, D. J. Electrical properties of two-dimensional electron gases grown on cleaned SiGe virtual substrates / D. J. Paul, A. Ahmed, N. Griffin, M. Pepper, A. C. Churchill, D. J. Robbins, D. J. Wallis // Thin Solid Films. – 1998. – V. 321. – P. 181–185.

[129] Jain, S. C. Structure, properties and applications of Ge_xSi_{1-x} strained layers and superlattices / S. C. Jain, W. Hayes // Semiconductor Science and Technology. – 1991. – V. 6. – P. 547–576.

[130] Schaffler, F. High-electron-mobility Si/SiGe heterostructures: influence of the relaxed SiGe buffer layer / F. Schaffler, D. Tobben, H.-J. Herzog, G. Abstreiter, B. Hollander // Semiconductor Science and Technology. – 1992. – V. 7. – P. 260–266.

[131] Brunner, K. Si/Ge nanostructures / K. Brunner // Reports on Progress in Physics. – 2002. –
 V. 65. – P. 27–72.

[132] Stangl, J. Structural properties of self-organized semiconductor nanostructures / J. Stangl,
V. Holý, G. Bauer // Reviews of Modern Physics. – 2004. – V. 76. – P. 725–783.

[133] Lutz, M. A. Influence of misfit dislocations on the surface morphology of $Si_{1-x}Ge_x$ films / M. A. Lutz, R. M. Feenstra, F. K. LeGoues, P. M. Mooney, J. O. Chu // Applied Physics Letters. – 1995. – V. 66. – P. 724–726.

[134] Kawaguchi, K. Optical properties of strain-balanced SiGe planar microcavities with Ge dots on Si substrates / K. Kawaguchi, M. Morooka, K. Konishi, S. Koh, Y. Shiraki // Applied Physics Letters. – 2002. – V. 81. – P. 817–819.

[135] Novikov, A. V. Photoluminescence of Ge(Si)/Si(001) self-assembled islands in the near infra-red wavelength range / A. V. Novikov, D. N. Lobanov, A. N. Yablonsky, Yu. N. Drozdov, N. V. Vostokov, Z. F. Krasilnik // Physica E. – 2003. – V. 16. – P. 467–472.

[136] Liao, X. Z. Annealing effects on the microstructure of Ge/Si(001) quantum dots /
X. Z. Liao, J. Zou, D. J. H. Cockayne, J. Wan, Z. M. Jiang, G. Jin, K. L. Wang // Applied
Physics Letters. – 2001. – V. 79. – P. 1258–1260.

[137] Davies, G. The optical properties of luminescence centres in silicon / G. Davies // Physics
 Reports. - 1989. - V. 176. - P. 83–188.

[138] Beyer, A. Germanium islands embedded in strained silicon quantum wells grown on patterned substrates / A. Beyer, E. Müller, H. Sigg, S. Stutz, C. David, K. Ensslin, D. Grützmacher // Microelectronics Journal. – 2002. – V. 33. – P. 525–529.

[139] Красильник, З. Ф. Исследование самоорганизующихся островков Ge на Si(001) с помощью атомно-силового микроскопа / З. Ф. Красильник, А. В. Круглов, А. В. Новиков, В. В. Постников, Д. О. Филатов // Известия академии наук. Серия физическая. – 1999. – Т. 63. – С. 287–289.

[140] Medeiros-Ribeiro, G. Annealing of Ge nanocrystals on Si(001) at 550 °C: Metastability of huts and the stability of pyramids and domes / G. Medeiros-Ribeiro, T. I. Kamins, D. A. A. Ohlberg, R. S. Williams // Physical Review B. – 1998. – V. 58. – P. 3533–3536.

[141] Goryll, M. Bimodal distribution of Ge islands on Si(001) grown by LPCVD / M. Goryll,

L. Vescan, H. Lüth // Materials Science and Engineering B. – 2000. – V. 69–70 – P. 251–256.

[142] Kästner, M. Kinetically Self-Limiting Growth of Ge Islands on Si(001) / M. Kästner,
B. Voigtländer // Physical Review Letters. – 1999. – V. 82. – P. 2745–2748.

[143] Venables, J. A. Nucleation and growth of thin films / J. A. Venables, G. D. T. Spiller,
M. Hanbucken // Reports on Progress in Physics. – 1984. – V. 47. – P. 399–459.

[144] Lobanov, D. N. Growth and photoluminescence of self-assembled islands obtained during the deposition of Ge on a strained SiGe layer / D. N. Lobanov, A. V. Novikov, N. V. Vostokov, Y. N. Drozdov, A. N. Yablonskiy, Z. F. Krasilnik, M. Stoffel, U. Denker, O. G. Schmidt // Optical Materials. – 2005. – V. 27. – P. 818–821.

[145] Востоков, Н. В. Влияние предосаждения Si_{1-x}Ge_x слоя на рост SiGe/Si(001)
самоформирующихся островков / Н. В. Востоков, Ю. Н. Дроздов, З. Ф. Красильник,
Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков, А. Н. Яблонский, М. Stoffel, U. Denker, O. G. Schmidt,
О. М. Горбенко, И. П. Сошников // ФТТ. – 2005. – Т. 47. – С. 29–32.

[146] Meyer, T. Surface electronic structure modifications due to buried quantum dots /
T. Meyer, M. Klemenc, H. von Känel // Physical Review B. – 1999. – V. 60. – P. R8493–
R8496.

[147] Xie, Y. H. Semiconductor Surface Roughness: Dependence on Sign and Magnitude of Bulk Strain / Y. H. Xie, G. H. Gilmer, C. Roland, P. J. Silverman, S. K. Buratto, J. Y. Cheng, E. A. Fitzgerald, A. R. Kortan, S. Schuppler, M. A. Marcus, P. H. Citrin // Physical Review Letters. – 1994. – V. 73. – P. 3006–3009.

[148] Бонч-Бруевич, В. Л. Физика полупроводников / В. Л. Бонч-Бруевич,
С. Г. Калашников // М.: Мир. – 1977. – С. 126.

[149] Sutter, P. Embedding of Nanoscale 3D SiGe Islands in a Si Matrix / P. Sutter,
M. G. Lagally // Physical Review Letters. - 1998. - V. 81. - P. 3471-3474.

[150] Usami, N. Intense photoluminescence from Si-based quantum well structures with neighboring confinement structure / N. Usami, Y. Shiraki, S. Fukatsu // Journal of Crystal Growth. – 1995. – V. 157. – P. 27–30.

[151] Buyanova, I. A. Mechanism for thermal quenching of luminescence in SiGe/Si structures grown by molecular beam epitaxy: Role of nonradiative defects / I. A. Buyanova, W. M. Chen, G. Pozina, B. Monemar, W.-X. Ni, G. V. Hansson // Applied Physics Letters. – 1997. – V. 71. – P. 3676–3678.

Список работ автора по теме диссертации

[A1] Востоков, Н. В. Фотолюминесценция GeSi/Si(001) самоорганизующихся наноостровков различной формы / Н. В. Востоков, З. Ф. Красильник, Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков, М. В. Шалеев, А. Н. Яблонский // ФТТ. – 2004. – Т. 46. Вып. 1. – С. 63–66.

[A2] Novikov, A. V. Photoluminescence of GeSi/Si(001) self-assembled islands with dome and hut shape / A. V. Novikov, M. V. Shaleev, D. N. Lobanov, A. N. Yablonsky, N. V. Vostokov, Z. F. Krasilnik // Physica E. – 2004. – V. 23. – P. 416–420.

[A3] Востоков, Н. В. Влияние скорости осаждения Ge на рост и фотолюминесценцию Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков / Н. В. Востоков, З. Ф. Красильник, Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков, М. В. Шалеев, А. Н. Яблонский // ФТТ. – 2005. – Т. 47. Вып. 1. – С. 41–43.

[A4] Востоков, Н. В. Релаксированные Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферные слои, выращенные методом газофазной эпитаксии при атмосферном давлении / Н. В. Востоков, Ю. Н. Дроздов, О. А. Кузнецов, З. Ф. Красильник, А. В. Новиков, В. А. Перевозщиков, М. В. Шалеев // ФТТ. – 2005. – Т. 47. Вып. 1. – С. 44–46.

[A5] Востоков, Н. В. Получение релаксированных Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферных слоев с малой шероховатостью поверхности / Н. В. Востоков, Ю. Н. Дроздов, З. Ф. Красильник, О. А. Кузнецов, А. В. Новиков, В. А. Перевощиков, М. В. Шалеев // Микроэлектроника. – 2005. – Т. 34. Вып. 1. – С. 1–8.

[A6] Vostokov, N. V. GeSi/Si(001) structures with self-assembled islands: growth and optical properties, in «Quantum Dots: Fundamentals, Applications, and Frontiers» / N. V. Vostokov, Yu. N. Drozdov, D. N. Lobanov, A. V. Novikov, M. V. Shaleev, A. N. Yablonskii, Z. F. Krasilnik, A. N. Ankudinov, M. S. Dunaevskii, A. N. Titkov, P. Lytvyn, V. U. Yukhymchuk, M. Ya. Valakh // NATO Science Series II. – 2005. – V. 190 – P. 333–351.

[A7] Shaleev, M. V. Ge self-assembled islands grown on SiGe/Si(001) relaxed buffer layers /
M. V. Shaleev, A. V. Novikov, O. A. Kuznetsov, A. N. Yablonsky, N. V. Vostokov,
Yu. N. Drozdov, D. N. Lobanov, Z. F. Krasilnik // Materials Science and Engineering B. – 2005.
V. 124–125C. – P. 466–469.

[A8] Shaleev, M. V. Photoluminescence of Ge(Si) self-assembled islands embedded in a tensile-strained Si layer / M. V. Shaleev, A. V. Novikov, A. N. Yablonskiy, Y. N. Drozdov, D. N. Lobanov, Z. F. Krasilnik, O. A. Kuznetsov // Applied Physics Letters. – 2006. – V. 88. – P. 011914.

[A9] Востоков, Н. В. Особенности формирования Ge(Si) островков на релаксированных Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферных слоях / Н. В. Востоков, Ю. Н. Дроздов, З. Ф. Красильник,

О. А. Кузнецов, Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков, М. В. Шалеев // ФТП. – 2006. – Т. 40. Вып. 2. – С. 235–239.

[A10] Востоков, Н. В. Фотолюминесценция GeSi/Si(001) самоорганизующихся наноостровков, имеющих различную форму / Н. В. Востоков, З. Ф. Красильник, Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков, М. В. Шалеев, А. Н. Яблонский // Нанофотоника: Материалы всероссийского совещания, Нижний Новгород, Россия, 17–20 марта 2003. – Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2003. – Т. 1. – С. 33–36.

[A11] Vostokov, N. V. GeSi/Si(001) structures with self-assembled islands: growth and optical properties / N. V. Vostokov, Yu. N. Drozdov, D. N. Lobanov, A. V. Novikov, M. V. Shaleev, A. N. Yablonskii, Z. F. Krasilnik, A. N. Ankudinov, M. S. Dunaevskii, A. N. Titkov, P. Lytvyn, V. U. Yukhymchuk, M. Ya. Valakh // NATO Advanced Research Workshop «Quantum Dots: Fundamentals, Applications, Frontiers»: Abstracts, Crete, Greece, June 20–24, 2003. – P. 20.

[A12] Shaleev, M. V. Photoluminescence of GeSi/Si(001) self-assembled islands with dome and hut shape / M. V. Shaleev, Z. F. Krasilnik, D. N. Lobanov, A. V. Novikov, N. V. Vostokov, A. N. Yablonsky // 4th Siberian Russian workshop and tutorials EDM'2003: Proceedings, Erlagol, Altay, Russia, Yuly 1–4, 2003. – P. 27–30.

[A13] Krasilnik, Z. F. Photoluminescence of GeSi/Si(001) self-assembled islands with different shape / Z. F. Krasilnik, D. N. Lobanov, A. V. Novikov, M. V. Shaleev, N. V. Vostokov, A. N. Yablonsky // 5th International Workshop on "Epitaxial Semiconductors on Patterned Substrates and Novel Index Surface" (ESPS-NIS): Workshop Program & Abstract booklet, Stuttgart, Germany, October 13–15, 2003. – P. 61.

[A14] Востоков, Н. В. Зависимость формы GeSi/Si(001) самоорганизующихся островков от температуры осаждения Ge / Н. В. Востоков, З. Ф. Красильник, Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков, М. В. Шалеев, А. Н. Яблонский // VI Российская конференция по физике полупроводников: Тезисы докладов, Санкт-Петербург, Россия, 27–31 октября 2003. – СПб: ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, 2003. – С. 145.

[A15] Shaleev, M. V. Dome to hut Ge(Si)/Si(001) islands shape transition / M. V. Shaleev, Z. F. Krasilnik, D. N. Lobanov, A. V. Novikov, N. V. Vostokov, A. N. Yablonsky // Nano and Giga Challenges in Microelectronics: Book of Abstracts, Cracow, Poland, September 13–17, 2004. – P. 227.

[A16] Востоков, Н. В. Влияние скорости осаждения Ge на рост и фотолюминесценцию Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков / Н. В. Востоков, З. Ф. Красильник, Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков, М. В. Шалеев, А. Н. Яблонский // Нанофотоника: Материалы всероссийского совещания, Нижний Новгород, Россия, 2–6 мая 2004. – Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2004. – С. 322–325.

[A17] Shaleev, M. V. Effect of Ge deposition rate on growth and optical properties of Ge(Si)/Si(001) self-assembled islands / M. V. Shaleev, Z. F. Krasilnik, D. N. Lobanov, A. V. Novikov, N. V. Vostokov, A. N. Yablonsky // 5th Annual International Siberian Workshop on Electronic Devices and Materials: Proceedings, Erlagol, Altay, Russia, July 1–5, 2004. – P. 24–27.

[А18] Востоков, Н. В. Релаксированные Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферные слои, выращенные методом газофазной эпитаксии при атмосферном давлении / Н. В. Востоков, Ю. Н. Дроздов, З. Ф. Красильник, О. А. Кузнецов, А. В. Новиков, В. А. Перевощиков, М. В. Шалеев, А. Н. Яблонский // Нанофотоника: Материалы всероссийского совещания, Нижний Новгород, Россия, 2–6 мая 2004. – Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2004. – С. 125–128.

[А19] Новиков, А. В. Релаксированные Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферные слои с малой шероховатостью поверхности / А. В. Новиков, О. А. Кузнецов, Ю. Н. Дроздов, В. А. Перевощиков, М. В. Шалеев, Н. В. Востоков, З. Ф. Красильник // Пятый международный российско-украинский семинар «Нанофизика и наноэлектроника»: Тезисы докладов, Санкт-Петербург, Россия, 17–19 июня 2004. – С. 24.

[A20] Новиков, А. В. Рост GeSi/Si(001) гетероструктур на релаксированных SiGe буферных слоях, выращенных методом газофазной эпитаксии при атмосферном давлении / А. В. Новиков, О. А. Кузнецов, Ю. Н. Дроздов, В. А. Перевощиков, Н. В. Востоков, М. В. Шалеев, З. Ф. Красильник // Совещание «Кремний-2004»: Сборник тезисов докладов, Иркутск, Россия, 5–9 июля 2004. – С. 147.

[A21] Шалеев, М. В. Ge(Si) самоформирующиеся островки на релаксированных Si_{1-x}Ge_x буферных слоях / М. В. Шалеев, Н. В. Востоков, Ю. Н. Дроздов, З. Ф. Красильник, О. А. Кузнецов, Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков // Нанофизика и наноэлектроника: Материалы всероссийского симпозиума, Нижний Новгород, Россия, 25–29 марта 2005. – Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2005. – С. 226–227.

[A22] Востоков, Н. В. Искусственные подложки на основе релаксированных Si_{1-x}Ge_x буферных слоев / Н. В. Востоков, Ю. Н. Дроздов, З. Ф. Красильник, О. А. Кузнецов, Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков, М. В. Шалеев // VII Российская конференция по физике полупроводников: Тезисы докладов, Звенигород, Россия, 18–23 сентября 2005. – М.: ФИАН, 2005. – С. 155.

[A23] Дроздов, Ю. Н. Фотолюминесценция Ge(Si) самоформирующихся островков, встроенных в напряженный Si слой / Ю. Н. Дроздов, З. Ф. Красильник, О. А. Кузнецов, Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков, М. В. Шалеев, А. Н. Яблонский // VII Российская конференция по физике полупроводников: Тезисы докладов, Звенигород, Россия, 18–23 сентября 2005. – М.: ФИАН, 2005. – С. 169.

[A24] Дроздов, Ю. Н. Интенсивная фотолюминесценция Ge(Si) самоформирующихся островков, заключенных между слоями напряженного Si / Ю. Н. Дроздов, З. Ф. Красильник, О. А. Кузнецов, Д. Н. Лобанов, А. В. Новиков, М. В. Шалеев, А. Н. Яблонский // Нанофизика и наноэлектроника: Материалы всероссийского симпозиума, Нижний Новгород, Россия, 13–17 марта 2006. – Нижний Новгород: ИФМ PAH, 2006. - C. 98-101.

[A25] Novikov, A. V. Intense photoluminescence from Ge(Si) self-assembled islands embedded in a tensile-strained Si layer / A. V. Novikov, M. V. Shaleev, A. N. Yablonskiy, O. A. Kuznetsov, Yu. N. Drozdov, D. N. Lobanov, Z. F. Krasilnik // Third International Silicon Germanium Technology and device Meeting (ISTDM 2006): Conference Digest, Princeton, NJ, USA, May 15–17, 2006. – P. 186–187.

[A26] Krasilnik, Z. F. Smooth relaxed SiGe/Si(001) buffer layer as an «artificial» substrate for growth of structures with Ge(Si) self-assembled islands / Z. F. Krasilnik, M. V. Shaleev, A. V. Novikov, A. N. Yablonsky, O. A. Kuznetsov, Yu. N. Drozdov, D. N. Lobanov // 6th International Workshop on Epitaxial Semiconductors on Patterned Substrates and Novel Index Surfaces: Workshop Program & Abstract Booklet, University of Nottingham, UK, April 3–5, 2006. – P. 62.

[A27] Shaleev, M. V. Effect of tensile-strained Si layer on photoluminescence of Ge(Si) self-assembled islands grown on relaxed SiGe/Si(001) buffer layer / M. V. Shaleev, A. V. Novikov, A. N. Yablonskiy, O. A. Kuznetsov, Yu. N. Drozdov, D. N. Lobanov, Z. F. Krasilnik // Nanostructures: Physics and Technology: Proc. 14th International Symposium, St. Petersburg, Russia, June 26–30, 2006. – St. Petersburg: Ioffe Institute, 2006. – P. 359–360.