

На правах рукописи



Володин Владимир Алексеевич

**Локализация фононов и фонон-плазмонное взаимодействие в
полупроводниковых наноструктурах**

01.04.10 “Физика полупроводников”

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Новосибирск 2017

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук и Новосибирском Государственном Университете

Научный консультант: Двуреченский Анатолий Васильевич,
член–корреспондент Российской академии наук, доктор физико-математических наук, профессор, заместитель директора
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук.

Официальные оппоненты: Втюрин Александр Николаевич, доктор физико-математических наук, заместитель директора Института физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленного подразделения ФИЦ КНЦ СО РАН.

Горелик Владимир Семенович, доктор физико-математических наук, профессор, заслуженный деятель науки Российской Федерации, заведующий лабораторией комбинационного рассеяния света Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физический институт им.П.Н. Лебедева Российской академии наук.

Штыгашев Александр Анатольевич, доктор физико-математических наук, профессор кафедры общей физики Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования Новосибирский государственный технический университет.

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»

Защита состоится **20 июня 2017 года в 10 часов** на заседании диссертационного совета Д.003.037.01 при Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН по адресу: 630090, Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, 13

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, а также на сайте: http://www.isp.nsc.ru/comment.php?id_dissert=912

Автореферат разослан «___» апреля 2017 г.

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

Погосов Артур Григорьевич

Актуальность темы

Прогресс физики полупроводников в настоящее время в огромной мере связан с возможностями создания и изучения квантово-размерных объектов. Успехи науки и технологии позволяют создавать полупроводниковые нанобъекты - квантовые ямы, точки и проволоки. Электронные и оптические свойства этих объектов, меняющиеся из-за размерного квантования носителей заряда, вызывают как фундаментальный, так и практический интерес [1]. Создание как рукотворных, так и самоорганизующихся наноструктур с заданными электронными и оптическими свойствами представляет собой целую отрасль науки, называемую в англоязычной литературе «band gap engineering». Исследование фононов в наноструктурах также представляет фундаментальный и практический интерес [5]. Если фононные моды одного из материалов гетероструктуры затухают в окружающем материале, то происходит локализация фононов и квантование их частотного спектра [5]. Фононный спектр гетероструктур отличается от спектров составляющих их объёмных материалов и определяется их составом, размерами, формой, деформациями [5-7]. Содержащие до нескольких атомов нанобъекты интересны как рукотворные молекулы с дискретным колебательным спектром, но до начала данной работы они не исследовались, что связано с трудностями изготовления массивов таких нанобъектов, однородных по структуре. Большие надежды по созданию квантовых точек (КТ) и квантовых проволок (КП) возлагаются на технологии, использующие их самоорганизацию. Один из примеров использования эффектов самоорганизации для создания упорядоченных массивов нанобъектов - это молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) на поверхностях с высокими индексами Миллера [2-4].

Методиками исследования колебательного спектра являются спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС), а также ИК-спектроскопия. Принимая во внимание многообразие факторов, влияющих на колебательный спектр, решение обратной задачи спектроскопии неоднозначно. Обычно решается прямая задача, вычисляются спектры модельных объектов и затем проводится их сравнительный анализ с экспериментальными спектрами. При таком подходе дополнительную информацию можно получить из анализа КРС в различных поляризационных геометриях [A1-A5]. Поэтому важно рассчитывать не только фононные спектры нанобъектов, но также их спектры КРС в различных поляризациях. Для легированных полупроводниковых наноструктур важно знать, как фонон-плазмонное взаимодействие модифицирует колебательный спектр и, как следствие, спектр КРС. В полярных полупроводниках фононы взаимодействуют с коллективными колебаниями свободных носителей заряда (плазмонами) - возникают фонон-плазмонные моды [8-10]. Их дисперсия в объёмных

полярных полупроводниках известна, что позволяет бесконтактно измерить концентрацию свободных носителей заряда из анализа спектров КРС. Однако в наноструктурах фонон-плазмонные моды мало исследованы. Фундаментальный интерес представляет вопрос, как анизотропия тензора обратных эффективных масс свободных носителей заряда влияет на анизотропию дисперсии связанных фонон-плазмонных мод. В объёмных неполярных легированных полупроводниках наблюдается взаимодействие дискретных фононных и квази-непрерывных электронных переходов (интерференция Фано [11]). Форма пика КРС на оптических фононах в сильно легированных Si и Ge определяется контуром Фано [8,9]. К началу данной работы практически отсутствовали экспериментальные данные по исследованию КРС в легированных нанокристаллах неполярных полупроводников.

Целью работы являлось выявить эффекты:

- локализации фононов в полупроводниковых нанокристаллах и нанобъектах, состоящих из моно- и бислоёв с латеральными размерами до нескольких межатомных расстояний;
- зависимости частот фононов, локализованных в полупроводниковых нанокристаллах, от их размеров и матрицы окружения;
- фонон-плазмонного взаимодействия в полупроводниковых наноструктурах.

Для достижения поставленных целей решались следующие **задачи**:

- в части получения экспериментальных данных по локализации фононов и их анализа:

1. Исследование локализованных фононов в нанокристаллах Si, Ge и GeSi с размерами от 10 нм до критических размеров в 1.5-2 нм в различных окружающих матрицах (аморфный материал, оксиды и нитриды, свободная граница) для определения зависимости фононного спектра от их размеров, состава, деформаций.
2. Исследование латеральной локализации фононов в нанобъектах GaAs и Ge, состоящих из нескольких атомов.
3. Исследование анизотропии дисперсии и снятия вырождения по поляризации (расщепления) частот фононов в массивах GaAs квантовых проволок, формирующихся в процессе гетероэпитаксии GaAs/AlAs на наноструктурированных поверхностях.
4. Исследование комбинационного рассеяния света в легированных нанокристаллах.

- в части фонон-плазмонного взаимодействия:

5. Исследование дисперсии фонон-плазмонных мод в легированных сверхрешётках GaAs/AlAs, выращенных на нанофасетированной поверхности (311)A.

6. Расчёт фонон-плазмонного взаимодействия для гетероструктур GaAs/AlAs с учетом экранировки плазмонами кулоновского взаимодействия.

- в методической части:

7. Развитие моделирования и экспериментальных методик анализа локализованных фононов для получения информации о размерах, форме, фазовом составе, ориентации, величине механических деформаций в массивах полупроводниковых нанобъектов.

8. Развитие подходов для создания массивов полупроводниковых наноструктур и управления их структурными параметрами с применением самоорганизации.

Научная новизна работы

1. Обнаружена экспериментально и рассчитана зависимость частот оптических фононов, локализованных в моно- и бислойных нанобъектах GaAs и Ge, от их латеральных размеров.

2. В сверхрешётках GaAs/AlAs (311)A, содержащих массивы квантовых проволок GaAs, обнаружено расщепление частот поперечных оптических фононов. Анализ спектра локализованных фононов подтверждает, что высота нанофасеток на гетерогранице GaAs/AlAs (311)A составляет 6 монослоёв.

3. Экспериментально наблюдаемые пики в акустической области спектра сверхрешёток GaAs/AlAs (311)A, содержащих массивы квантовых проволок GaAs, проинтерпретированы как свёртка акустических ветвей поперечных фононов в направлении, перпендикулярном квантовым проволокам.

4. Экспериментально обнаружена делокализация фонон-плазмонных мод (переход от 2D к 3D плазмону) в легированных сверхрешётках GaAs/AlAs с туннельно-тонкими барьерами (до 2-х монослоёв AlAs).

5. Выявлена зависимость частот от направления волнового вектора фонон-плазмонных мод в легированных сверхрешётках GaAs/AlAs (100) и (311) с туннельно-тонкими барьерами.

6. В массивах нанокристаллов, формирующихся в аморфной матрице при импульсных лазерных отжигах, обнаружена поляризационная анизотропия комбинационного рассеяния света, анализ которой и данные электронной микроскопии свидетельствуют о появлении выделенной (110) ориентации нанокристаллов.

7. Обнаружены уширение, сдвиг и асимметрия пиков комбинационного рассеяния света в легированных нанокристаллах кремния, полученных с применением импульсных лазерных отжигов.

Научная значимость работы

Совокупность полученных результатов, положений и выводов диссертационной работы можно квалифицировать как научное достижение в области физики полупроводников, связанное с явлениями локализации оптических фононов в одно- и двухслойных полупроводниковых нанообъектах, содержащих до нескольких атомов, и в полупроводниковых квантовых проволоках, сформированных на нанопасетированных поверхностях; а также с фонон-плазмонным взаимодействием в полупроводниковых сверхрешётках. Полученные результаты имеют практическое значение и представляют научную основу для развития неразрушающих методов контроля структуры полупроводниковых нанообъектов.

Практическая значимость работы

1. Развитие неразрушающих методов определения размеров полупроводниковых нанокристаллов (как встроенных в различные матрицы, так и свободных нанопорошков), состава и деформаций внесло вклад в развитие технологии роста квантовых точек Ge/Si, а также поликристаллических плёнок кремния на нетугоплавких подложках с применением импульсных нано- и фемтосекундных лазерных воздействий.
2. Предложен неразрушающий метод определения доли взаимно-ориентированных кристаллитов в текстурированных поликристаллических плёнках. Метод основан на анализе интенсивностей сигналов комбинационного рассеяния света в различных поляризационных геометриях.
3. Предложен неразрушающий метод контроля концентрации водорода в структурах на основе аморфного гидrogenизированного кремния.
4. Разработаны модели для расчёта спектров комбинационного рассеяния света полупроводниковых нанообъектов, состоящих из нескольких атомов.
5. Развита бесконтактный способ определения концентрации носителей заряда в полупроводниковых наноструктурах из анализа спектров комбинационного рассеяния света.

Положения, выносимые на защиту

1. Модель локализации фононов, учитывающая дисперсию продольных и поперечных фононов по направлениям квазиимпульса, адекватна для определения размеров нанокристаллов кремния и германия в широком диапазоне размеров (от 1.5 до 10 нм).
2. Установлена зависимость сечений комбинационного рассеяния света на локальных колебаниях Ge-Si, Ge-Ge, и Si-Si в твёрдых растворах $\text{Ge}_x\text{Si}_{(1-x)}$ от стехиометрического параметра x . Для определения состава квантовых точек $\text{Ge}_x\text{Si}_{(1-x)}$ ($0.3 \leq x \leq 1$) в кремнии необходимо учитывать вклад связей Ge-Si на гетерограницах.
3. Латеральная локализация оптических фононов в квантовых проволоках, в монослойных и бислойных полупроводниковых нанобъектах приводит к появлению фононных мод с частотами, зависящими от их размеров и формы. Для латеральной локализации фононов в нанобъектах GaAs достаточно барьера в 2 монослоя AlAs между ними.
4. Экранирование плазмонами кулоновского взаимодействия катионов и анионов в легированных сверхрешётках GaAs/AlAs определяет зависимость частот смешанных фонон-плазмонных мод от концентрации свободных носителей заряда. Анизотропия тензора обратных эффективных масс носителей заряда приводит к зависимости частот фонон-плазмонных мод от направления их волнового вектора. Эффект экспериментально наблюдаем при величине волнового вектора от $\sim 10^6 \text{ см}^{-1}$ и более.

Апробация работы: Основные результаты работы докладывались на конференциях: Nano-structures: Physics and Technology (с 1993 по 2015 гг.); Российские конференции по физике полупроводников (с 1993 по 2015 гг.); 9th ICSMM (Liege, Belgium, 1996г.), Low Dimension Semiconductor Devices (Lisbon, 1997г.), на конференциях Общества материаловедов (MRS, Spring Meeting, USA, Boston, 1996, 1997, 1998 гг.) и (E-MRS Spring Meeting, France, 1996, 1997, 1998, 2008 и 2012 гг.), на международных конференциях по геттерированию и дефектной инженерии в полупроводниках, GADEST, (1993, 1999, 2001, 2003 и 2005 гг.). Кол-во ссылок на работы автора по базе Web of Science превышает 1000. Результаты получали положительную оценку в конкурсах РФФИ, СО РАН, и МОН РФ.

Публикации: По результатам исследований опубликованы 54 статьи в реферируемых журналах (все в изданиях из перечня ВАК, список приведён в конце автореферата), шесть монографий или глав в монографиях, получены четыре патента РФ на изобретения.

Личный вклад заключается в определении целей, постановке задач, выборе методов их решения и интерпретации результатов. Измерения оптическими методами, их обработка и анализ были проведены лично автором, либо под его научным руководством.

Структура и объём работы: Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, выводов и заключения, списка литературы. Содержит 289 страниц, 124 рисунка и 5 таблиц на ста семи страницах, 350 библиографических ссылок на 26-и страницах.

Краткое содержание работы

Во введении сформулированы цели и задачи, обоснована актуальность, изложены новизна, практическая значимость результатов и защищаемые положения.

Глава 1. Оптические свойства наноструктур на основе кремния, германия и арсенида галлия. В главе обоснован выбор основных направлений исследований, экспериментальных методик исследований и численных моделей для расчетов.

Создание рукотворной симметрии (новый период в направлении роста) в СР приводит к эффектам «свёртки» и локализации фононов [5]. При этом свёрнутые моды (например акустические фононы в СР GaAs/AlAs) дисперсны, их дисперсия определяется периодом СР. Локализация фононов происходит, если собственные колебания, присущие одному материалу, затухают в другом материале. При этом локализованные моды практически бездисперсны, а их частоты определяются толщиной слоя, в котором происходит локализация, и не зависят от толщины окружающих слоёв. Анализ литературных данных выявил недостаток исследований фононного спектра ЛСР, массивов КП и нанообъектов, состоящих из нескольких атомов. Дисперсия смешанных фонон-плазмонных мод в ЛСР и СР с туннельными барьерами также слабо изучена.

Вследствие отсутствия трансляционной симметрии и нарушения закона сохранения квази-импульса, спектр КРС аморфных материалов характеризуется эффективной плотностью колебательных состояний. Особенности, наблюдаемые в спектрах КРС аморфных материалов, связаны с максимумами плотности состояний поперечных акустических (ТА), поперечных оптических (ТО), продольных акустических (LA) и продольных оптических (LO) фононов. Количественный анализ спектров КРС двухфазной системы аморфный материал/поликристалл позволяет определить объёмное содержание различных фаз из сравнения интенсивностей пиков КРС от аморфной и кристаллической фазы. Помимо объёмного содержания кристаллической фазы, методика КРС позволяет определить средние размеры НК, пользуясь моделью локализации фононов [12,13].

Однако, в существующих моделях использовались эмпирические выражения для дисперсии фононов, которые неточны для больших волновых векторов. Существует необходимость улучшения модели, чтобы анализировать НК с размерами до 1-1.5 нм.

КРС - это неупругое рассеяние фотонов на элементарных возбуждениях (квазичастицах) в твёрдых телах или молекулах. Фотон может родить квазичастицу, и, значит уменьшить свою энергию на её квант энергии (Стоксов процесс), либо поглотить квазичастицу и увеличить свою энергию на соответствующий квант (анти-Стоксов процесс) [8]. Явление КРС можно объяснить в рамках классической электродинамики. В отклике среды, а значит и в спектре её вторичного свечения, наряду с модой обусловленной Релеевским рассеянием, появляются моды с частотами, представляющими собой *комбинации* исходной частоты и частоты возмущения. Поэтому, такое неупругое рассеяние света и называется *комбинационным рассеянием света*. Тензор КРС второго ранга зависит от симметрии кристалла (молекулы) и от типа колебаний. КРС можно также интерпретировать с использованием диаграмм Фейнмана. Для виртуальных состояний могут не выполняться законы сохранения импульса и энергии, в конечном состоянии эти законы выполнены. Обсуждаются деформационный, электрооптический и Фрëлиховский механизмы в КРС.

В качестве вспомогательных методик в работе использовалась спектроскопия пропускания света (в том числе и в ИК-диапазоне) и эллипсометрия. Для исследования свойств КТ и КП применялась также методика спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ). Обоснован выбор схем экспериментов по исследованию ФЛ. Обсуждены способы приготовления экспериментальных образцов. Так как для решения поставленных задач было важно, чтобы формируемые нанообъекты имели малую дисперсию по размерам, для формирования их массивов использовались подходы на основе явления самоорганизации. Использовались свойства реконструкции гетерограниц при гетерозепитаксии. Для формирования НК с контролируемыми размерами использовалась кристаллизация аморфных плёнок либо аморфных кластеров кремния. Зародыши кристаллической фазы (НК) формировались как в печных отжигах, так и в импульсных отжигах по технологии, разработанной в ИФП СО РАН. Приведены преимущества импульсных отжигов для некоторых важных прикладных областей. Одной из таких областей является широкоформатная микроэлектроника, в которой в качестве подложек используются недорогие нетугоплавкие материалы, и печные отжиги при высоких температурах исключены. Из анализа спектров КРС делались выводы о процентном содержании кристаллической фазы и о размерах кристаллитов. Результаты находились в хорошем соответствии с данными, полученными с применением прямых методов (электронной

микроскопии). Кристаллизация плёнок при импульсных воздействиях проводилась в жидкофазных и твердофазных режимах. Было получено значение пороговой плотности энергии – переход от твердофазной кристаллизации к кристаллизации через расплав. Полученный порог хорошо соответствует литературным данным [14]. Таким образом, использование вышеперечисленных подходов позволило получить массивы нанобъектов для дальнейшего исследования.

Глава 2. Локализация фононов в нанокристаллах кремния и германия.

Чтобы определить размеры НК кремния и германия в аморфной матрице из анализа спектров КРС, развита модель, основанная на подходе, учитывающем неопределенность квазиимпульса фононов, локализованных в НК. Улучшенная модель локализации фононов адекватна для НК в широком диапазоне размеров, суть внесённых улучшений следующая. Если рассматривать волновую функцию фонона, имеющего квазиимпульс $\hbar\mathbf{q}_0$, то в бесконечном кристалле, она будет иметь вид блоховской функции:

$$\Phi(\mathbf{q}_0, \mathbf{r}) = u(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}_0 \mathbf{r}}, \quad (1)$$

$u(\mathbf{r})$ – периодическая функция, период равен постоянной решетки, \mathbf{q}_0 – волновой вектор.

Если фонон локализован в НК, то его волновую функцию $\Psi(\mathbf{q}_0, \mathbf{r})$ можно представить в виде произведения функции $\Phi(\mathbf{q}_0, \mathbf{r})$ на «оггибающую» функцию $W(\mathbf{r}, L)$, имеющую характерный размер, равный L (это диаметр НК):

$$\Psi(\mathbf{q}_0, \mathbf{r}) = W(\mathbf{r}, L) \Phi(\mathbf{q}_0, \mathbf{r}) = \Psi'(\mathbf{q}_0, \mathbf{r}) u(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где в качестве $\Psi'(\mathbf{q}_0, \mathbf{r})$ обозначено $W(\mathbf{r}, L) e^{i\mathbf{q}_0 \mathbf{r}}$. Локализованный фонон представляет собой волновой пакет. Основная идея заключается в разложении функции $\Psi'(\mathbf{q}_0, \mathbf{r})$ на плоские волны, что можно записать как преобразование Фурье:

$$\Psi'(\mathbf{q}_0, \mathbf{r}) = \int C(\mathbf{q}_0, \mathbf{q}) e^{i\mathbf{q} \mathbf{r}} d^3 \mathbf{q}. \quad (3)$$

Вероятность обнаружить в пакете фонон с квазиимпульсом $\hbar\mathbf{q}$ равняется $|C(\mathbf{q}_0, \mathbf{q})|^2$.

Из анализа литературных данных и собственных исследований было получено, что модель даёт адекватные результаты, если в качестве «оггибающей» функции взять кривую Гаусса. Существенное улучшение модели достигается путём учёта дисперсии продольных и поперечных фононов не только по величине квазиимпульса, но и по направлению [А6].

$$I(\omega) \cong \sum_{i=1}^6 \int_0^1 \exp\left(-\frac{q^2 L^2}{8}\right) \frac{n(\omega_i'(q)) + 1}{\omega_i'(q) \cdot \left((\omega - \omega_i'(q))^2 + (\Gamma/2)^2\right)} q^2 dq \quad (4)$$

В выражении (4) учтено, что полупроводник с решёткой типа алмаза имеет шесть ветвей закона дисперсии (i - номер ветви), поперечные ветви для высокосимметричного направления [100] вырождены двукратно. Учтено, что фазовый объем пропорционален $q^2 dq$, зона Бриллюэна приближённо считается сферой. В выражении (4) n – это число заполнения в распределении Бозе-Эйнштейна, спектр приведён для Стоксова рассеяния.

Привнесенное уточнение модели состоит также в том, что дисперсии фононов $\omega_i(q)$ рассчитывались в хорошо апробированной модели Китинга, а не аппроксимировались эмпирическими выражениями. Вклад угловой дисперсии фононов учитывался следующим образом. Рассчитанный спектр КРС – это сумма трех интегралов (формула 4), каждый входит со своим весом. В кристаллах с решёткой типа алмаза есть 6 направлений, подобных {100}, вклад фононов вдоль этого направления учитывался с весом 6. Аналогично, вклад фононов вдоль направления {111} учитывался с весом 8, вдоль {110} – с весом 12. На рисунках 1 и 2 показаны обобщенные результаты моделирования для НК кремния. Аналогичная модель была создана для анализа НК германия. Показано, что учёт угловой дисперсии продольных и поперечных оптических фононов и расчёт их дисперсии в модели Китинга позволяет найти размеры НК из анализа спектров КРС точнее. Развитая модель адекватно интерпретирует экспериментальные данные для НК с широким диапазоном размеров. Из ширины спектров КРС можно оценить дисперсию НК по размерам. Данная модель также применена для свободных нанопорошков Si [A7] и НК Ge [A8].

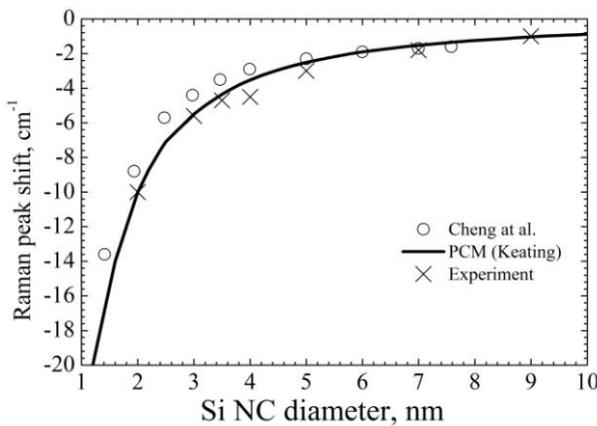


Рис.1. Сдвиг положения пика КРС от локализованных в НК кремния различного размера оптических фононов. Кружки – расчетные данные Ченга [13]; сплошная линия – рассчитанные данные из улучшенной модели локализации фононов; кресты – данные эксперимента.

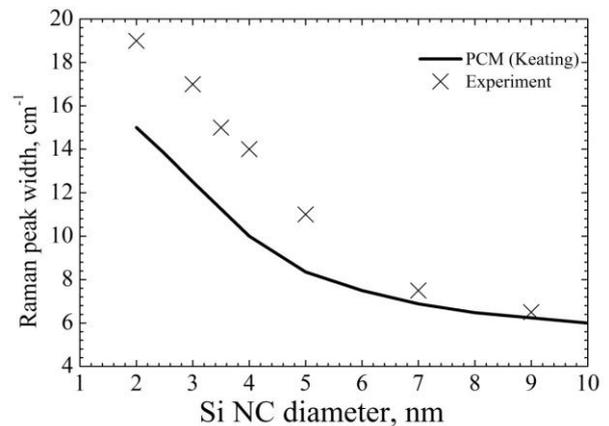


Рис.2. Ширина пика КРС от локализованных в НК кремния различного размера оптических фононов. Сплошная линия – рассчитанные данные; кресты – эксперимент.

Помимо размеров НК, важными структурными параметрами являются состояние и количество водорода в плёнках. Они могут быть получены из анализа спектров КРС. Известно, что в плёнках аморфного кремния, полученных методами плазмо-химического осаждения (ПХО), содержание атомарного водорода может достигать 50 ат.% [15]. Локальные колебания Si-H связей активны в спектроскопии ИК поглощения и в КРС. Собственные частоты колебаний лежат в диапазоне 2000-2120 см⁻¹ для мод, соответствующих растяжению и сжатию связей (bond-stretching modes, называемые еще валентными колебаниями), 850-890 см⁻¹ для мод, соответствующих изгибу связей (bond-bending modes), и 590-640 см⁻¹ для мод, соответствующих качанию связей (bond-wagging modes) [16]. Предложена методика количественного определения концентрации водорода из сравнения интенсивностей пиков КРС на валентных колебаниях Si-H (2000 см⁻¹) и Si-H₂ (2100 см⁻¹) связей и интенсивности пика КРС на колебаниях Si-Si связей [A9, A10].

В некоторых условиях осаждения поликристаллических плёнок кремния на неориентирующие подложки зёрна поликремния имеют выделенную ориентацию относительно нормали к структуре [17]. В поликристаллических плёнках, полученных методами ПХО, большая часть кристаллитов ориентирована так, что их кристаллографические плоскости (110), (100) и (311) параллельны плоскости роста. Это связано с различием в свободной энергии для разных ориентаций граней. Наиболее распространенной выделенной ориентацией является (110). В данной работе проводились исследования поляризационных особенностей КРС в системе НК, самоорганизующейся в тонких напряжённых плёнках аморфного кремния при лазерных и термических воздействиях, что дает информацию о наличии выделенной ориентации и о корреляции ориентации НК в планарном направлении.

Согласно правилам отбора КРС по симметрии, интенсивность $I_{KPC} \propto (E_i \cdot R \cdot E_s)^2$, где E_i и E_s - это векторы поляризации падающего и рассеянного света, соответственно, R - тензор КРС (обозначения Порто [8]). В геометрии квазиобратного рассеяния векторы E_i и E_s лежат в плоскости, перпендикулярной направлению падения света. В нашем случае это направление обозначено $Z=(110)$, а геометрия обозначается как $Z(E_i E_s) \bar{Z}$. В этой геометрии рассеяние на продольных фононах запрещено для любой поляризации E_i и E_s . Поперечный фонон TO_x (атомы смещаются вдоль направления X) активен в геометрии $Z(YY) \bar{Z}$, а поперечный фонон TO_y (атомы смещаются вдоль направления Y) активен в геометрии $Z(XY) \bar{Z}$. Если повернуть образец на угол φ , то в системе координат, связанной с главными кристаллографическими осями, векторы базиса лабораторной системы координат будут следующими: $X' = (\sin\varphi/\sqrt{2}, -\sin\varphi/\sqrt{2}, \cos\varphi)$, $Y' = (\cos\varphi/\sqrt{2}, -$

$\cos\varphi/\sqrt{2}, -\sin\varphi)$. Интенсивность КРС для TO_x фонона в геометриях $X'X'$, $Y'Y'$ и $X'Y'$ будет пропорциональна $\sin^4\varphi$, $\cos^4\varphi$ и $\sin^2\varphi\cos^2\varphi$, а для TO_y фонона в тех же геометриях будет пропорциональна $4\sin^2\varphi\cos^2\varphi$, $4\sin^2\varphi\cos^2\varphi$ и $(\cos^2\varphi-\sin^2\varphi)^2$, соответственно.

Предположим теперь, что доля НК с ориентацией (110) вдоль нормали пленки - γ , а остальная часть $(1-\gamma)$ НК ориентирована произвольно. Это вполне оправдано, так как по данным электронной микроскопии других выделенных ориентаций, кроме (110), обнаружено не было. Кроме того, часть из (110) ориентированных НК взаимно ориентированы в одном из планарных направлений. Обозначим за ρ объемную долю НК, одинаково ориентированных в планарном направлении. Тогда, усреднив интенсивность КРС от оставшихся разориентированных в нормальном и планарном направлениях НК, получим интенсивности КРС в разных геометриях:

$$I_{X'X'} \sim \gamma(\rho(\sin^4\varphi + 4\sin^2\varphi\cos^2\varphi) + \frac{7}{8}(1-\rho)) + (1-\gamma); \quad I_{Y'Y'} \sim \gamma(\rho(\cos^4\varphi + 4\sin^2\varphi\cos^2\varphi) + \frac{7}{8}(1-\rho)) + (1-\gamma)$$

$$I_{X'Y'} \sim \gamma(\rho(\sin^2\varphi\cos^2\varphi + (\cos^2\varphi - \sin^2\varphi)^2) + \frac{5}{8}(1-\rho)) + (1-\gamma) \quad (5),$$

где $0 \leq \rho \leq 1$ и $0 \leq \gamma \leq 1$. Изотропные члены определяют вклад НК кремния с произвольной ориентацией (доля их составляет $(1-\gamma)$). Вклад в КРС от (110) ориентированных НК, но разориентированных в планарном направлении, пропорционален $\gamma \frac{7}{8}(1-\rho)$ и $\gamma \frac{5}{8}(1-\rho)$ в параллельной и поперечной поляризационных геометриях, соответственно [A11-A13]. Анизотропная, зависящая от φ , составляющая интенсивности КРС определяется долей НК, одинаково ориентированных в нормальном и в планарных направлениях.

На рисунке 3 приведены рассчитанные кривые для $\gamma = 0.8$ и 0.85 , ρ от 0.08 до 0.36 (параметры наилучшего совпадения с экспериментом), в сравнении с экспериментально полученными данными [A12]. Как видно из рисунка, наблюдается количественное совпадение теоретических

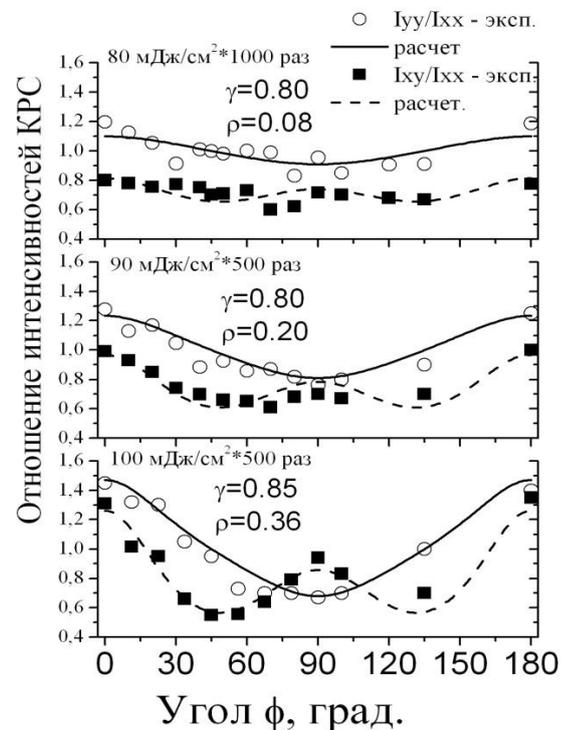


Рис.3. Экспериментально измеренные соотношения интенсивностей КРС в геометриях $I_{y'y'}/I_{x'x'}$ (круги), $I_{x'y'}/I_{x'x'}$ (квадраты) в сравнении с рассчитанными значениями.

расчетов и экспериментальных значений угловой зависимости отношений $I_{\text{КРС}}$ в различных поляризационных геометриях. Таким образом, если известна преобладающая ориентация зёрен в поликристаллических плёнках, по угловым зависимостям интенсивностей КРС в различных геометриях можно определять долю текстурированных областей. Предложенный метод является неразрушающим, экспрессным, и, в случае применения микро-зонда, дает возможность для исследования однородности текстуры в плёнке в масштабах до нескольких микрон. Предложенный подход был использован для анализа текстурированных плёнок поликремния на нетугоплавких неориентирующих (стеклянных) подложках. Плёнки обладали достаточной подвижностью носителей заряда и отличались высокой однородностью. На основе данных плёнок совместно с НИИ «Платан» были изготовлены тестовые матрицы тонкоплёночных транзисторов [A13]. Развитые методы контроля размеров НК и доли нанокристаллической фазы позволили развить технологию получения нанокристаллических и поликристаллических плёнок кремния на нетугоплавких подложках с применением импульсных лазерных отжигов [A14-A16].

При анализе спектров КРС от НК кремния и германия, находящихся в диэлектрических плёнках, выращенных на подложке из монокристаллического кремния, существуют методические сложности. Диэлектрические плёнки оксида и нитрида кремния прозрачны для видимого света, поэтому в спектрах КРС от подобных структур появляется сильный сигнал от подложки. Обычно сигнал КРС от подложки значительно превосходит по интенсивности сигнал от НК. Очевидно, что использование запрещённой поляризационной геометрии для Si подложки с ориентацией (001) позволяет подавить КРС от подложки, при этом, не уменьшая заметно интенсивность КРС от НК. Было сначала рассчитано, а потом экспериментально доказано, что применение запрещённой геометрии для подложки позволяет различить сигнал от НК. Использование анализа рассеянного света по поляризации позволило находить положение пика от НК кремния [A17-A24]. С применением данных электронной микроскопии в анализе спектров КРС было установлено, что положение пика зависит только от размеров НК, но не зависит от окружающей аморфной матрицы – a-Si, SiO_x, SiN_x. Анализ спектров КРС применялся для определения размеров НК германия и анализа фазового состава нанокластеров германия [A25-A30]. Сравнение результатов о размерах НК, полученных из анализа спектров КРС, соответствовало данным электронной микроскопии.

Был проведен эксперимент по исследованию КРС в НК кремния как p-, так и n-типа [A31-A33]. Исходно нелегированные плёнки a-Si:H толщиной 100 нм были подвергнуты имплантации ионами бора или фосфора с дозами $3 \cdot 10^{14}$ и $3 \cdot 10^{15}$ см⁻², и VF₂⁺ с дозами 10^{15}

и $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Энергия ионов была такова, чтобы максимум концентрации примеси приходился на середину плёнки. Затем плёнки подвергались наносекундным лазерным воздействиям (XeCl лазер), которые приводили к появлению в них НК. Плотность энергии лазерного воздействия при отжиге 2 была больше, чем при отжиге 1 (рис. 4).

Для детального анализа спектров КРС, из спектров плёнок, легированных максимальной дозой бора, был вычтен спектр аморфного кремния. Результаты приведены на рисунке 4. Экспериментальные спектры были аппроксимированы контурами Фано,

которые определяются следующей формулой [18]:
$$I(\omega) = \frac{\left(q + \frac{(\omega - \Omega - \delta\Omega)}{\Gamma} \right)^2}{1 + \left(\frac{(\omega - \Omega - \delta\Omega)}{\Gamma} \right)^2}, \quad (6)$$

здесь Γ - параметр, определяющий ширину пика; q - параметр, определяющий асимметрию пика (q^2 пропорционален отношению интенсивностей КРС на фоновых и электронах, делённому на Γ); $\delta\Omega$ - сдвиг пика (вследствие локализации оптических фононов); Ω - частота оптического фонона без учета электрон-фононного взаимодействия. Аппроксимация экспериментальных спектров (рис. 4) позволила определить параметры q , Γ и $\delta\Omega$. Зная эти параметры, можно вычислить концентрацию дырок в НК кремния, значения составили $5 \cdot 10^{19}$ (рис. 4, кривая 1) и $2.5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (рис. 4, кривая 2) [A31]. Отметим, что количество атомов кремния в НК в нашем случае составляет около тысячи, а значит, эффекты электрон-фононного взаимодействия происходят, в случае, если в НК находится одна свободная дырка. Эффект интерференции Фано в КРС возникает вследствие взаимодействия дискретных переходов (фононы) и квази-непрерывных электронных переходов [18]. Квази-непрерывные электронные переходы в нашем случае возможны, так как НК Si в аморфной матрице является мелкой ямой, переходы идут с дискретного уровня в НК в хвосты состояний в аморфной матрице [15].

В объёмном кремнии n-типа, вплоть до концентрации свободных электронов $1.5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, эффекты легирования слабо проявляются в спектрах КРС [9]. По-видимому, оптические фононы центра зоны Бриллюэна не могут взаимодействовать с электронами X-долин вследствие сохранения квазиимпульса. В НК правила отбора по квазиимпульсу смягчаются, однако исследования электрон-фононного взаимодействия в легированных НК n-типа не проводились. В спектре КРС легированной плёнки, прошедшей лазерную обработку (кривая 4, рис. 5), не видно пика от нанокристаллической фазы. Возможен вклад двух эффектов – влияние фосфора на зародышеобразование и кристаллизацию, а также электрон-фононное взаимодействие, приводящее к уменьшению интенсивности

пика КРС. Из сравнительного анализа данных ВРЭМ и расчета спектров КРС как без учета, так и с учетом электрон-фононного взаимодействия, сделан вывод, что модификация спектров КРС от НК n-типа есть следствие анти-резонанса Фано (вставка к рисунку 5) [A32,A33].

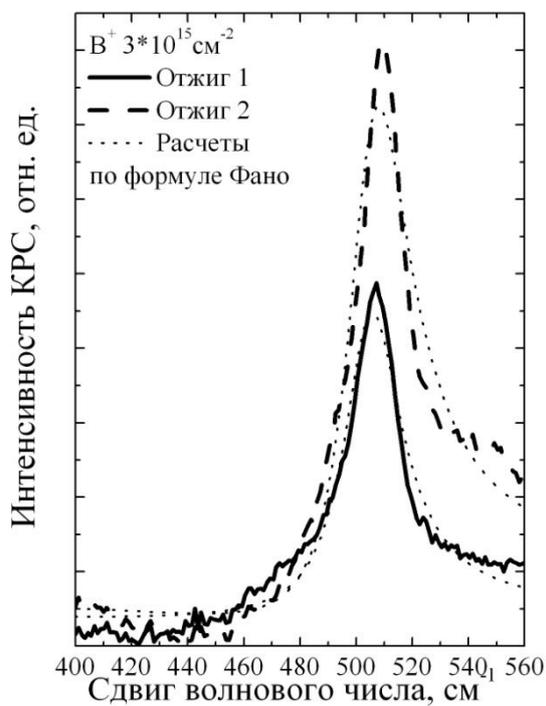


Рис.4. Сравнение экспериментальных спектров КРС (вклад аморфной матрицы вычтен) с рассчитанными спектрами с учетом интерференции Фано.

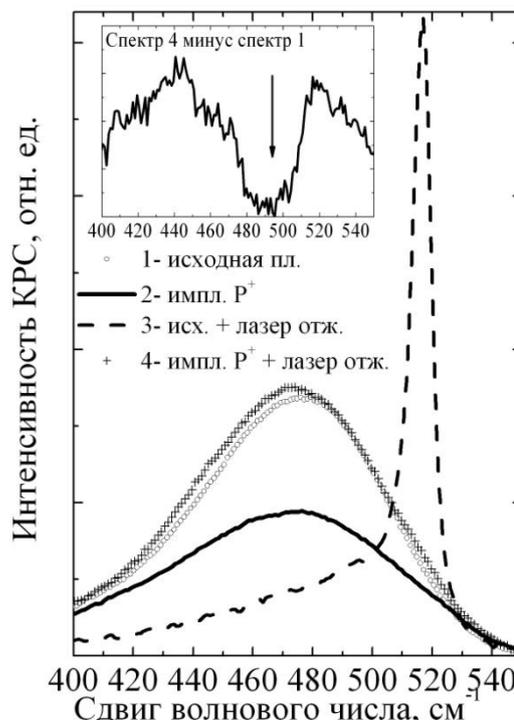


Рис.5. Спектры КРС: 1 - исходная плёнка a-Si; 2 - легированная плёнка a-Si; 3 - нелегированная плёнка после лазерной обработки; 4- легированная плёнка после лазерной обработки. На вставке – разница спектров 4 и 1.

Глава 3. Фононы в наноструктурах на основе Ge/Si. Интерес к получению и исследованию плёнок твёрдых растворов $Ge_xSi_{(1-x)}$ на подложках из кремния связан с практической значимостью подобных структур для создания транзисторов с высокой подвижностью носителей заряда в канале. Целью работы являлось определение зависимости интенсивности и положения пиков КРС от состава и деформаций в плёнках твёрдого раствора $Ge_xSi_{(1-x)}$ на подложках кремния с ориентацией (100). На основе полученных зависимостей была создана модель для определения состава и деформаций в твёрдых растворах и наноструктурах на основе Ge/Si. Известные до этого методики имели ряд недостатков и не всегда давали однозначные результаты. Это обусловлено тем, что положение пиков КРС определяется и составом и деформациями, разделить эти два вклада сложно. Предложенный автором метод позволяет однозначно определить состав из анализа интенсивностей пиков КРС, а деформации - из анализа положения пиков.

Экспериментальные образцы были изготовлены с применением МЛЭ на подложке Si с ориентацией (100). Состав и деформации контролировались с помощью методики дифракции рентгеновских лучей. Степень релаксации - параметр, определенный из анализа кривых качания рентгеновской дифракции, определяется следующим образом. Согласно закону Вегарда, постоянная решетки в твёрдых растворах линейно изменяется при изменении состава. Оценка максимального значения структурной деформации сжатия, возникающей в плёнке за счет несоответствия решёток, дает значение $\sigma_{max} = -0.042x$. Минус означает, что плёнка сжата. В частично релаксированных плёнках $Ge_xSi_{(1-x)}$ наблюдавшаяся деформация сжатия σ_{exp} меньше максимального значения $0.042x$, и степень релаксации определяется как: $r = 1 - \sigma_{exp}/\sigma_{max}$. Если $r = 1.0$, то плёнка полностью релаксирована, а если $r = 0$, то плёнка псевдоморфна.

Спектры записаны при комнатной температуре с использованием линии 514.5 нм (2.41 эВ) Ar лазера. Была использована геометрия квази-обратного рассеяния. Падающий свет был поляризован вдоль кристаллографического направления $\langle 001 \rangle$, рассеянный свет регистрировался в поляризации $\langle 010 \rangle$. Выбор такой геометрии обусловлен тем, что она является разрешённой для рассеяния на LO фононах в германии и кремнии. Для того, чтобы определить необходимые параметры, было исследовано 40 плёнок с известным составом и деформациями. В предположении, что атомы германия и кремния в твёрдом растворе расположены в сетке узлов кристаллической решётки случайно, относительное количество связей различного типа зависит от состава x как:

$$N_{Ge-Ge} = x^2; N_{Si-Si} = (1-x)^2; N_{Ge-Si} = 2x(1-x) \quad (7)$$

Тогда, считая, что интегральные интенсивности пиков КРС при рассеянии на соответствующих связях пропорциональны их числу, можно получить следующие

$$\text{отношения: } \frac{I_{GeGe}}{I_{GeSi}} = B \frac{x}{2(1-x)}; \frac{I_{SiSi}}{I_{GeSi}} = A \frac{(1-x)}{2x} \quad (8)$$

Параметры A и B зависят от производной поляризуемости связей по смещению, индуцированному фононами. Для определения этих параметров были найдены интегральные интенсивности. При этом, пики с положением максимума от 280 до 300 cm^{-1} относились к колебаниям Ge-Ge связей, с положением максимума от 390 до 440 cm^{-1} – к колебаниям Ge-Si связей, а с положением максимума от 440 до 515 cm^{-1} – к колебаниям Si-Si связей. В некоторых спектрах (от полупрозрачных плёнок) проявлялся также пик от подложки (520 cm^{-1}), который при анализе вычитался. Далее, по формуле 8, используя величину x , характеризующую состав плёнок, полученную из данных дифракции рентгеновских лучей, находились параметры A и B (рис. 6).

Проведение данного эксперимента позволило получить оба параметра, а также установить их зависимость от состава (рис. 6). Таким образом, состав плёнок $\text{Ge}_x\text{Si}_{(1-x)}$ можно определить из следующей процедуры. Измеряется отношение интегральных интенсивностей пиков КРС при рассеянии на соответствующих связях, начальные значения А и В берутся для $x=0.5$. По формуле 8 определяется состав x , и уточняются параметры А и В, $A=0,18+4,7x-3,6x^2$; $B=1,34+1,3x-0,5x^2$. Процедура повторяется до достижения сходимости. Зная состав, можно из анализа положений пиков определить деформации в слоях твёрдого раствора германий-кремний [А34].

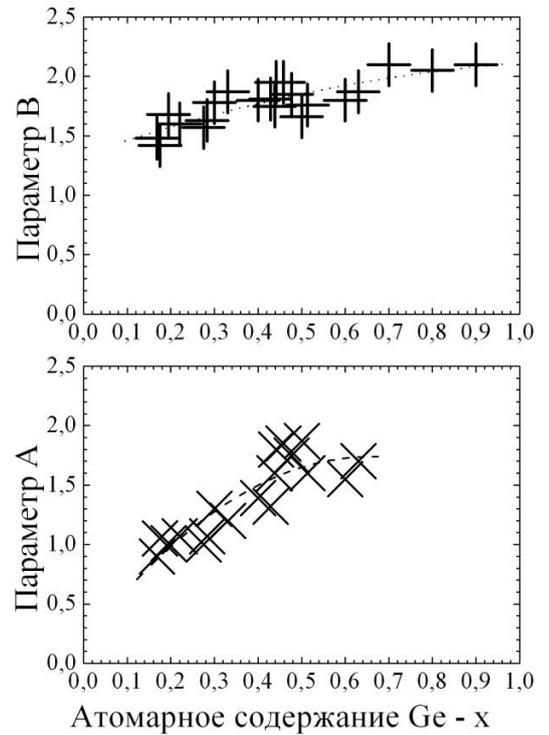


Рис.6. Параметры А и В из формулы 10, определены для КРС на длине волны 514.5 нм.

Подход был развит для анализа состава и деформаций в КТ GeSi , выращенных по механизму Странского-Крастанова. Положение пиков КРС от оптических колебаний Ge-Ge, Ge-Si и Si-Si связей зависит и от состава GeSi нанокластеров и от деформаций в них, а в случае малых размеров, еще и от размеров КТ. Существуют методы однозначного определения деформаций из анализа положения всех трёх вышеперечисленных пиков [8,19]. Однако зачастую пик от рассеяния на оптических колебаниях связей Si-Si в нанокластерах слаб и не различим в спектрах КРС. Для того, чтобы расширить набор данных и однозначно определить и состав, и механические деформации, применяют КРС не только в геометрии обратного рассеяния, но и в геометрии, когда волновые вектора падающего и рассеянного света лежат в плоскости роста слоёв германия. Для этого надо применять КРС с приставкой-микроскопом, так как необходимо сфокусировать свет на торце образца. Это позволяет разрешить в различных геометриях рассеяния различные типы колебаний и по их расщеплению определить механические деформации. Однако, этот метод также зачастую неприменим в силу слабости полезного сигнала при записи спектра от торца образца. Целью данной части работы являлось уточнение моделей для определения параметра состава x и деформаций в $\text{Ge}_x\text{Si}_{(1-x)}$ нанокластерах из зависимости не только положения пиков КРС, но и их интенсивности. Для учета связей Ge-Si на границе пирамидок было вычислено отношение количества связей $I_{\text{Ge-Ge}}/I_{\text{Ge-Si}}$ для слоя твёрдого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{(1-x)}$ с толщиной N

монослоев (МС). Вероятность того, что на границе между верхним (нижним) монослоем, относящимся к слою твёрдого раствора, и матрицей Si встретится пара (от одного атома к верхнему слою отходит две связи, и две к нижнему) связей Ge-Si, равна x . Вероятность того, что между двумя монослоями раствора встретится связь Ge-Si, равна $2x(1-x)$, а вероятность возникновения связи Ge-Ge – x^2 . Полное число связей Ge-Si равно $N_{Ge-Si}=2x+2x(1-x)(N-1)$. Полное число связей Ge-Ge равно $N_{Ge-Ge}=x^2(N-1)$. Тогда, соотношение интенсивностей КРС на различных колебаниях равно:

$$\frac{I_{Ge-Ge}}{I_{Ge-Si}} = B \frac{N_{Ge-Ge}}{N_{Ge-Si}} = B \frac{x(N-1)}{2(1+(1-x)(N-1))} \quad (9)$$

Для случая $N \rightarrow \infty$ это соотношение стремится к соответствующему выражению 8 для твёрдого раствора. Однако, для высоты пирамидок в 5-9 монослоев поправка весьма существенна. Таким образом, по соотношению интенсивностей пиков Ge-Ge и Ge-Si можно определить состав пирамидок, а по их положению можно вычислить деформации в них [A35]. Для уточнения сдвига положения Ge-Ge пика от деформаций, надо учесть сдвиг вследствие локализации фононов [A36-A40].

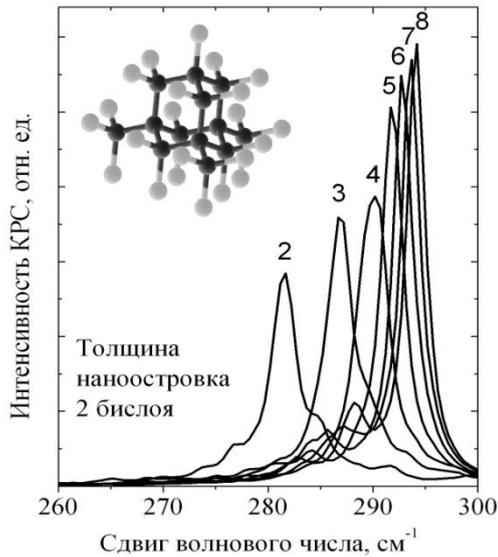


Рис.7. Рассчитанные спектры КРС нанобъектов германия высотой в 2 бислоя. Цифры у кривых – латеральный размер. На вставке – объект, соответствующий спектру 2, Ge – темные, Si – светлые атомы.

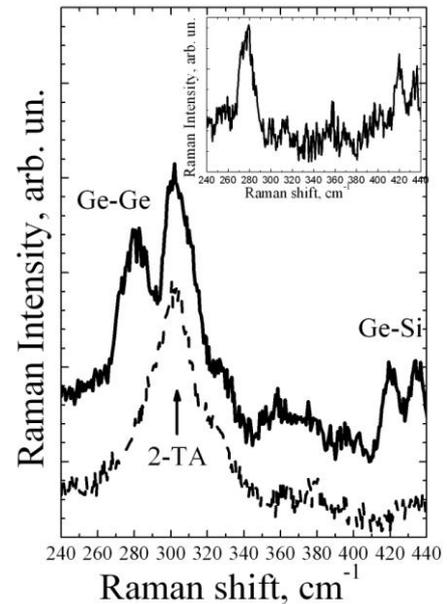


Рис.8. Спектры КРС образца с нанобъектами германия – 20 периодов 0.3 бислоя Ge, разделённых 4 нм Si (сплошная линия) и подложки кремния (111) (штриховая линия). На вставке сверху – вклад от нано-объектов (сигнал от подложки вычтен).

Моделирование спектра КРС от нанобъектов Ge с латеральными размерами от нескольких нм (рис. 7) и сравнение с экспериментом (рис. 8) позволило впервые наблюдать эффекты латеральной локализации оптических фононов в нанобъектах, полученных при субмонослойном осаждении германия на кремний [A40]. Результаты

моделирования спектров КРС нанобъектов германия позволили установить, что экспериментально наблюдаемый сдвиг частот фононов, локализованных в нанобъектах Ge (до 280 см^{-1} , рис. 8), обусловлен латеральной локализацией. Данные СТМ подтвердили наличие наностроек германия с латеральными размерами 2-3 нм.

Глава 4. Локализация оптических фононов в нанобъектах на базе полупроводников $A^{III}-B^V$, формирующихся на реконструированных поверхностях. В главе исследована латеральная локализация оптических фононов в нанобъектах и слоях GaAs, формирующихся на реконструированных поверхностях AlAs, а именно на (001), тип (2x4), и на поверхности (311)A, реконструированной по типу (1x8). СР и ЛСР GaAs/AlAs были выращены методом МЛЭ. Для того, чтобы выявить структуру нанобъектов GaAs, формирующиеся при субмонослойном покрытии GaAs поверхности AlAs (001), реконструированной по типу (2x4), был проведен сравнительный анализ экспериментальных и рассчитанных спектров КРС. Конфигурации нанобъектов (островков) рассмотрены исходя из известных моделей их роста на реконструированной (2x4) поверхности (001). Собственные частоты и собственные вектора колебательных мод были определены в модели, использующей приближение Борна, то есть каждая ковалентная связь характеризовалась коэффициентами упругости по растяжению и по отклонению. Учет дальнедействующего кулоновского взаимодействия проводился в приближении “жестких ионов”. Спектры КРС рассчитывались в модели аддитивной поляризуемости связей Волькенштейна [20].

На рисунке 9 приведен экспериментальный спектр КРС в сравнении с рассчитанным (пик 291 см^{-1} в экспериментальном спектре это вклад от подложки GaAs). При расчете учитывался вклад в рассеяние нескольких конфигураций островков, содержащих от 6 до 18 атомов галлия, КП, содержащих в элементарной ячейке 2 и 3 атома галлия, а также слоев GaAs со средней толщиной 1, 1.25 и 1.5 монослоя. Рассчитанный спектр аппроксимировал экспериментальный, среднеквадратичное отклонение минимизировалось. На рисунке 9 видно совпадение расчетов и эксперимента [A41,A42]. Отметим факт, что эффективная толщина GaAs (усреднённая по всем конфигурациям островков), составила 0.6 монослоя, хотя специально этот параметр не подгонялся и мог быть совершенно произвольным. По расчётам, $\approx 70\%$ островков GaAs содержат менее 18 атомов галлия, что подтверждается прямыми данными по СТМ [21]. Было установлено, что длина затухания локализованных колебаний в латеральном направлении составляет 1-2 монослоя.

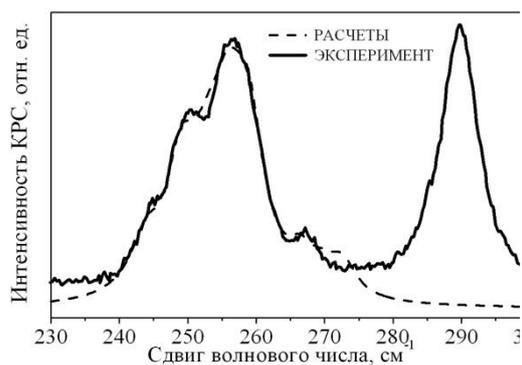


Рис.9. Рассчитанный и экспериментальный ($\lambda_{exc}=488$ нм) спектры КРС для СР GaAs_{0,6}/AlAs₅.

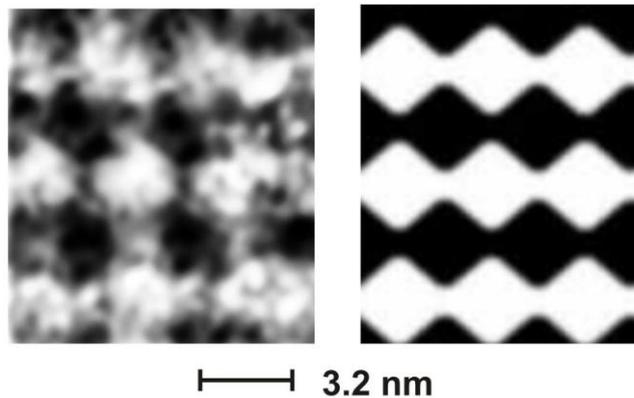


Рис.10. Слева - ВРЭМ изображение (*cross section* на просвет вдоль $(\bar{2}33)$), ЛСР GaAs₁₀/AlAs₈ (311)A, выращенной в условиях нанофасетирования, справа – модель ВРЭМ изображения в случае формирования идеально периодического массива КП. Обогащенные галлием участки выделены темным.

Для создания КП и КТ весьма перспективными являются гетеро-эпитаксиальные технологии, использующие эффекты самоорганизации, например, свойства поверхности GaAs (311)A. Эта поверхность в определенных условиях реконструируется в массив периодических нанофасеток вдоль направления $[\bar{2}33]$ с периодом 3.2 нм вдоль $[01\bar{1}]$ [2]. Измерение геометрических параметров фасеток является принципиальным вопросом для анализа возможностей создания КП. Высота фасеток в модели Нотцеля составляет 1.02 нм [3], по данным других авторов – 0.34 нм [22], или 6 и 2 МС соответственно, толщина МС в направлении (311) составляет 0.17 нм. Необходимо отметить, что по прямым данным электронной микроскопии высота фасеток составляет 6 монослоев, и GaAs формирует структуру близкую к латеральному массиву КП (рисунок 10), [A43-A50]. СР были изготовлены методом МЛЭ на подложках GaAs с ориентациями (311)A и B. При гетероэпитаксии происходит заполнение арсенидом галлия наноканавок на поверхности AlAs(311)A и формирование фасеток GaAs, то есть, в зависимости от толщины GaAs, образуется либо периодический массив КП, либо гофрированный слой GaAs (ЛСР).

Используя правила отбора по поляризации КРС от поверхности (311), удалось независимо, в разных поляризациях, наблюдать поперечные оптические фононы двух типов - TO_x и TO_y . Моды TO_x и TO_y соответствуют смещениям атомов вдоль направлений X $[01\bar{1}]$ и Y $[\bar{2}33]$, то есть поперек и вдоль фасеток на поверхности (311)A соответственно. Частоты этих мод оказались различны для структур, выращенных на поверхности (311)A (формируются КП), и почти не различались для структур, выращенных на поверхности (311)B (рис. 11). Из сравнительного анализа экспериментальных и рассчитанных спектров КРС следует, что высота фасеток на поверхности (311)A составляет 6 монослоев [A42-A47]. Из аппроксимации

экспериментальных данных спектрами, рассчитанными в трехмерной модели (ячейка содержала до 2000 атомов), следует, что при эффективной толщине GaAs менее 6-ти монослоев, его кластеры образуют КП с длиной вдоль нанofасеток 4 нм, а не сплошной слой или массив бесконечно длинных КП [A48,A49]. Структурная анизотропия в массиве КП на поверхности (311)A приводила к оптической анизотропии, выражавшейся в дихроизме поглощения, и в ярко выраженной поляризации сигнала ФЛ [A51,A52].

Возникновение латерального периода, соответствующего периоду нанofасеток, приводит к латеральной свёртке акустических фононов [A53]. В работе [24], для СР из квантовых точек InAs в матрице AlAs латерально свёрнутые в направлении роста продольные акустические моды наблюдались в in-plane геометрии, но в резонансных условиях, в которых возможно нарушение правил отбора. Нами проведён эксперимент, позволяющий обнаружить свёртку акустических фононов, возникающую вследствие именно нанofасетирования, а не периода в направлении роста. В данном случае применялось обратное рассеяние от «торца» СР (in-plane геометрия) с использованием микро-приставки. Как и ожидалось, в спектре образца (100) свёрнутых мод не обнаружено. Для образца (311)A обнаружены пики, соответствующие свернутым акустическим фононам только в случае, когда фотон рассеивался в направлении, перпендикулярном направлению нанofасеток – геометрия X(ZZ)-X. По данным работы [23], нанofасетки вытянуты вдоль направления Y. Однако если оценить период латеральной свёртки при скорости поперечного звука $3.65 \cdot 10^5$ см/с (эффективная скорость звука для одной из поперечных веток в направлении [01-1]), то период окажется равным не 3.2 нм, а 1.6 нм. Как показано в работе [A48], существование такого периода (половина расстояния между фасетками) возможно при частичном заполнении GaAs наноканавок на поверхности AlAs.

Использование микро-приставки КРС позволило исследовать угловую дисперсию длинноволновых оптических фононов в СР $\text{GaAs}_m\text{AlAs}_n$ с ориентацией (001), количество монослоёв m и n варьировалось от 5 до 26. Применялось КРС в различных геометриях

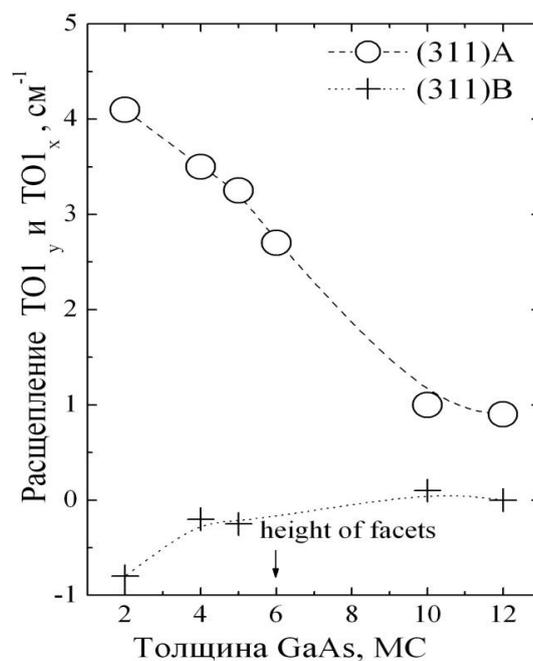


Рис.11. Расщепление частот мод TO1_y и TO1_x в зависимости от средней толщины слоев GaAs в СР, выращенных на поверхностях (311)A и (311)B.

рассеяния, как для фононов с волновым вектором, направленным по нормали к СР, так и вдоль её слоёв. Спектры были рассчитаны с учётом деформационного и электрооптического механизмов. Расчёты подтвердили, что анизотропия фононов возникает вследствие взаимодействия (смешивания) оптических фононов, в которых атомы смещаются в основном по нормали к СР, с интерфейсными фононами (ТО-IF моды) [A54,A55].

Глава 5. Фонон-плазмонное взаимодействие в наноструктурах на основе полупроводников $A^{\text{III}}-B^{\text{V}}$. Целью исследований был анализ фонон-плазмонного взаимодействия в легированных СР и ЛСР GaAs/AlAs.

Продольные фононы в полярных полупроводниках создают макроскопическое электрическое поле и взаимодействуют с плазмонами. Когда частоты плазмонов и оптических фононов близки, образуются смешанные фонон-плазмонные моды. Их частоты для объёмного полупроводника можно вычислить аналитически [9]. Для СР частоты фонон-плазмонных мод можно найти в континуальном приближении модели эффективной среды. В работе [A57] разработан подход, основанный на экранировке плазмонами кулоновского взаимодействия катионов и анионов, который позволяет одновременно вычислить дисперсии и фононов, и фонон-плазмонных мод. Вклад в динамическую матрицу разделялся на локальный и дальнедействующий, при этом локальная компонента учитывалась в модели Борна, дальнедействующая кулоновская компонента - в модели жёстких ионов с учетом экранировки плазмонами. Поляризуемость электронного газа рассчитывалась по формуле Линдхарда [9], она зависит от тензора обратных эффективных масс и от волнового вектора q . Затухание вследствие столкновений в плазме учтено в подходе Линдхарда-Мермина [9,A56,A57]. Сначала вычислялись частоты «чистых» фононов без учета экранирования кулоновского вклада плазмонами. Затем рассчитывались поправки к полной энергии с учетом экранирования. Так как поляризуемость электронного газа зависит от частоты, процедура повторялась до схождения к самосогласованному решению. В отличие от модели диэлектрического континуума [7], модель экранировки позволяет вычислять частоты мод с ненулевым волновым вектором и их дисперсию.

Если плазмоны двумерны, их дисперсия зависит от величины их волнового вектора вдоль слоев СР. В системе M связанных кулоновским взаимодействием периодических слоёв 2D электронного газа возникает M плазменных мод, $(M-1)$ из них затухающие [25]. Дисперсия незатухающей моды такова, что при уменьшении параллельной плоскостям электронного газа проекции волнового вектора, её частота стремится к нулю [25]:

$$\omega_{2Dplasm} = \left(\frac{2\pi \cdot N_s \cdot e^2}{\varepsilon_M \cdot m^*} \cdot k_{\parallel} \cdot \frac{\sinh(k_{\parallel} d)}{\cosh(k_{\parallel} d) - \cos(k_{\perp} d)} \right)^{1/2} \quad (10)$$

здесь ε_M - это диэлектрическая проницаемость окружающей среды, (в нашем случае это эффективная диэлектрическая проницаемость СР), d - период СР, k_{\perp} - компонента перпендикулярная СР волнового вектора, k_{\parallel} - параллельная плоскости двумерного электронного газа компонента волнового вектора (“in plain vector”). Итак, для регистрации 2D плазмона необходимо применить геометрию рассеяния, при которой фотон передаёт импульс параллельно СР.

Впервые двумерный плазмон в СР GaAs/AlAs обнаружили Олега и др. [26]. В нашем случае также наблюдался 2D-плазмон (стрелка на рисунке 12 - это рассчитанная по формуле 10 частота) и, кроме этого, эффекты взаимодействия двумерного плазмона со свернутыми акустическими фононами. Впервые обнаружена делокализация фонон-плазмонных мод в легированных СР GaAs/AlAs с барьерами AlAs менее 5 монослоёв (рис. 13) [A56, A57], L^+ мода - это 3D фонон-плазмон. Позднее делокализация фонон-плазмонных мод была обнаружена для СР GaAs₁₇/AlAs₂ [27]. Эксперименты показали, что в нелегированных СР GaAs/AlAs для локализации оптических фононов достаточно двух монослоев AlAs. Развитый подход позволил оценить по положению фонон-плазмонных мод в спектрах КРС концентрацию свободных электронов, если известна их эффективная масса. Расчеты, проведенные в работах [A58,A59], показали, что в случае анизотропии эффективной массы носителей заряда, должно быть различие в частотах фонон-плазмонных мод, распространяющихся вдоль направлений «тяжелой» или «легкой» масс. Показано, что различие существенно, если волновое число превышает 10^6 см^{-1} . Так как полупроводниковые СР непрозрачны в видимом свете, для них возможно исследование КРС на отражение. Для достижения необходимой разницы в волновом числе не достаточно просто менять угол падения света на СР. Необходимо применять 2 способа рассеяния: волновые вектора падающего и рассеянного света нормальны к плоскости СР; волновые вектора падающего и рассеянного света лежат в плоскости СР. Второе возможно, если применить геометрию с обратным рассеянием от «торца» СР. Так как толщины СР составляют доли микрона, необходимо использовать микро-приставку.

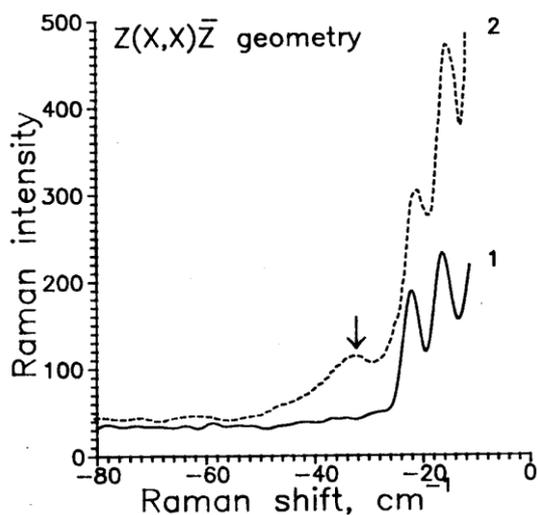


Рис. 12. Спектры КРС ($T=300\text{K}$) нелегированной (кривая 1) и легированной (кривая 2) $\text{GaAs}_{17}/\text{AlAs}_{17}$ СП (акустический диапазон). Стрелкой показана частота 2D плазмона (расчёт, формула 10).

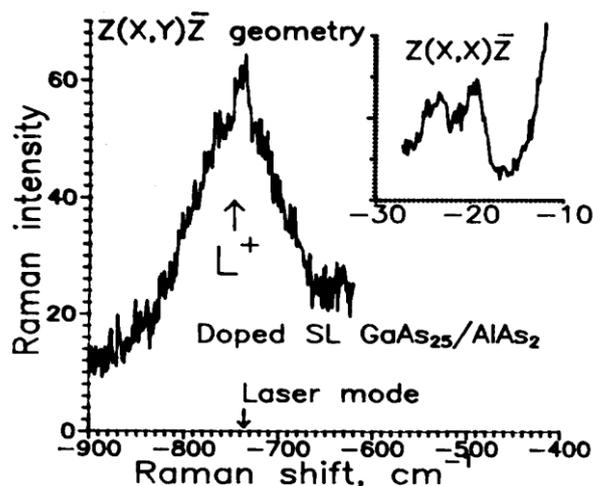


Рис. 13. Спектр КРС легированной $\text{GaAs}_{25}/\text{AlAs}_2$ СП, диапазон частот L^+ моды. На вставке показан акустический диапазон спектра.

Набор легированных GaAs/AlAs СП был изготовлен с применением метода МЛЭ на подложке GaAs с ориентацией (001). Толщина слоёв AlAs составляла 1.36 нм, средние толщины слоёв GaAs составляли 0.17, 0.34, и 0.68 нм. Было обнаружено, что спектры КРС фонон-плазмонных мод с волновыми векторами поперек слоёв СП (нормальное падение света) и вдоль слоёв СП (обратное рассеяние с «торца» СП) отличаются. На рисунке 14 приведены частоты LO^+ мод с различными волновыми векторами. Частоты мод с волновыми векторами, нормальными к поверхности СП, соответствуют данным работ [A58,A59], а частоты мод с волновыми векторами, параллельными слоям СП, были измерены в работах [A60,A61]. Разница частот фонон-плазмонных мод обусловлена их анизотропией по направлению волнового вектора. Этот результат можно интерпретировать как вклад анизотропии эффективной массы электронов в СП второго типа. Исследована анизотропия смешанных фонон-плазмонных мод в ЛСП, выращенных на нанопасетированной поверхности (311)A – с направлением распространения вдоль и поперек КП. Спектры КРС легированной ЛСП в различных геометриях рассеяния показаны на рисунке 15. Качественно виден эффект анизотропии (разница частот отмечена стрелками), который возникает вследствие структурной анизотропии ЛСП [A58-A63]. Для СП, выращенных «side-by-side», но на поверхности (311)B (без нанопасетирования), частоты смешанных фонон-плазмонных мод не зависели от направления волнового вектора в плоскости СП.

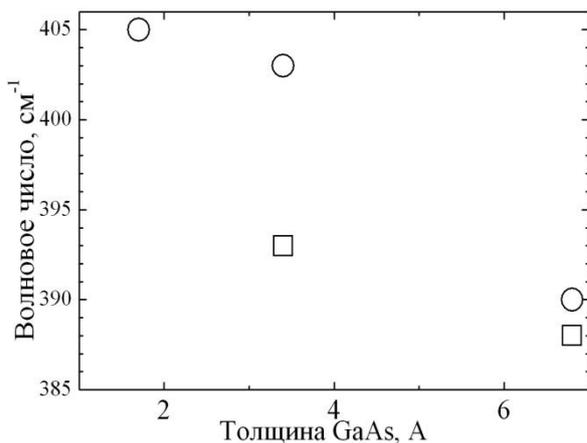


Рис.14. Расщепление LO^+ смешанных фонон-плазмонных мод с волновыми векторами нормальными к слоям СР (кружки) и параллельными слоям СР (квадратики).

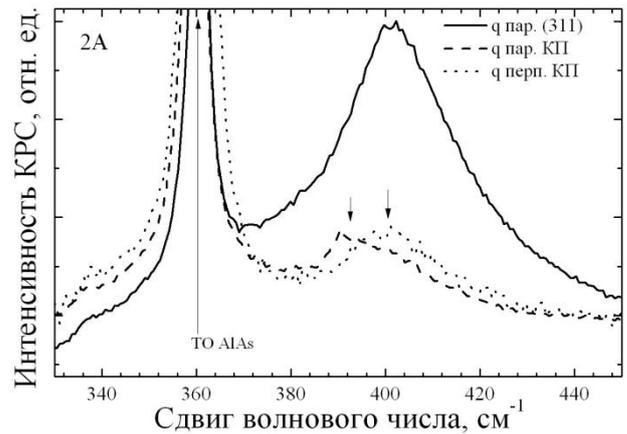


Рис.15. Спектры КРС с направлением волнового вектора перпендикулярно легированной ЛСР, и вдоль и поперек КП. Стрелками показан эффект анизотропии.

Основные результаты и выводы

По результатам экспериментального и теоретического исследования локализации фононных мод в полупроводниковых наноструктурах:

1. Показано, что положение и ширина пика комбинационного рассеяния света на оптических фонах, локализованных в полупроводниковых нанокристаллах Ge и Si с размерами от 1.5 до 10 нм, определяются эффективной плотностью колебательных состояний, рассчитанной с учётом дисперсии продольных и поперечных фононов по направлениям квазиимпульса.
2. Обнаружены дополнительные пики в спектрах КРС сверхрешёток GaAs/AlAs с субмонослойными слоями GaAs, выращенными на поверхности (001), реконструированной (2x4). Из анализа экспериментальных и расчётных данных показано, что пики обусловлены латеральной локализацией фононов в нанобъектах GaAs, содержащих от 12 до 18 атомов Ga, окруженных матрицей AlAs. Установлено, что длина затухания колебаний в латеральном направлении составляет 2 монослоя.
3. Установлено, что экспериментально наблюдаемое расщепление ТО фононов с разными направлениями смещений атомов (поперек либо вдоль нанofасеток) обусловлено структурной анизотропией в сверхрешётках GaAs/AlAs (311)A, выращенных в условиях реконструкции (8x1). Показано, что при частичном заполнении поверхности AlAs (311)A арсенидом галлия происходит формирование квантовых проволок арсенида галлия конечной длины (до 4 нм вдоль нанofасеток).

4. Установлены зависимости отношения сечений комбинационного рассеяния света на локальных колебаниях Ge-Si, Ge-Ge и Si-Si связей от состава твёрдых растворов $\text{Ge}_x\text{Si}_{(1-x)}$. Найденные зависимости позволяют определять стехиометрический параметр x для твёрдых растворов. Для определения атомарного состава наноструктур Ge/Si необходимо учитывать вклад связей Ge-Si на гетерограницах.

По результатам экспериментального исследования и моделирования фонон-плазмонного взаимодействия в легированных полупроводниковых наноструктурах:

5. Обнаружено, что интерференция Фано колебательных переходов на локализованных оптических фонах и электронных переходов, приводит к уширению и асимметрии пиков комбинационного рассеяния света в гетерофазной системе: нанокристаллы кремния в матрице легированного аморфного кремния.

6. Построена модель расчёта частот фонон-плазмонных мод в сверхрешётках GaAs/AlAs, основанная на экранировке плазмонами кулоновского взаимодействия между катионами и анионами. Найдены зависимости рассчитанных значений частот фонон-плазмонных мод от концентрации носителей заряда.

7. Обнаружена делокализация фонон-плазмонных мод в легированных сверхрешётках GaAs/AlAs с туннельно-тонкими барьерами; обнаружена зависимость частот делокализованных мод от направления волнового вектора. Показано, что зависимость обусловлена анизотропией тензора обратной эффективной массы носителей заряда.

Развиты следующие методы, существенно расширяющие возможности анализа полупроводниковых наноструктур с применением спектроскопии КРС:

8. Метод контроля размеров полупроводниковых нанокристаллов на основе модели локализации фононов, в которую введен учет дисперсии продольных и поперечных фононов по величине и направлению квазиимпульса в модели Китинга.

9. Метод определения элементного состава и деформаций в наноструктурах Ge/Si с квантовыми точками $\text{Ge}_x\text{Si}_{(1-x)}$ ($0.3 \leq x \leq 1$) из анализа интенсивностей и положений пиков в спектрах КРС.

10. Метод определения ориентации кристаллических зёрен в аморфных плёнках из анализа угловой зависимости интенсивности КРС в различных поляризационных геометриях рассеяния.

11. Метод оценки концентрации носителей заряда бесконтактным способом на основе анализа интерференции Фано в нанокристаллах кремния в аморфной матрице и фонон-плазмонного взаимодействия в сверхрешётках GaAs/AlAs.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

- A1. Володин В.А. Комбинационное рассеяние света в массивах нанобъектов кремния и арсенида галлия : диссертация на соискание степени кандидата физико-математических наук. – Новосибирск, 1999. – 185 с.
- A2. Interface reconstruction in GaAs/AlAs ultrathin superlattices grown on (311) and (001) surfaces / M.D.Efremov, V.A.Volodin, V.V.Preobrazhenski et. al., // Trends in Nanotechnology Research / Ed. by Eugene V. Dirote. – N.Y. : Nova Science Publishers Inc. – 2004. – p. 145–172.
- A3. Volodin V.A. Angle and Polarization Anisotropy of Phonons and Phonon-plasmon Modes in GaAs/AlAs Superlattices: Raman Spectroscopy Studies / V.A.Volodin // Anisotropy Research: New Developments / Ed. H.Lemu. – N.Y. : Nova Science Publishers Inc. – 2012. – p. 121–134.
- A4. Володин В.А. Длинноволновый сдвиг края поглощения в растянутых слоях Ge / В.А. Володин, Л.В. Соколов // Письма в ЖЭТФ. – 2015. – т. 101. – с. 455–458.
- A5. Optical phonons as a probe to determine both composition and strain in $\text{In}_x\text{Al}_{(1-x)}\text{As}$ quantum dots embedded in an AlAs matrix / V.A. Volodin, M.P. Sinyukov, V.A. Sachkov, M. Stoffel, H. Rinnert, M. Vergnat // Europhysics Letters. – 2014. – v. 105. – p. 16003(1-4).
- A6. Володин В.А. Улучшенная модель локализации оптических фононов в нанокристаллах кремния / В.А.Володин, В.А. Сачков // ЖЭТФ. – 2013. – т. 143. – с. 100–108.
- A7. Видимая фотолюминесценция нанопорошков кремния, созданных испарением кремния мощным электронным пучком / М.Д. Ефремов, В.А. Володин, Д.В. Марин и др., // Письма в ЖЭТФ. – 2004. – т. 80. – с. 619–622.
- A8. Applying of Improved Phonon Confinement Model for Analysis of Raman Spectra of Germanium Nanocrystals / V.A.Volodin, D.V.Marin, V.A.Sachkov, E.B.Gorokhov, H.Rinnert, M.Vergnat // ЖЭТФ. – 2014. – т. 145. – с. 77–83.
- A9. Volodin V.A. Quantitative Analysis of Hydrogen in Amorphous Silicon Using Raman Scattering Spectroscopy / V.A.Volodin, D.I.Koshelev // Journal of Raman Spectroscopy. – 2013. – v. 44. – p. 1760–1764.
- A10. Способ измерения для контроля водорода в твердотельном материале : пат. №2531081 Рос. Федерация / В.А.Володин, Г.Н.Камаев, А.Х.Антоненко, Д.И.Кошелев. – Приоритет от 18.07.2013 ; опубл. 20.10.2014, Бюл. № 29.
- A11. Raman scattering anisotropy in system of (110) oriented silicon nanocrystals formed in a-Si film / M.D.Efremov, V.V.Bolotov, V.A.Volodin, S.A.Kochubei // Solid State Communications. – 1998. –v. 108. – p. 645–648.
- A12. Образование нанокристаллов кремния с выделенной ориентацией (110) в аморфных плёнках Si:H на стеклянных подложках при наносекундных воздействиях ультрафиолетового излучения / М.Д.Ефремов, В.В.Болотов, В.А.Володин, С.А.Кочубей, А.В.Кретинин // ФТП. –2002. – т. 36. – с. 109–116.
- A13. Фазовые превращения в плёнках аморфного кремния при низкотемпературной кристаллизации / И. Г. Неизвестный, М. Д. Ефремов, В. А. Володин, Г. Н. Камаев, А. В. Вишняков, С. А. Аржанникова // Поверхность. – 2007. – т. 9. – с. 95–102.
- A14. Фазовые переходы в плёнках a-Si:H на стекле при воздействии мощных фемтосекундных импульсов: проявление нелинейных и нетермических эффектов / В.А.Володин, М.Д.Ефремов, Г.А.Качурин, А.Г.Черков, M.Deutschmann, N.Baersch // Письма в ЖЭТФ. –2007. – т. 86. – с. 128– 131.

- A15. Володин В.А. Кристаллизация плёнок аморфного гидрогенизированного кремния с применением фемтосекундных лазерных импульсов / В.А. Володин, А.С. Качко // ФТП. – 2011. – т. 45. – с. 268–273.
- A16. Способ получения слоя поликристаллического кремния : пат. №2431215 Рос. Федерация / В.А. Володин, А.С. Качко. – Приоритет от 02.06.2010 ; опубл. 10.10.2011, Бюл. №28.
- A17. Фотолюминесценция слоев SiO_2 , имплантированных ионами Si^+ и отожженных в импульсном режиме / Г.А. Качурин, И.Е. Тыщенко, И. Скорупа, Р.А. Янков, К.С. Журавлев, Н.А. Паздников, В.А. Володин, А.К. Гутаковский, А.Ф. Лейер // ФТП. – 1997. – т. 31. – с. 730–734.
- A18. Visible and near-infrared luminescence from silicon nanostructures formed by ion implantation and pulse annealing / G.A. Kachurin, I.E. Tyschenko, K.S. Zhuravlev, N.A. Pazdnikov, V.A. Volodin, A.K. Gutakovsky, A.F. Leier, W. Skorupa, R.A. Yankov // Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research B. – 1997. – v. 122. – p. 571–574.
- A19. Annealing effects in light emitting Si nanostructures formed in SiO_2 by ion implantation and transient preheating / G.A. Kachurin, K.S. Zhuravlev, N.A. Pazdnikov, A.F. Leier, I.E. Tyschenko, V.A. Volodin, W. Skorupa, R.A. Yankov // Nuclear instruments and Methods in Physics Research B. – 1997. – v. 127/128. – p. 583–586.
- A20. The modification of Si nanocrystallites embedded in a dielectric matrix by high energy ion irradiation / I.V. Antonova, M.B. Gulyaev, A.G. Cherkov, V.A. Volodin, D.V. Marin, V.A. Skuratov, J. Jędrzejewski, and I. Balberg // Nanotechnology. – 2009. – v. 20. – p. 095205-(1-5).
- A21. Volodin V.A. Raman spectroscopy investigation of silicon nanocrystals formation in silicon nitride films / V.A. Volodin, M.D. Efremov, V.A. Gritsenko // Solid State Phenomena. – 1997. – v. 57-58. – p. 501–506.
- A22. Raman study of silicon nanocrystals formed in SiN_x films by excimer laser or thermal annealing / V.A. Volodin, M.D. Efremov, V.A. Gritsenko, S.A. Kochubei // Appl. Phys. Lett. – 1998. – v. 73. – p. 1212–1214.
- A23. Способ формирования содержащего нанокристаллы диэлектрического слоя : патент №2391742 Рос. Федерация / В.А. Володин, Т.Т. Корчагина. – Приоритет от 12.02.2009 ; опубл. 10.06.2010, Бюл. №16.
- A24. Volodin V.A. Optical and Vibration Properties of Silicon Rich Nitride / V.A. Volodin // Silicon Nitride: Synthesis, Properties and Applications / Ed. by E.J. Hierra and J.A. Salazar. – N.Y. : Nova Science Publishers Inc., 2012. – p. 71–103.
- A25. Фотолюминесценция в плёнках GeO_2 , содержащих нанокристаллы германия / В.А. Володин, Е.Б. Горохов, М.Д. Ефремов, Д.В. Марин, Д.А. Орехов // Письма в ЖЭТФ. – 2003. – т. 77. – с. 485–488.
- A26. Влияние квантоворазмерного эффекта на оптические свойства нанокристаллов Ge в плёнках GeO_2 / Е.Б. Горохов, В.А. Володин, Д.В. Марин, Д.А. Орехов, А.Г. Черков, А.К. Гутаковский, В.А. Швеиц, А.Г. Борисов, М.Д. Ефремов // ФТП. – 2005. – т. 39. – с. 1210–1217.
- A27. Ge nanoclusters in GeO_2 films: synthesis and optical properties / V.A. Volodin, E.B. Gorokhov, D.V. Marin, A.G. Cherkov, A.K. Gutakovskii and M.D. Efremov // Solid State Phenomena. – 2005. – vols. 108-109. – p. 84–88.
- A28. Volodin V.A. Ge Nanoclusters in GeO_2 Films: Synthesis, Structural Researches and Optical Properties / V.A. Volodin, E.B. Gorokhov // Quantum Dots: Research, Technology and Applications / Ed. by Randolph W. Knoss. – N.Y. : Nova Science Publishers Inc., 2008. – 240. – p. 331–370.

- A29. Способ создания плёнок германия : пат. № 2336593 Рос. Федерация / Е.Б.Горохов, В.А.Володин, К.Н.Астанкова, Д.В.Щеглов, А.В.Латышев, А.Л.Асеев. – Приоритет от 11.04.2007 ; опубл. 20.10.2008, Бюл. №29. – с. 733–734.
- A30. Quasi-direct optical transitions in Ge nanocrystals embedded in GeO₂ matrix / V.A. Volodin, E.B. Gorokhov, D.V. Marin, H.Rinnert, P.Miska, M.Vergnat // Письма в ЖЭТФ. – 2009. – т. 89. – с. 84–88.
- A31. Володин В.А. Электрон-фононное взаимодействие в легированных бором нанокристаллах кремния: влияние интерференции Фано на спектр комбинационного рассеяния света / В.А.Володин, М.Д.Ефремов // Письма в ЖЭТФ. – 2005. – т. 82. – с. 91–94.
- A32. Влияние имплантации ионов фосфора на кристаллизацию пленок аморфного кремния при воздействии импульсов излучения эксимерного лазера / М.Д.Ефремов, В.А.Володин, С.А.Аржанникова, С.А.Кочубей, В.Н.Уласюк // Письма в ЖЭТФ. – 2005. – т. 31. – с. 86–94.
- A33. Володин В.А. Исследование электрон-фононного взаимодействия в нанокристаллах кремния n-типа с применением спектроскопии комбинационного рассеяния света / В.А.Володин, М.Д.Ефремов, А.Г.Черков // ФТТ. – 2008. – т. 50. – с. 921–923.
- A34. Определение состава и механических деформаций в Ge_xSi_(1-x) гетероструктурах из данных спектроскопии комбинационного рассеяния света: уточнение параметров модели / В.А. Володин, М.Д. Ефремов, А.С. Дерябин, Л.В. Соколов // ФТП. – 2006. – т. 40. – с. 1349–1355.
- A35. Определение из данных спектроскопии комбинационного рассеяния света состава и деформаций в наноструктурах на основе Ge_xSi_{1-x} с учётом вклада гетерограницы / В.А. Володин, М.Д. Ефремов, А.И. Якимов, Г.Ю. Михалёв, А.И. Никифоров, А.В. Двуреченский // ФТП. – 2007. – т. 41. – с. 950–954.
- A36. Резонансное комбинационное рассеяние света в nanoостровках Ge, сформированных на подложке Si(111) покрытой ультратонким слоем SiO₂ / В.А. Володин, М.Д. Ефремов, А.И. Никифоров, Д.А.Орехов, О.П.Пчеляков, В.В.Ульянов // ФТП. – 2003. – т. 37. – с. 1220–1224.
- A37. Ge dots on Si (111) and (100) surfaces with SiO₂ coverage: Raman study / V.A. Volodin, M.D. Efremov, D.A. Orekhov, A.I. Nikiforov, O.P. Pchelyakov, V.V. Ulyanov, A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii // Physica E. – 2004. – v. 23. – p. 320–323.
- A38. Effect of the growth rate on the morphology and structural properties of hut-shaped Ge islands in Si(001) / A.I. Yakimov, A.I. Nikiforov, A.V. Dvurechenskii, V.V. Ulyanov, V.A. Volodin, and R. Groetzschel // Nanotechnology. – 2006. – v. 17. – p. 4743–4747.
- A39. Элементный состав нанокластеров, формируемых импульсным облучением низкоэнергетическими ионами в процессе эпитаксии Ge/Si / А.В. Двуреченский, Ж.В. Смагина, В.А. Зиновьев, В.А. Армбристер, В.А. Володин, М.Д. Ефремов // Письма в ЖЭТФ. – 2004. – т. 79. – с. 411–415.
- A40. Проявление латеральной локализации фононов в nanoостровках Ge в спектрах комбинационного рассеяния света / Д.А.Орехов, В.А.Володин, М.Д.Ефремов, А.И.Никифоров, В.В.Ульянов, О.П.Пчеляков // Письма в ЖЭТФ. – 2005. – т. 81. – с. 415–418.
- A41. Латеральная локализация оптических фононов в квантовых островках GaAs / М.Д.Ефремов, В.А.Володин, В.А.Сачков, В.В.Преображенский, Б.Р.Семягин, В.В.Болотов, Е.А.Галактионов, А.В.Кретинин // Письма в ЖЭТФ. – 1999. – т. 70. – с. 73–79.

- A42. Interface reconstruction in GaAs/AlAs ultrathin superlattices grown on (311) and (001) surfaces / M.D.Efremov, V.A.Volodin, V.A.Sachkov, V.V.Preobrazhenski, B.R.Semyagin, V.V.Bolotov, E.A.Galaktionov, A.V.Kretinin // *Nanotechnology*. – 2001. – v. 12. – p. 421–424.
- A43. Наблюдение локализации LO-фононов в квантовых проволоках GaAs на фасетированной поверхности (311)A / В.А.Володин, М.Д.Ефремов, В.Я.Принц, В.В.Преображенский, Б.Р.Семягин // *Письма в ЖЭТФ*. – 1996. – т. 63. – с. 942–946.
- A44. Расщепление поперечных оптических фононных мод локализованных в квантовых проволоках GaAs на фасетированной поверхности (311)A / В.А.Володин, М.Д.Ефремов, В.Я.Принц, В.В.Преображенский, Б.Р.Семягин, А.О.Говоров // *Письма в ЖЭТФ*. – 1997. – т. 66. – с. 45–48.
- A45. Raman study of confined TO phonons in GaAs/AlAs superlattices grown on GaAs (311) A and B surfaces / V.A.Volodin, M.D.Efremov, V.V.Preobrazhenskii, B.R.Semyagin, V.V.Bolotov // *Superlattices and Microstructures*. – 1999. – v. 26. – p. 11–16.
- A46. Исследование методом комбинационного рассеяния света расщепления ТО фононов в сверхрешётках GaAs/AlAs выращенных на поверхностях (311) / В.А. Володин, М.Д. Ефремов, В.В. Преображенский, Б.Р. Семягин, В.В. Болотов, В.А. Сачков // *ФТП*. – 2000. – т. 34. – с. 62–66.
- A47. Raman study of GaAs quantum wires grown with partial filling of corrugated (311)A AlAs surfaces / M.D.Efremov, V.A.Volodin, V.A.Sachkov, V.V.Preobrazhenski, B.R.Semyagin, N.N.Ledentsov, V.M.Ustinov, I.P.Soshnikov, D.Litvinov, A.Rosenauer, D.Gerthsen // *Microelectronic Journal*. – 2002. – v. 33. – p. 535–540.
- A48. Interface structure and growth mode of quantum wire and quantum dot GaAs-AlAs structures on corrugated (311)A surface / N.N.Ledentsov, D.Litvinov, A.Rosenauer, D.Gerthsen, I.P.Soshnikov, V.A.Shchukin, V.M.Ustinov, A.Yu.Egorov, A.E.Zukov, V.A.Volodin, M.D.Efremov, V.V.Preobrazhenskii, B.P.Semyagin, D.Bimberg and Zh.I.Alferov // *Journal of Electronic Materials*. – 2001. – v. 30. – p. 463–470.
- A49. Ordered arrays of vertically-correlated GaAs and AlAs quantum wires grown on a GaAs (311)A surface / D.Litvinov, A.Rosenauer, D.Gerthsen, N.N.Ledentsov, D.Bimberg, G.A.Ljubas, V.V.Bolotov, V.A.Volodin, M.D.Efremov, V.V.Preobrazhenskii and B.R.Semyagin, I.P.Soshnikov // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – v. 81. – p. 1080–1082.
- A50. Reconstruction of GaAs/AlAs (311) and (100) interfaces: Raman study / M.D.Efremov, V.A.Volodin, V.V.Bolotov, V.A.Sachkov, G.A.Lubas, V.V.Preobrazhenski, B.R.Semyagin // *Solid State Phenomena*. – 1999. – v. 69-70. – p. 507–512.
- A51. Дихроизм пропускания света массивом квантовых проволок GaAs, самоформирующихся на нанофасетированной поверхности (311)A / В.А.Володин, М.Д.Ефремов, Р.С.Матвиенко, В.В.Преображенский, Б.Р.Семягин, Н.Н.Леденцов, И.Р.Сошников, Д.Литвинов, А.Розенауэр, Д.Герцен // *ФТТ*. – 2005. – т. 47. – с. 354–356.
- A52. Volodin V.A. Photoluminescence study of type-II GaAs quantum well wires grown on nano-faced (311)A surface: quasi-1D exciton observation? / V.A.Volodin, M.D Efremov // *Microelectronic Journal*. – 2006. – v. 37. – p. 1557–1560.
- A53. Свёртка ветвей акустических фононов в направлении перпендикулярном нанофасеткам в сверхрешётках GaAs/AlAs (311)A / В.А. Володин, А.С. Кожухов, А.В. Латышев, Д.В. Щеглов // *Письма в ЖЭТФ*. – 2012. – т. 95. – с. 76–79.
- A54. Володин В.А. Анизотропия длинноволновых оптических фононов в сверхрешётках GaAs/AlAs / В.А. Володин, М.П. Синюков // *Письма в ЖЭТФ*. – 2014. – т. 99. – с. 463–466.
- A55. Володин В.А. Взаимодействие оптических и интерфейсных фононов и их анизотропия в сверхрешётках GaAs/AlAs: эксперимент и расчёты / В.А. Володин, В.А. Сачков, М.П. Синюков // *ЖЭТФ*. – 2015. – т. 147. – с. 906–916.

- A56. Efremov M.D. Raman study of the phonon-plasmon modes in the short period GaAs/AlAs superlattices / M.D.Efremov, V.A.Volodin, V.V.Bolotov // *Solid State Phenomena*. – 1993. – v. 32-33. – p. 583–588.
- A57. Володин В.А. Делокализация фонон-плазмонных мод в сверхрешётках GaAs/AlAs с туннельно-тонкими барьерами AlAs / В.А.Володин, М.Д.Ефремов, В.А.Сачков // *ЖЭТФ*. – 2006. – т. 130. – с. 739–747.
- A58. Volodin V.A. Phonon-plasmon coupling modes in tunneling thin GaAs/AlAs (311) and (001) SLs: Raman studies and modeling / V.A.Volodin, M.D.Efremov, V.A.Sachkov // *Nanophysics, Nanoclusters and Nanodevices* / Ed. by K.S. Gehar. – N.Y. : Nova Science Publishers Inc. – 2006. – p.245–281.
- A59. Influence of electron mass anisotropy on phonon-plasmon coupling in short period GaAs/AlAs superlattices grown on (100), (311)B and (311)A nano-faceted surfaces / V.A. Volodin, M.D. Efremov, V.A. Sachkov, N.N. Ledentsov // *Phys. Low-Dim. Struc.* – 2003. – v. 5/6. – p. 109–116.
- A60. Исследование фонон-плазмонного взаимодействия в туннельных сверхрешётках GaAs/AlAs / В.А.Володин, М.Д.Ефремов, В.В.Преображенский, Б.Р.Семягин, В.В.Болотов, В.А.Сачков, Е.А.Галактионов, А.В.Кретинин // *Письма в ЖЭТФ*. – 2000. – т. 71. – с. 698–704.
- A61. Володин В.А. Экспериментальное обнаружение анизотропии фонон-плазмонных мод в сверхрешётках GaAs/AlAs (100) / В.А. Володин // *Письма в ЖЭТФ*. – 2009. – т. 89. – с. 483–485.
- A62. Володин В.А. Анизотропия фонон-плазмонных мод в сверхрешётках GaAs/AlAs (311) / В.А. Володин // *ФТТ*. – 2011. – т. 53. – с. 377–379.
- A63. Володин В.А. Электрон-фононное взаимодействие и комбинационное рассеяние света в полупроводниковых наноструктурах / В.А. Володин // *Автометрия*. – 2014. – т. 50. – с. 68–73.
- A64. Experimental observation of interface-phonon-plasmon mode in n-GaAs/i-GaAs heterostructure / V.A. Volodin, M.P. Sinyukov, B.R. Semyagin, M.A. Putyato, V.V. Preobrazhenskiy // *Solid State Communications*. – 2015. – v. 224. – p. 21–23.

Цитируемая литература

1. Екимов А.И. Квантовый размерный эффект в трёхмерных микрокристаллах полупроводников / А.И. Екимов, А.А. Онущенко // *Письма в ЖЭТФ*. – 1981. – т. 34. – с. 363–366.
2. Алферов Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур / Ж.И. Алферов // *ФТП*. – 1998. – т. 32. – с. 3–18.
3. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры : обзор / Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Щукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алферов, Д. Бимберг // *ФТП*. – 1998. – т. 32. – с. 385–398.
4. Выращивание квантовых кластеров GaAs-AlAs на ориентированных не по (100) фасетированных поверхностях GaAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии / Ж.И.Алферов, А.Ю.Егоров, А.Е.Жуков, С.В.Иванов, П.С.Копьев, Н.Н.Леденцов, Б.Я.Мельцер, В.М.Устинов // *ФТП*. – 1992. – т. 26. – с. 1715–1721.
5. *Light Scattering in Solids V Superlattices and Other Microstructures* / Edited by M.Cardona and G.Günterodt. – Berlin : Springer-Verlag, 1989. – 351 p.

6. Гайслер В.А. Спектроскопия комбинационного рассеяния света слоистых полупроводниковых структур : диссертация на соискание степени доктора физико-математических наук / В.А. Гайслер. – Новосибирск, 1996. – 300 с.
7. Милёхин А.Г. Спектроскопия колебательных состояний низкоразмерных полупроводниковых систем : диссертация на соискание степени доктора физико-математических наук. – Новосибирск, 2007. – 329 с.
8. Рассеяние света в твёрдых телах: проблемы прикладной физики / под редакцией М.Кардоны. – М. : Мир, 1979. – 392 с.
9. Рассеяние света в твёрдых телах. Выпуск IV : электронное рассеяние, спиновые эффекты, морфические эффекты / под ред. М.Кардоны и Г.Гюнтеродта. – М. : Мир, 1986. – 408 с.
10. Фонон-плазмонные моды в спектрах комбинационного рассеяния света эпитаксиальных слоев $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ / А.М.Минтаиров, К.Е.Смекалин, В.М.Устинов, В.П.Хвостиков // ФТП. –1992. – т. 26. – с. 614–628.
11. Fano U. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts / U.Fano // Phys. Rev. –1961. – v. 124. – p. 1866–1878.
12. Improved one-phonon confinement model for an accurate size determination of silicon nanocrystals / V.Pailard, P.Puech, M.A.Laguna, R.Carles, B.Kohn, F.Huisken // J. Appl. Phys. – 1999. – v. 86. – p. 1921–1924.
13. Cheng W. Calculations on the size effects of Raman intensities of silicon quantum dots / Wei Cheng, Shang-Fen Ren // Phys. Rev. B. – 2002. – v. 65. – p. 205305(1-8).
14. Sameshima T. Pulsed laser-induced amorphization of silicon films / T.Sameshima, S.Usui // J. Appl. Phys. – 1991. – v. 70. – p. 1281–1289.
15. Физика гидрогенизированного аморфного кремния. Вып. 2 : Электронные и колебательные свойства / под ред. Дж. Джоунупулоса и Дж. Люковски. – М. : Мир, 1987. – 447 с.
16. Brodsky M.H. Infrared and Raman spectra of the silicon-hydrogen bonds in amorphous silicon prepared by glow discharge and sputtering / M.H.Brodsky, M.Cardona, J.J.Cuomo // Phys. Rev. B. – 1977. – v. 16. – p. 3556–3571.
17. Structural properties of polycrystalline silicon films prepared at low temperature by plasma chemical vapor deposition / H.Kakinuma, M.Mohri, M.Sacamoto, T.Tsuruoka // J. Appl. Phys. –1991. – v. 70. – p. 7374–7381.
18. Cerdeira F. Raman study of the interaction between localized vibrations and electronic excitations in boron doped silicon. / F.Cerdeira, T.A.Fjeldly and M.Cardona // Phys. Rev. B. – 1974. – v. 9. – p. 4344–4350.
19. Shin H.K. Strain in coherent-wave SiGe/Si superlattices / H.K.Shin, D.J.Lockwood, J-M.Varibeu // Solid State Communications. – 2000. – v. 114. – p. 505–510.
20. Волькенштейн М. Поляризуемость молекул и ее вклад в комбинационное рассеяние света / М.Волькенштейн // Доклады Академии наук СССР. – 1941. – т. 32. – с. 185–187.
21. Island Nucleation and Growth on Reconstructed GaAs(001) Surfaces / M. Itoh, G.R. Bell, A. R. Avery, T. S. Jones, B. A. Joyce, D. D. Vvedensky // Phys. Rev. Lett. – 1998. – v. 81. – p. 633–636.
22. Reconstruction of the GaAs (311)A surface / M. Wassermeier, J. Sudijono, M.D. Johnson, K.T. Leung, B.G. Orr, L.A. Däweritz, K. Ploog // Journal of Crystal Growth. – 1995. – v. 150. – p. 425–429.

23. Direct synthesis of corrugated superlattices on non-(100)-oriented surfaces / R.Nötzel, N.N.Ledentsov, L.Dawerits, M.Hohenstein, and K.Ploog // *Phys. Rev. Lett.* – 1991. – v. 67. – p. 3812–3815.
24. Micro-Raman phonon scattering by InAs/AlAs quantum dot superlattices / A.G. Milekhin, N.A. Yeryukov, A.I. Toropov, D.R.T. Zahn // *Thin Solid Films.* – 2013. – v. 543. – p. 23–26.
25. Sarma S.D. Collective excitation in semiconductor superlattices / S.Das Sarma, J.J.Quinn // *Phys. Rev. B.* – 1982. – v. 25. – p. 7603–7618.
26. Plasma dispersion in layered electron gas: A determination in GaAs-(AlGa)As heterostructures / Diego Olego, A.Pinczuk, A.C. Gossard and W. Wiegmann // *Phys. Rev. B.* – 1982. – v. 26. – p. 7867–7870.
27. Pusep Yu. A. Plasma response of electrons in GaAs/AlAs superlattices in the presence of strong localization / Yu. A. Pusep and A. J. Chiquito // *J. of Appl. Phys.* – 2000. – v. 88. – p. 3093–3095.