



Правительство Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего  
профессионального образования  
«Санкт-Петербургский государственный университет»

Кафедра физики твердого тела

ДИССЕРТАЦИЯ  
на соискание ученой степени  
МАГИСТРА

**Ростовцев Никита Дмитриевич**

**ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НИТЕВИДНЫХ  
НАНОКРИСТАЛЛОВ**

Научный руководитель:  
к.ф.-м.н. снс **М. Ю. Петров**

Рецензент:  
к.ф.-м.н. снс **В. В. Федоров**

Санкт-Петербург  
2022

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР	4
2. ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ	23
1 МЕТОДИКА СИНТЕЗА И ОПИСАНИЕ ОБРАЗЦОВ	23
2 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА	26
3 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ	28
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	43
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	44

## ВВЕДЕНИЕ

Интерес к полупроводниковым нитевидным нанокристаллам (ННК) типа III-V в настоящее время растет из-за их выдающихся оптоэлектронных свойств, а также в связи с возможностью их интеграции в различные кремниевые платформы. ННК воспринимаются как строительный материал для новых электронных и фотонных устройств, таких как светоизлучающие диоды, солнечные элементы, транзисторы и лазеры. Одним из важных приложений ННК является возможность интеграции узкозонного материала GaAs в широкозонный AlGaAs. Квантовые точки, сформированные таким образом в ННК, могут быть использованы, например, как однофотонные излучатели. Нанопроволоки состоящие из тройных растворов группы элементов III-V являются многообещающими базовыми элементами для оптоэлектроники, масштабируемых фотонных устройств, формирующихся по принципу «снизу-вверх», которые можно интегрировать с кремниевой электронной платформой [1, 2]. В частности, ННК типа ядро-оболочка на основе материала AlGaAs представляют большой интерес для высокоскоростных лазеров [3, 4], источников одиночных фотонов [5, 6] и терагерцовых излучателей [7]. Структуры ядро-оболочка GaAs/AlGaAs ННК изготавливаются методами пар-жидкость-кристалл (VLS) [3, 4, 8] или методом селективной эпитаксии [9], где ядра GaAs и оболочки AlGaAs преднамеренно разделены путем изменения температуры осаждения и скорости потока пара. В качестве альтернативы, гетероструктуры AlGaAs могут быть получены с помощью роста VLS, используя золото в качестве катализатора и одновременного осаждения галлия, и алюминия. В этом случае спонтанное разделение алюминиевой композиции в ядре и оболочке ННК происходит самопроизвольно в процессе роста без изменения паровой среды. Например, в работе [10] были выращены ННК со спонтанным образованием структуры ядро-оболочка  $Al_xGa_{1-x}As$  с различной концентрацией алюминия,  $x$ , в ядре и оболочке методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и в работе [11], методом газофазного осаждения металлоорганических соединений. Саморазделение тройных материалов  $A_{III}B_V$  на структуры ядро-оболочка с разным составом не является специфичным для AlGaAs, а также описано для ННК InGaAs [12, 13], GaAsP [14], InAsSb [15] и GaAsSb [16], где составы ядра и оболочки сильно зависят от условия выращивания и используемой подложки.

Целью данной работой является изучение оптических свойств нового полупроводникового материала ансамбля нановискеров AlGaAs, выращенных в вюрцитной фазе.

## 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

Прогресс в технологических методах роста и диагностике наноструктур различного типа, достигнутый в последнее время, привел к появлению смежных областей материаловедения, которые принято объединять общим термином «наноматериалы и нанотехнологии». Полупроводниковые гетероструктуры, впервые синтезированные в 1960-х годах, быстро нашли применение в оптоэлектронных устройствах и высокоскоростной электронике. Затем были созданы наноструктуры с одномерным (квантовые ямы), двумерным (квантовые проволоки) и трехмерным (квантовые точки) ограничением носителей заряда, приводящем к квантованию спектра электронных состояний. Уникальные транспортные, электрические, оптические, адсорбционные и иные характеристики ансамбля наноструктур определяются их размерами и морфологией. Наличие нетривиальной связи между физическими характеристиками кристаллов и их геометрией делает актуальной задачу контролируемого роста наноструктур с заданными размерами, плотностью и формой.

В первой главе данной работы рассматриваются фундаментальные и прикладные аспекты синтеза, свойств и применений одномерных полупроводниковых наноструктур, возникающих в результате роста в направлении, перпендикулярном поверхности подложки.

Существуют такие наноструктуры, которые называются нитевидными нанокристаллами, иначе — нановискерами (от англ. nanowhisker, в англоязычной литературе чаще употребляется термин нанопроволока, nanowire, NW). Полупроводниковые ННК обычно выращиваются на предварительно подготовленных поверхностях. Для этого используется активация поверхности металлическими каплями — катализаторами роста. Исследования ростовых процессов и свойств ННК в настоящее время привлекают большой интерес. Это объясняется, в первую очередь, перспективными применениями ННК в различных областях микроэлектроники, оптоэлектроники, наномеханики и нанобиотехнологии. На основе ННК можно создавать полевые и гетеробиполярные транзисторы, светоизлучающие устройства со сверхнизким энергопотреблением, различные типы сенсоров, зонды для атомно-силовых микроскопов, автоэмиссионные катоды, туннельные диоды, одноэлектронные транзисторы, однофотонные излучатели и т. д. Чрезвычайно эффективная релаксация упругих напряжений на боковой поверхности позволяет выращивать бездислокационные ННК в сильно рассогласованных гетероэпитаксиальных системах, что невозможно в двумерных пленках. Ансамбли полупроводниковых ННК также представляют собой уникальный объект для проведения фундаментальных исследований процессов роста и оптических свойств одномерных наноструктур. К наиболее интересным фундаментальным исследованиям относятся изучение физики нуклеации в системах пониженной размерности, модификация свободной энергии за счет поверхностных эффектов и кристаллографической структуры ННК,

одномерный транспорт носителей, эффекты размерного квантования. ННК обладают большим отношением площади поверхности к объему, высокой чувствительностью проводимости к управлению внешним полем и возможностью модификации поверхности кристалла. Уникальной особенностью ННК является сосуществование нескольких фаз вещества при их формировании, а наличие нетривиальных размерных эффектов делают актуальной задачу моделирования процессов роста и физических свойств ННК.

В 2005 г. исследования ННК вышли на одно из первых мест по числу публикаций в области физики (более 500 статей в год), далеко обогнав ставшие уже традиционными такие нанобъекты как квантовые точки, горизонтальные квантовые проволоки и др. полупроводниковые наноструктуры.

Каталитический рост одномерных кристаллов был открыт еще в 1950-х годах, а первая работа Р. Вагнера и В. Эллиса по образованию Si-вискеров из паров  $\text{SiC}_{14}$  и  $\text{H}_2$  на поверхности Si(111), активированной Au, датируется 1964 г. В нашей стране прогресс в данной области связан с работами Е. И. Гиваргизова. Уже к середине 1970-х годов было достигнуто удовлетворительное понимание большинства ростовых процессов, и появилась исторически первая модель роста по механизму «пар–жидкость–кристалл» (ПЖК). Затем в данной теме наступило некоторое затишье, а в начале 2000-х годов интерес к вертикальным одномерным кристаллам возобновился на качественно новом уровне. Развитие методик подготовки активированной поверхности, ростовых технологий и методов диагностики сегодня позволяет создавать и исследовать ансамбли ННК с диаметром  $\sim 10$  нм, контролируемой длиной, формой и плотностью, получать регулярные массивы ННК, выращивать осевые и радиальные гетероструктуры в ННК и т. д.

Концепция одномерных квантово-размерных структур (квантовых проволок) была предложена Сакаки в 1980 г. [1]. Им было замечено, что полупроводниковые углеродные нанотрубки и нанопроволоки являются потенциальной альтернативой планарным полевым транзисторам металл-оксид-полупроводник (MOSFETs) благодаря, например, их уникальной электронной структуре и уменьшенному рассеянию носителей, вызванному одномерными эффектами квантового ограничения. Исследования продемонстрировали большую длину свободного пробега носителей при комнатной температуре как в углеродных нанотрубках, так и в нанопроволоках, которые были обозначены как структуры типа core/shell. В случае полевых транзисторов из углеродных нанотрубок были изготовлены устройства, работающие близко к баллистическому пределу. Однако применение высокоэффективных полевых транзисторов из углеродных нанотрубок на то время было затруднено из-за сложностей с получением однородных полупроводниковых нанотрубок, чего нельзя было сказать про нанопроволоки, которые были получены с воспроизводимыми электронными свойствами с высоким выходом, как это требовалось для крупномасштабных интегрированных систем.

В дальнейшем были разработаны экспериментальные методы формирования квантовых проволок в плоскости подложки с использованием роста в V-образных канавках, роста на вицинальных поверхностях и др. В 1964 г. в классической работе Р. С. Вагнера и В. С. Эллиса впервые была продемонстрирована возможность выращивания вискероидов на поверхностях, активированных каплями ростового катализатора [2]. В данной работе газофазное осаждение Si из паров  $\text{SiC}_{14}$  и  $\text{H}_2$  на подложку Si(111) проводилось при температуре поверхности  $\sim 1000$  °C. В качестве катализатора использовались частицы Au размером  $\sim 1$  мкм. Показано, что в тех местах на поверхности, где находится частица Au, нитевидный кристалл растет вертикально в направлении 111 с радиусом, примерно равным радиусу исходной капли, в то время как на неактивированной поверхности рост практически отсутствует. В результате на поверхности, перпендикулярной поверхности подложки, образуется квази-одномерный кристалл, длина которого определяется скоростью и временем осаждения.

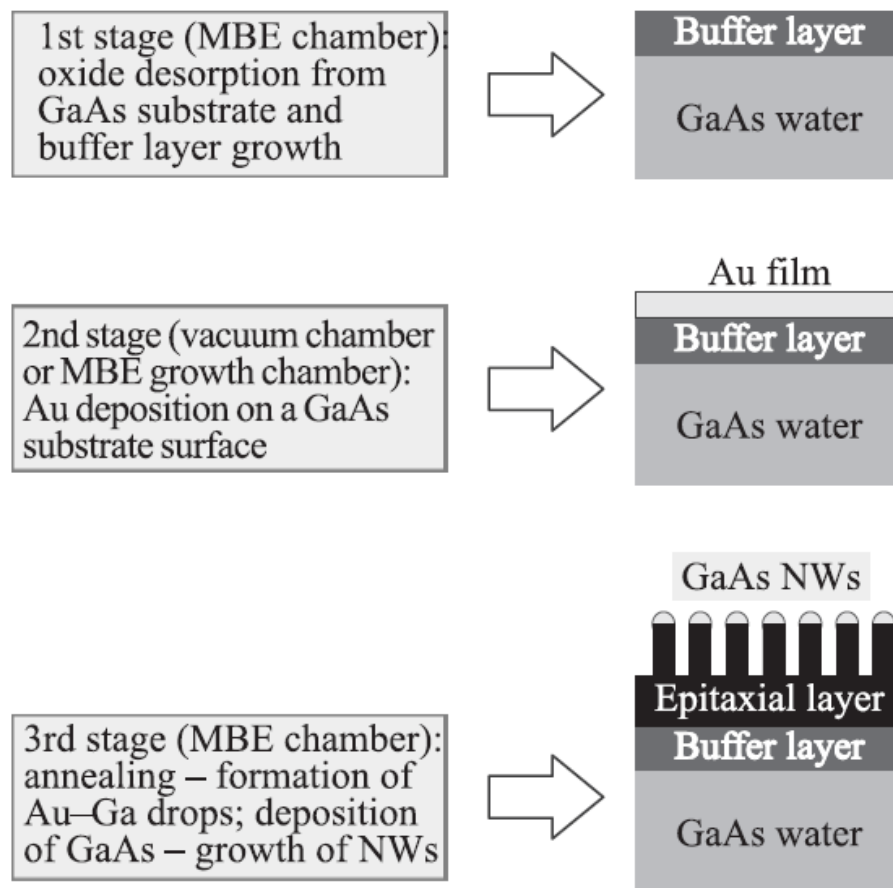


Рисунок. 1. Трехэтапная процедура формирования ННК по механизму ПЖК является примером МЛЭ ННК GaAs [6]: этап 1 — поверхность буферного слоя GaAs на поверхности GaAs(111)В; 2 этап - напыление тонкой пленки Au; стадия 3 — отжиг поверхности при температуре  $\sim 600^\circ\text{C}$  с образованием капель и поверхности GaAs при температуре роста.

Рост ННК обычно проводят в три этапа (рисунок 1) [6]. На первом этапе на поверхность наносится буферный эпитаксиальный слой материала (например, Si или GaAs) для выравнивания шероховатостей и неоднородностей подложки. На первый взгляд рост вдоль направления 111 заметно медленнее, чем роста вдоль направления 001 т.к. сами ННК имеют направление кристаллографической оси преимущественно вдоль оси роста 001, в то время как трехмерный рост кристалла в направлении ориентации подложки менее выгоден, потому что кристаллу формироваться под каплей энергетически выгодней. Для получения кристаллов, перпендикулярных поверхности, используют подложки с ориентацией (111) (например, Si(111) или GaAs(111)В). На втором этапе образуются капли катализатора роста. В простейшем случае на поверхность осаждается тонкая пленка Au толщиной  $d_{\text{Au}} \sim 1$  нм. Для создания регулярных массивов ННК используются более сложные методы приготовления частиц катализатора: электронная литография [17, 18], литография «nanoimprint» [19], напыление монодисперсных коллоидных частиц. На третьем этапе поверхность нагревается

до температуры выше температуры плавления эвтектики. В результате на поверхности образуются капли насыщенного жидкого раствора катализатора и полупроводникового материала (Au–Si, Au–GaAs). Затем происходит осаждение полупроводникового материала. Эффект активации частицами катализатора заключается в том, что рост на поверхности под каплей происходит во много раз быстрее, чем на неактивированной поверхности.

Несмотря на значительный технологический прогресс в области синтеза и диагностики полупроводниковых ННК, достигнутый в последнее время благодаря работам групп Ч. Либера (Гарвардский университет, США), Л. Самуэльсона (университет г. Лунда, Швеция), П. Янга (Университет Беркли, США) и многих других исследователей, физика полупроводниковых ННК является развивающейся областью исследований. Развитие этой области в России необходимо для решения важнейшей задачи — создания новых материалов с контролируемыми свойствами и широкой областью применения на основе непланарных нанобъектов. Следует подчеркнуть, что ННК формируются не в результате процессов самоорганизации, как многие другие наноструктуры, а за счет предварительной подготовки поверхности. Возможность прецизионного контроля диаметра, высоты, формы, плотности, структуры и состава ННК является главным преимуществом, позволяющим существенно улучшить параметры материала и создать новое поколение функциональных наноприборов с качественно новыми характеристиками [20].

Первые работы, посвященные исследованию оптических свойств ННК на основе GaAs, появились в середине 90-х годов. В работе исследовались спектры фотолюминесценции (ФЛ) и электролюминесценции (ЭЛ) для ННК p-n GaAs, полученных методом ГФЭМО. Несмотря на то, что диаметр ННК составлял  $\sim 30$  нм, авторы наблюдали коротковолновый сдвиг максимума сигнала ФЛ для ансамбля ННК на величину 10–13 мэВ по отношению к объемному материалу, вплоть до комнатной температуры. Данное отличие было объяснено наличием эффекта квантования электронов в ННК GaAs, окруженном бесконечным барьером (вакуум).

Важным наблюдением, полученным в данной указанной выше работе, явилось обнаружение поляризации излучения при снятии спектров ЭЛ в направлениях, параллельных и перпендикулярных ННК. При этом интенсивность сигнала ЭЛ, снятого в направлении роста ННК, превышала в  $\sim 1,5$  раза интенсивность ЭЛ, регистрируемой в направлении, параллельном подложке. Позднее было установлено, что увеличить эффективность излучения ННК возможно путем наращивания ННК более широкозонным материалом. Использовалась система ННК GaAs/AlGaAs. Важным в данном случае является тот факт, что более тугоплавкий твердый раствор AlGaAs повторяет геометрию ННК GaAs таким образом, что рост происходит в латеральном направлении [22]. При этом происходит эффективное



снижение плотности поверхностных состояний, связанных с GaAs, и интенсивность экситонной реплики существенно возрастает по отношению к ННК GaAs.

Важным результатом работы [23] явилось установление факта малой скорости поверхностной рекомбинации носителей заряда отдельных ННК в системе InP/Si, полученной с помощью метода время-разрешенной ФЛ. При 4 К величина времени затухания ФЛ составила 2.6 нс, однако уже при 27 К безызлучательная поверхностная рекомбинация термически активировалась, что приводило к уменьшению времени затухания ФЛ до 1.1 нс.

Так же в работе [21] исследовалось влияние лазерного излучения на структуру и отражательные свойства ННК GaAs [25]. Было показано, что характер спектральных зависимостей отражательной способности наноструктур определяется формой нанокристаллов: наноструктуры с каплевидной и остро-игольчатой вершиной по-разному взаимодействуют с электромагнитным излучением. Выявлено спектрально-селективное воздействие лазерного излучения с плотностью мощности  $100 \text{ мВт/мм}^2$  на массив ННК, что приводит к изменению высоты и „спеканию“ вершущек наноструктур, изменяя отражательную способность образца. При очень мощном или длительном воздействии наноструктуры могут быть окончательно разрушены и может быть сформирован слой, имеющий высокую отражательную способность (близкую к отражательной способности подложки). Этот процесс можно использовать при формировании каналов, дорожек и площадок в массиве ННК для решения различного рода задач, в том числе при создании сенсоров на основе ННК.

В настоящее время ведутся активные работы по исследованию возможности реализации лазеров на ННК с токовой накачкой. Сложности в этом направлении объясняются тем, что до сих пор не удается получить контролируемо легированные ННК, обладающие высоким кристаллическим качеством и (или) подавлением бокового роста при переключении типа легирования. Одним из важных достоинств излучателей на ННК является простая по своей природе (но не простая технологически) возможность реализации однофотонных излучателей. Недавно был реализован прототип подобного прибора [26]. Рассматривались квантовые точки InP, помещенные в ННК GaAsP. На основании проведенных корреляционных измерений был сделан вывод о возможности наблюдения излучения одиночного фотона для подобных гетероструктурированных ННК. В данном направлении ведутся активные исследования [21].

В работе [27] подробно изучались различные составы ННК AlGaAs, выращенных методом МЛЭ с использованием золота на подложке Si(111). Авторами была представлена количественная модель, которая раскрывает причину неоднородного пространственного состава вдоль и поперек оси роста ННК. Сопоставление экспериментальных данных с количественной моделью позволило вывести важные кинетические параметры, такие как длина диффузии алюминия и галлия и скорости образования пар Al-As и Ga-As. Основываясь

на исследованиях просвечивающей электронной микроскопии с кольцевым сканированием в темном поле под большим углом и энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии, авторы раскрыли происхождение спонтанно-сформированных нанопроволок AlGaAs типа ядро-оболочка (core-shell), выращенных под каплей золота с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. Нанопроволоки AlGaAs имеют цилиндрическое ядро и коническую оболочку. Концентрация алюминия в оболочке близко к номинальному, а в ядре может составлять величину, в разы меньшую. После выключения потока элементов группы III содержание алюминия в капле и в самой верхней части нанопроволоки быстро стремится к нулю, а галлий сохраняется в высоком процентном соотношении. Авторы представляют количественную модель для объяснения этих результатов. Низкая концентрация алюминия в ядре объясняется его меньшей поверхностной диффузией, с длиной сбора алюминия 250 нм против 780 нм для галлия при температуре подложки 510 °С и номинальном содержании алюминия 0,2. Эти значения уменьшаются до 8 нм и 160 нм при повышении номинального содержания алюминия до 0,6. С другой стороны, алюминий покидает каплю как минимум в 100 раз быстрее, чем галлий, при стандартной скорости связывания с мышьяком порядка 1000 нм/с.

В работе [28] была рассмотрена структура ННК со встроенной квантовой точкой. Квантовые точки, настроенные на атомные резонансы, представляют собой новую область гибридных квантовых систем, в которой можно объединить преимущества квантовых точек и естественных атомов. Встраивание квантовых точек в нанопровода расширяет эти системы набором таких возможностей, как точное позиционирование излучателей, превосходная эффективность извлечения фотонов и возможность подведения электрических контактов. Примечательно, что на кремниевых подложках можно выращивать структуры ННК, что обеспечивает прямую интеграцию с фотонными устройствами на основе кремния. В работе [28] авторы демонстрируют управляемый рост структур нанопроволок с помещенными в них квантовыми точками, выращенными на кремниевой подложке, частота высвечивания фотонов в которых настроена переходы в атомах рубидия. Авторам удалось вырастить квантовые точки GaAs в нанопроволоках AlGaAs с почти чистой кристаллической структурой и превосходными оптическими свойствами. При росте удается точно контролировать размеры квантовых точек и их положение внутри нанопроволоки, что позволяет менять длину волны излучения в диапазоне от 740 до 770 нм. Авторы показали, что при помощи приложения внешнего магнитного поля удается точно настроить частоту излучения этих квантовых точек в нанопроволоках на D2-переход  $^{87}\text{Rb}$ . Переходы Rb используются для точного измерения фактической ширины спектральной линии фотонов, испускаемых квантовой точкой, помещенной в нанопроволоке, которая составляет  $9,4 \pm 0,7$  мкэВ при нерезонансном возбуждении. Авторы утверждают, что их работа привносит весьма желаемые функциональные возможности в квантовые технологии, позволяя, например, реализовать

квантовую сеть, основанную на произвольном количестве источников одиночных фотонов из нанопроволок, работающих на одной и той же частоте — частоте атомного перехода.

Среди полупроводниковых ННК большое внимание исследователей во всем мире уделяется соединениям III–V из-за превосходных внутренних качеств этих материалов; например, большинство из них имеют прямую запрещенную зону, высокую подвижность носителей и предлагают огромные возможности для установки конкретной запрещенной зоны. ННК III–V уже показали большие перспективы для приложений в оптике [30], [31], электронике [32], [33], энергетике [34], [35] и биологическом зондировании [36]–[39]. Поскольку отношение поверхности к объему увеличивается, а активный объем уменьшается, все приложения ННК требуют очень точного контроля состава ННК и совершенства их кристаллической структуры. До настоящего времени в ННК III–V редко удавалось получить исключительное качество материала из-за их склонности к образованию высокой плотности структурных дефектов. Теоретически и экспериментально показано, что двойниковые дефекты и дефекты упаковки могут индуцировать рассеяние носителей заряда [40]–[43] и фононов [44], а кристаллическая структура со смещением кристаллических фаз вюрцит/цинковой обманки (WZ/ZB) влияет на ширину запрещенной зоны [45]–[46]. Например, в недавней работе по оптической характеристике кристаллофазовой квантовой точки (КТ) авторы продемонстрировали эффективную однофотонную эмиссию [48]. Кроме того, поскольку двойные плоскости (Twin planes - TP) и изменение кристаллической структуры часто связаны с определенными гранями боковых стенок [49], [50], это может позволить контролировать шероховатость поверхности. Шероховатость поверхности увеличивает рассеяние фононов, уменьшая теплопроводность поверхности. Таким образом, управление может привести к значительному улучшению термоэлектрических приложений на основе ННК [51], [52].

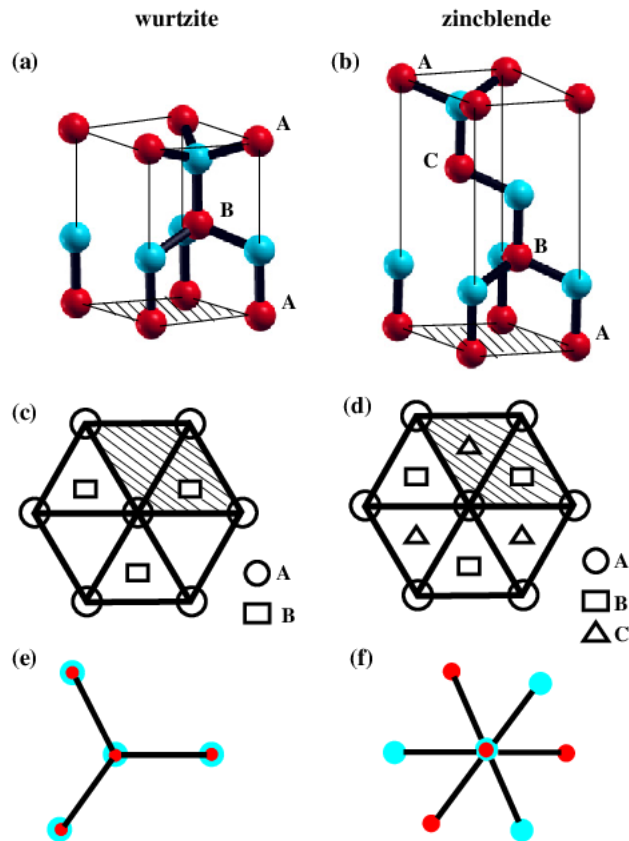


Рисунок 2. Кристаллические структуры вюрцита (WZ) и цинковой обманки (ZB) [1].

Известно, что полупроводниковые материалы III–V кристаллизуются либо в кубической фазе ZB, либо в гексагональной фазе WZ. Атомное расположение структуры решетки ZB показано на рисунке. 2(b), а близкородственная гексагональная плотноупакованная структура WZ показана на рис. 2(a). Наиболее распространенным способом описания сходства и различий в расположении атомов кристаллических структур ZB и WZ является обращение к последовательностям их укладки соответственно в направлениях  $\langle 111 \rangle$  и  $\langle 0001 \rangle$ . Укладка ZB описывается как: . . . ABCABC. . . (I) или . . . AaBbCcAaBbCc. . . (II), а WZ как: . . . ABAB. . . или . . . AaBbAaBb. . ., в зависимости от точности, необходимой для описания кристаллической структуры. Прописные буквы в обозначении (I) обозначают пару атомных слоев с вертикально расположенными атомами группы III и группы V (бислоем; молекулярный слой); обозначение (II) обозначает каждый атомный слой группы III и V отдельно (рисунок 3).

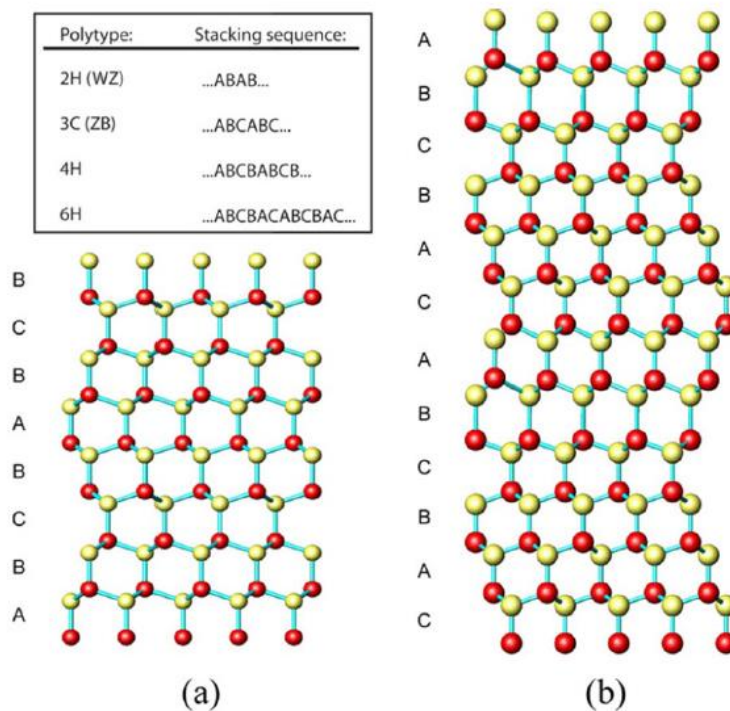


Рисунок 3. Атомные модели поли типов 4 H (a) и 6 H (b) вместе с таблицей последовательностей укладки некоторых поли типов между структурами WZ и ZB [1].

Различия между кристаллическими структурами WZ и ZB связаны с конкуренцией между ковалентной связью  $sp^3$  и электростатическим взаимодействием. Из-за разницы в электроотрицательности между различными видами атомов [53] межатомные связи между ними имеют слегка ионный характер, который варьируется для материалов АШВУ. Возникновение ионов индуцирует силу (кулоновское взаимодействие), которая стремится сблизить атомы и, таким образом, способствует более короткой длине химической связи. Этой силе противостоит энтропийная сила отталкивания (стерическое препятствие), стремящаяся увеличить длину связи. Небольшая разница в энергии (<25 мэВ на пару октетов [54]–[56]) между WZ и ZB обусловлена разницей в расстоянии между третьими ближайшими соседями, которое оказывается короче в кристаллической фазе WZ. Следовательно, WZ будет предпочтительнее в материалах с высокой ионностью и малым атомным радиусом, тогда как ZB предпочтительнее в других соединениях III–V [57]. Можно отметить, что материалы с чисто ковалентными связями, такие как элементарные полупроводники, такие как Si и Ge, почти всегда располагаются в соответствии со структурой алмаза, которую действительно можно рассматривать как ZB только с одним типом атомов.

ННК III–V следуют той же тенденции, что и объемные материалы, только для экстремальных значений ионности. Большинство ННК III–V способны принимать широкий спектр кристаллических структур, в отличие от их объемных аналогов. Сообщалось о

наблюдениях ННК с кристаллическими структурами в диапазоне от чистого WZ до чистого ZB, со всеми промежуточными фазовыми составами, такими как нарушенные WZ, смешанные WZ/ZB, а также случайно и периодически двойникованные ННК ZB. В редких случаях наблюдались другие специфические политипы, помимо WZ и ZB.

Смесь фаз ZB и WZ, а также создание двойников и дефектов упаковки связаны с направлением роста кристалла, в котором растет большинство ННК. Действительно, в предпочтительных кристаллографических направлениях  $\langle 111 \rangle$  конфигурация связи очень похожа на конфигурацию в направлениях  $\langle 0001 \rangle$  (рисунок 4).

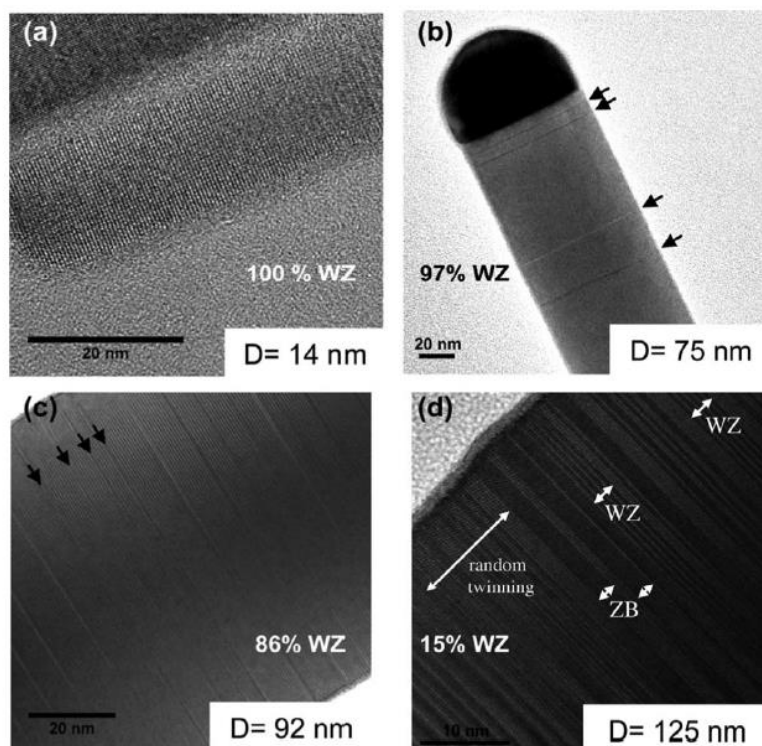


Рисунок 4. ПЭМ-изображения ННК InAs различного диаметра, выращенных методом MOVPE при 420 °C, если смотреть вдоль оси зоны  $\langle 110 \rangle$ . Доля WZ уменьшается с увеличением диаметра проволоки: (a) 100% WZ, (b) 97% WZ, (c) 86% WZ и (d) 15% WZ.

Стрелки на (b) и (c) указывают на одиночные дефекты упаковки в WZ NW. В (d), где только 15% WZ, структура ближе к ZB, а слои с дефектами в основном представляют собой TP [1].

Если достигается полный контроль над позиционированием TP и чистотой фаз WZ и ZB, открывается множество возможностей для использования в различных приложениях. Помимо двойных сверхрешеток, другой возможностью является использование тонких сегментов WZ в качестве потенциальных барьеров в ННК ZB. Например, небольшая вставка сегмента WZ в чистый ZB ННК также предоставила бы способ построить структуры с мини-зонами для электронов и дырок, аналогично сверхрешетке. Если существует достаточная

разница в ширине запрещенной зоны между кристаллической фазой WZ и ZB, должны быть возможны одиночные управляемые КТ и резонансные туннельные структуры.

В работе [28] была образована гетероструктура путем выращивания ННК фосфида индия с двумя разными кристаллическими фазами: вюрцитом и цинковой обманкой (рисунок 5). Материал в кристаллической фазе цинковой обманки имеет меньшую ширину запрещенной зоны и большую величину разрыва зон. Следовательно, зона проводимости и валентная зона сегментов цинковой обманки имеют меньшую энергию по сравнению с частями кристалла в фазе вюрцита. Короткие участки цинковой обманки могут удерживать электроны в направлении роста и служить барьером для дырок. Поэтому возможны два типа оптических переходов, сопровождающиеся излучательной рекомбинацией. Первый, обозначенный  $\alpha$ , представляет собой прямую рекомбинацию электронно-дырочных пар в вюрцитной части ННК и, следовательно, приводит к короткому времени жизни. При втором переходе, обозначенном  $\beta$ , электроны, заключенные в сегментах цинковой обманки, будут радиационно рекомбинировать с дырками в соседних вюрцитных областях ННК. Эта пространственно непрямая рекомбинация электронно-дырочных пар приведет к увеличению времени жизни из-за уменьшения перекрытия волновых функций электрона и дырки. Оптические переходы типов  $\alpha$  и  $\beta$  представлены на схемах фотолюминесценции (ФЛ) и соответствуют эмиссионным пикам, обозначенным как WZ и ZB/WZ соответственно (рисунок 5).

Наиболее продвинутые исследования влияния политипизма и ТП в настоящее время продемонстрированы в работе Пемасири и др. [18], где авторы показали, что наложение ZB/WZ действительно приводит к выравниванию полос типа II для ННК InP, для которой была измерена микрофотолюминесценция с временным разрешением. Авторы в следующей работе Спиркоска и др. [60], аналогичным образом показали в ННК GaAs с зародышами Ga, что политипизм WZ/ZB может привести к формированию КТ со структурой ZB типа II, для которых также была измерена микроФЛ и катодолуминесценция. Большой шаг вперед был недавно сделан в работе Акопяном и др. авторами, однозначно продемонстрировавшими возможность однофотонной эмиссии из кристаллофазных КТ [61]. В работе исследовалась мкФЛ с временным разрешением и магнито-мкФЛ для анализа политипных ННК (рисунок 5,6).

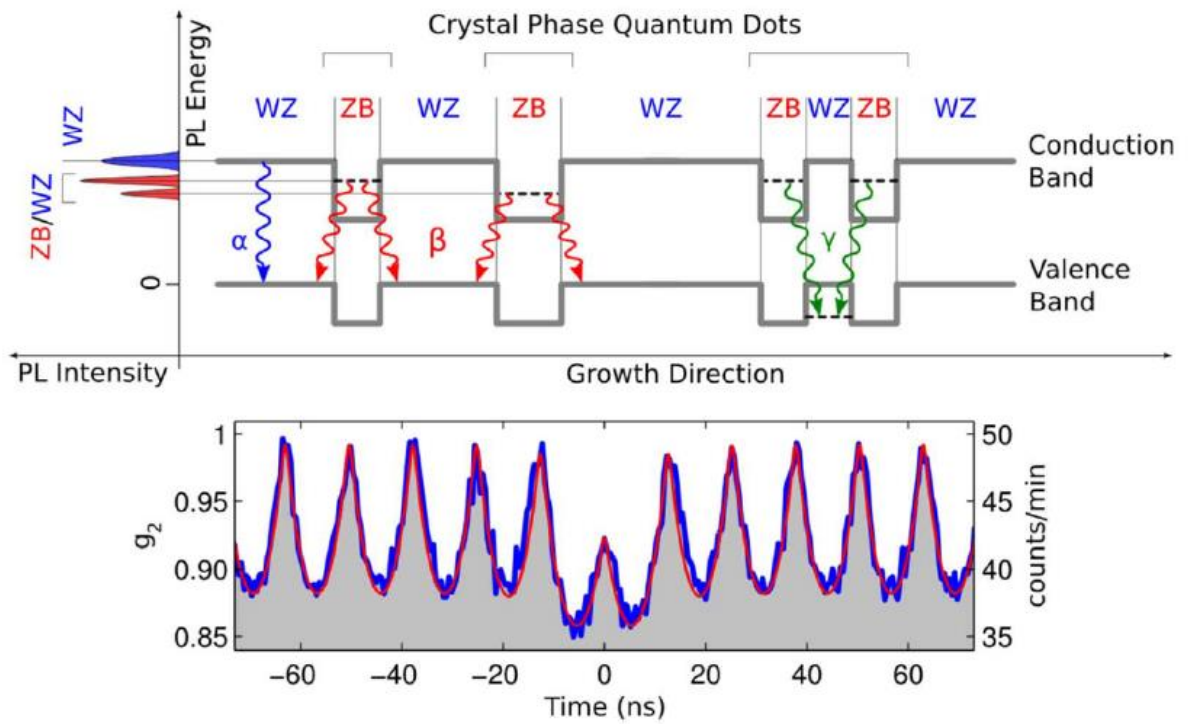


Рисунок 5. а) Кристаллофазовые КТ. Правая ось: схемы кристаллофазовых гетероструктур в НК InP. Слева: схемы соответствующих ФЛ кристаллических фаз WZ и ZB соответственно,  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  представляют все возможные оптические переходы.

б) Автокорреляционное измерение второго порядка фотонов, испускаемых несколькими КТ кристаллической фазы при импульсном возбуждении [14].



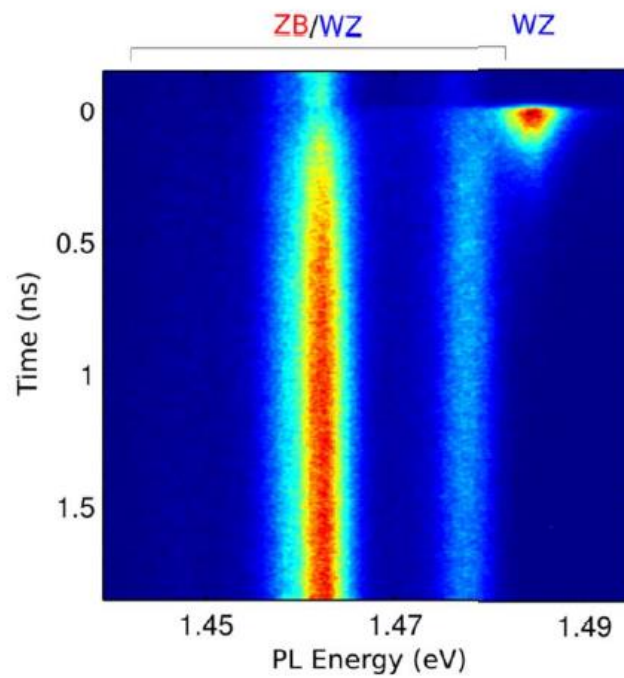


Рисунок 6. ФЛ с временным разрешением одиночного ННК с кристаллофазовыми гетероструктурами. Цветовая карта представляет временную эволюцию ФЛ после возбуждения лазерным импульсом, падающим в момент времени 0 [48].

На рисунке 7 авторы приводят изображение, полученное с помощью просвечивающей электронной микроскопии, одного сегмента нанопроволоки InP. Атомные плоскости каждой кристаллической структуры окрашены в синий цвет для вюрцита, красный для цинковой обманки. В отличие от обычных гетероструктур, состоящих из чередующихся соединений, гетероструктуры, образованные в результате переключения кристаллической фазы систематически имеют идеальную границу раздела со ступенчатым переходом на атомном уровне.

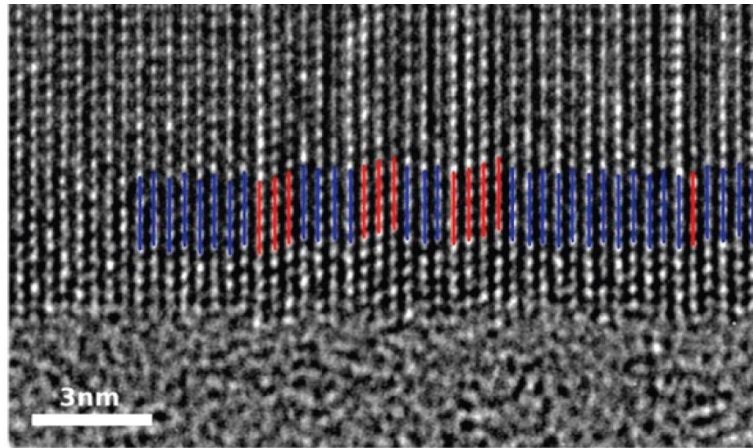


Рисунок 7. Изображение одиночной нанопроволоки InP, полученное с помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. Синие и красные линии являются направляющими для глаза, соответствующими атомным плоскостям кристаллических структур вюрцита и цинковой обманки соответственно [48].

Спектры фотолюминесценции одиночной нанопроволоки InP при температуре 4,2 К показаны на рисунке. 8. Спектральная линия 1,486 эВ, обозначенная как WZ, соответствует электронно-дырочной рекомбинации типа  $\alpha$  в вюрцитной части нанопроволоки. Все эмиссионные линии при более низких энергиях, обозначенные как ZB/WZ, соответствуют электронно-дырочным рекомбинациям типа  $\beta$  или  $\gamma$  в кристаллической фазе квантовой точки. С увеличением мощности возбуждения спектральные линии уширяются и смещаются в синий цвет из-за заполнения энергетических состояний КТ. Линия WZ не показывает спектрального сдвига. Этого можно ожидать, поскольку при используемых здесь низких скоростях возбуждения излучение определяется преимущественно скоростью электрон-дырочной рекомбинации из основного состояния.

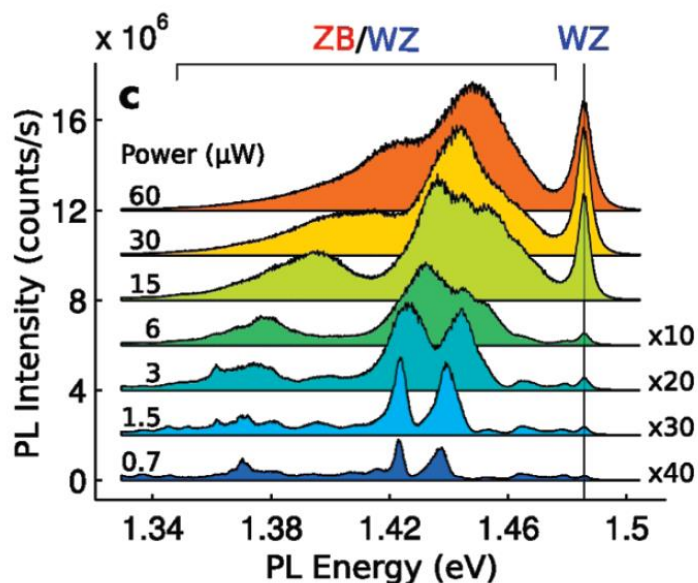


Рисунок 8. Фотолюминесценция одиночной нанопроволоки InP при увеличении мощности возбуждения [48].

Авторы также представляют измерения фотолюминесценции с временным разрешением (рисунок 9). Здесь ясно наблюдается короткое время жизни для оптических переходов типа  $\alpha$ . Моноэкспоненциальная аппроксимация экспериментальных данных дает время жизни  $120 \pm 7$  пс. Пики излучения при более низких энергиях, обозначенные ZB/WZ, соответствуют оптическим переходам типа  $\beta$  или  $\gamma$ . Только часть их следов затухания фиксируется во временном окне 2 нс, что указывает на гораздо более длительное время жизни. Данные в отрицательные моменты времени представляют собой часть кривой затухания ФЛ, которая была возбуждена предшествующим лазерным импульсом на 13 нс раньше. Сигнал, измеренный в эти моменты времени, хвостовой сигнал, указывает на то, что электроны и дырки могут оставаться в коротких участках ZB и WZ более 13 нс.

Кроме того, низкоэнергетический пик (красная кривая затухания) показывает больший остаточный сигнал ФЛ, возбужденный предыдущим лазерным импульсом, чем высокоэнергетический пик (зеленая кривая затухания). Это означает более длительное время жизни низкоэнергетического пика и следует из схем ННК, описанных на рис. 9. Например, более длинные участки ZB будут иметь более низкие энергетические уровни для электронов. Волновые функции электронов будут меньше проникать в область WZ, что приведет к меньшему перекрытию с волновыми функциями дырок, что приведет к увеличению времени жизни.

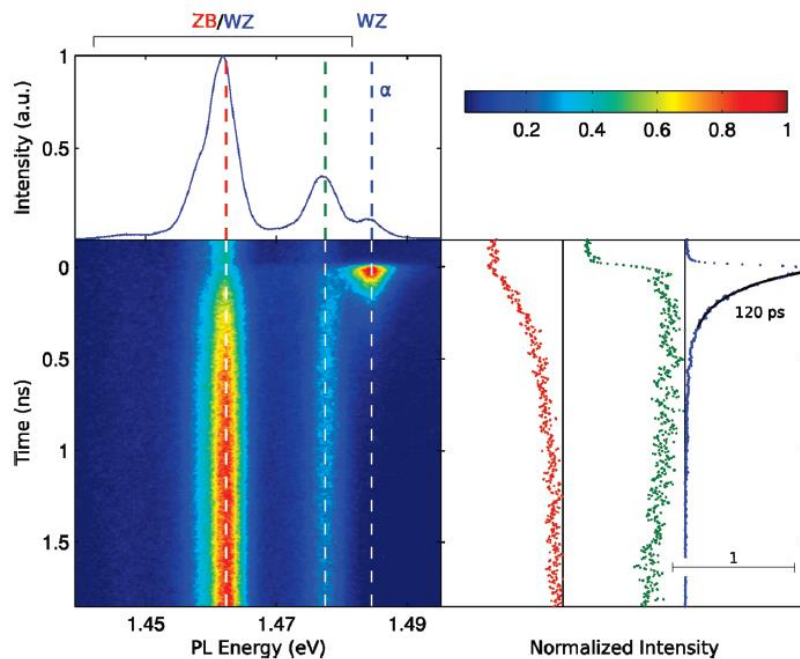


Рисунок 9. Фотолюминесценция с временным разрешением одиночной нанопроволоки. Растровая карта представляет временную развертку ФЛ после возбуждения лазерным импульсом, падающим в момент времени 0. Верхняя часть представляет интенсивность ФЛ, интегрированную во всем временном окне 2 нс. Поведение пиков ФЛ во времени соответствует срезам на график, обозначенным пунктирными линиями и показанным на графике справа соответствующими цветами. Черная сплошная линия представляет собой моноэкспоненциальную аппроксимацию экспериментальных данных [48].

Кроме того, кривая спада низкоэнергетического пика фотолюминесценции (красная кривая спада) показывает более длительное время нарастания по сравнению с кривого спада высокоэнергетического пика (зеленая кривая спада). Это связано с тем, что возбужденные электроны должны релаксировать до самых низких энергетических состояний в областях ZB, прежде чем они излучательно рекомбинируют. Процесс релаксации длиннее для состояний с более низкой энергией, и, следовательно, испускание фотонов задерживается, что приводит к более длительному времени нарастания кривых затухания (рисунок 10).

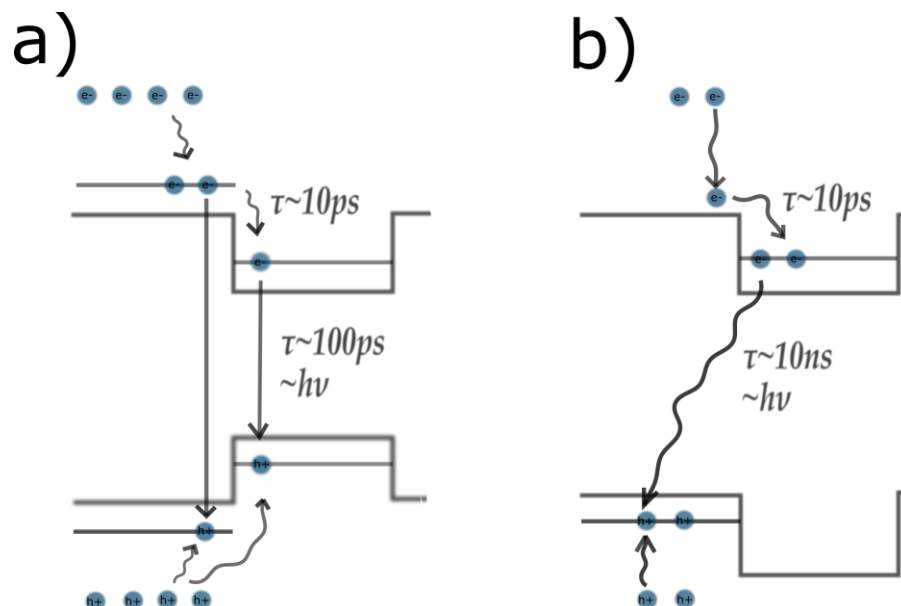


Рисунок 10. Схематическое изображение времен энергетических переходов в зонной структуре. а) Скорости рекомбинации характерные для энергетических переходов I типа (прямого) б) Скорости рекомбинации характерные для энергетических переходов II типа (непрямого)

Времена жизни, измеренные в экспериментах, позволят сделать еще один важный вывод о высокой чистоте образца. Дефекты или поверхностные состояния в ННК, которые вносят вклад в обычно очень быстрые безызлучательные каналы распада [60], в этих квантовых точках пренебрежимо малы.

Также, если говорить о фундаментальных интересующих нас свойства ННК, политипизм — исключительное свойство нанопроводов и новая степень свободы, позволяющая создавать электронные структуры без замены материала. Например, современный атомарно-точный контроль переключения фаз роста нанопроволок [61, 62] позволяет выращивать политипные образования вдоль оси роста [63, 64] без возникновения в них напряжений, в том числе достаточно малые, чтобы формировать в них квантовые точки [65, 66]. Как правило, кристаллическая фаза вюрцита не наблюдается в естественных условиях окружающей среды в объемных материалах  $A_{III}B_V$ , кроме нитридов, в то время как она может быть сформирована в ансамблях нитевидных нанокристаллов. Однако для разработки новых структур и устройств крайне важно знать ширину запрещенной зоны и ориентацию зон различных кристаллических фаз новых материалов. В частности, нанопроволоки  $Al_xGa_{1-x}As$  представляют собой многообещающую платформу для изготовления передовых устройств. Например, добавление компонента Al к широко изученному материалу GaAs [67, 68] позволяет менять излучение в широком диапазоне длин волн, в то время как AlGaAs, имеющий более высокую энергию запрещенной зоны, чем GaAs, позволяет комбинировать

эти два материала для изготовления квантовых устройств без деформации кристаллической решетки [69]. Однако сведения о вюрцитной фазе AlGaAs в литературе ограничены [70, 71], и в основном такие ННК растут в виде оболочки (shell) вокруг вюрцитного ядра (core) GaAs [71, 72]. Важно отметить, что ширина запрещенной зоны AlGaAs в вюрцитной фазе не была ни предсказана теоретически, ни измерена экспериментально.

На рисунке 11 (a, b) [21] показаны изображения, полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) нанопроволоки Al<sub>0.6</sub>Ga<sub>0.4</sub>As.

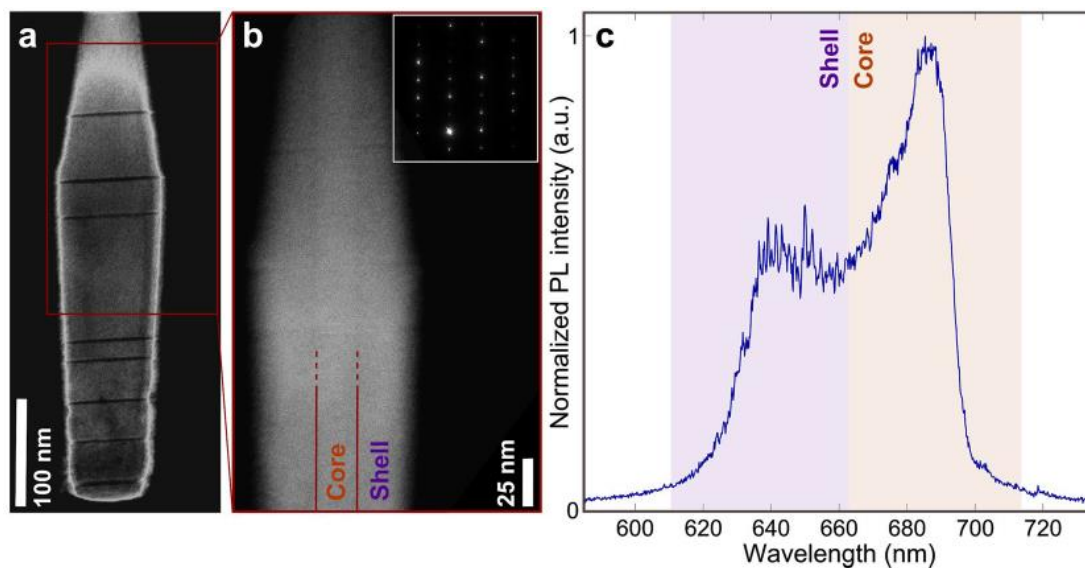


Рисунок 11. (a) Изображение нанопроволоки Al<sub>0.6</sub>Ga<sub>0.4</sub>As, полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии. (b) Изображение ПЭМ высокого разрешения. На вставке представлены изображения картины энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX). (c) Спектр микрофотолюминесценции от нанопроволок AlGaAs при температуре 2 К [21].

На рисунке 11(b) из работы [21] продемонстрировано изображение одиночного ННК, полученного методом ПЭМ высокого разрешения, позволяющая выделить структуру ядро-оболочка. Авторы утверждают, что ядро имеет более низкое содержание Al, чем оболочка, и поэтому ожидается, что оно будет иметь меньшую ширину запрещенной зоны. Причины специфики такого роста были изучены в предыдущей работе этой группы [71], где состав ядро-оболочки был измерен с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX). Структура ядро-оболочка приводит к двухпиковому излучению, продемонстрированному на рис. 11(c). Ввиду разницы в содержании Al в ядре и оболочке, авторы работы отнесли коротковолновый и длинноволновый пики излучения к высвечиванию из оболочки и ядра, соответственно. Более подробную информацию о TEM, EDX и sPL можно найти в предыдущих работах на эту тему [69, 71].

Целью данной работы было проведение экспериментальных исследований оптических свойств полупроводниковых нитевидных нанокристаллов AlGaAs с концентрацией алюминия 30%, выращенных на кремниевой подложке методом “пар-жидкость-кристалл”.

## 2. ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

### 2.1 МЕТОДИКА СИНТЕЗА И ОПИСАНИЕ ОБРАЗЦОВ

В нашей работе были исследованы структуры с ансамблем AlGaAs ННК, выращенных на кремниевой подложке. В то время как объемные и тонкопленочные GaAs и AlGaAs имеют стабильную структуру цинковой обманки (ZB), в ННК GaAs и AlGaAs можно наблюдать участки кристаллической структуры как ZB, так и вюрцита (WZ). Таким образом, ННК AlGaAs типа вюрцит – это новый полупроводниковый материал, оптические свойства которого мало изучены.

Процесс синтеза исследуемых нанопроволок включает рост ННК под каплей золота. Сначала на подготовленную кремниевую подложку с ориентацией Si(111), обработанную в плавиковой кислоте, наносится пленка золота толщиной 1 нм, затем подложка помещается в установку МЛЭ Riber Compact 21 EB200 и нагревается до  $T=500\text{K}$ , вследствие чего, золотая пленка распадается на капли за счет эффекта поверхностного натяжения, затем поверхность структуры эпитаксиальным образом осаждается AlGaAs, и рост происходит строго под каплей золота (метод пар-жидкость кристалл).

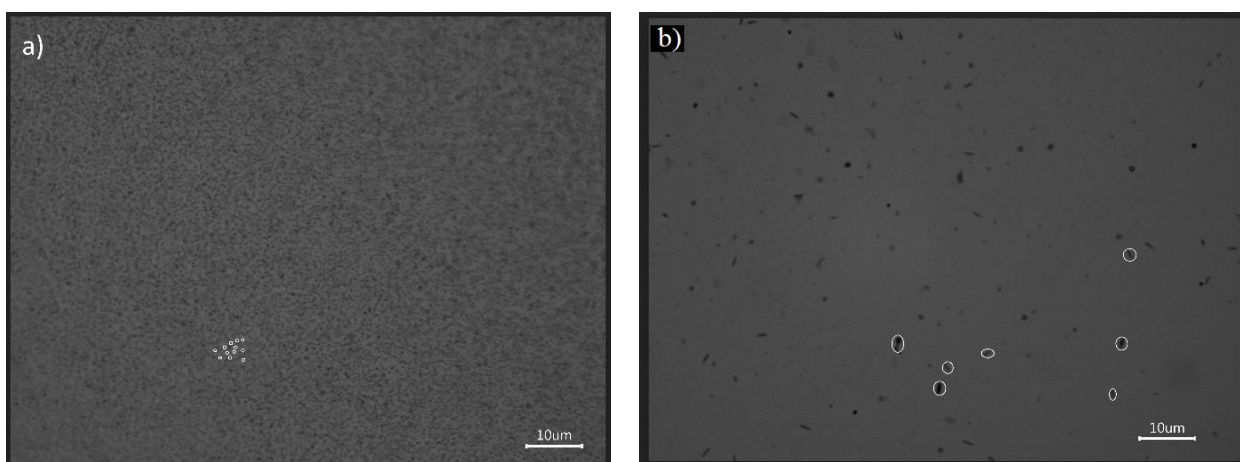


Рисунок 12. Изображение ансамбля ННК, сделанное с помощью оптического микроскопа (а) ансамбль вертикальных вискерсов (б) ансамбль вискерсов, высаженных горизонтально на подложку. Кружками выделены места с отдельно взятыми ННК.

На рисунке 12 представлены изображения исследуемых образцов с ансамблем ННК, полученные с использованием оптического микроскопа. На рис. 12(а) представлено изображение образца, с ансамблем ННК AlGaAs, выращенных вертикально относительно поверхности подложки. Для микроскопических измерений, которые предполагается производить в дальнейшем, был подготовлен также образец, в котором некоторое количество



ННК было высажено горизонтально на кремниевую подложку (рисунок 12(b)). Явной особенностью данных двух структур является то, что в двух этих образцах ННК расположены в различной ориентации — в положении как вертикальном, так и горизонтальном. Нашей задачей было провести оптическую характеризацию нового типа полупроводникового материала AlGaAs ННК, выращенного в вюрцитной фазе.

Для проведения оптических исследований была выбрана структура, с номинальным содержанием алюминия  $x=0,3$ . Изначально в камеру осаждается 30% алюминия, но при этом область ядра (core) имеет меньшую концентрацию алюминия, чем область оболочки (shell), который возникает в процессе роста. Причиной возникновения shell-участка является то, что вещество осаждается на боковые грани кристалла во время синтеза в камере МЛЭ, также второй причиной служит то, что на поверхности подложки возникает диффузия.

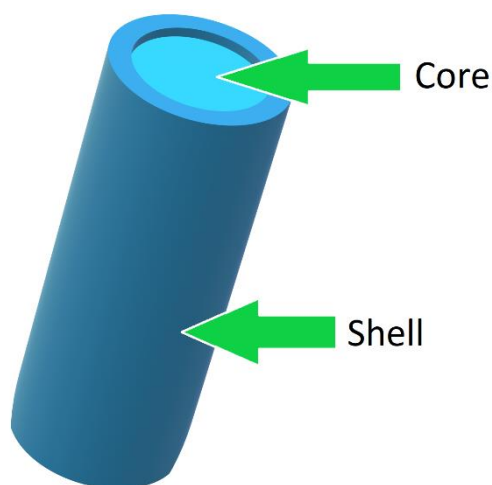


Рисунок 13. Схематичное изображение структуры core-shell ННК.

Интересной особенностью является то, что в действительности AlGaAs в вюрцитной фазе состоит из тех же самых атомов, что и AlGaAs в фазе цинковой обманки, т.е. материал может образовывать кристаллическую решетку с различными фазами, которым можно управлять только за счет изменений условий роста. Это отличительная особенность нанопроволок по сравнению с объемными кристаллами полупроводников, наблюдаемых в нормальных условиях. О полупроводниках AIII $\text{BV}$  в вюрцитной кристаллической фазе известно мало, поскольку вещества в данной фазе не существуют в объемном материале.

Следует отметить, что для создания структуры, пригодной для оптических измерений, поверхность конструкции должна быть тщательно защищена от окружающей среды. Таким образом то, что нанопроволоки снаружи зарастают материалом с высоким содержанием алюминия, приводит к образованию структуры core-shell, которая защищает излучающую

сердцевину НКК от атмосферных воздействий. Рост НКК в виде двухкомпонентной структуры происходит спонтанно.

Следует отметить, что эти образцы были выращены нашими коллегами из Алферовского университета Георгием Эрнстовичем Цырлиным, Игорем Владимировичем Илькивом и Константином Павловичем Котляром.

## 2.2 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Изучение оптических свойств структур с ансамблем AlGaAs ННК проводилось на экспериментальной установке по измерению спектров фотолюминесценции при низких температурах (Рисунок 14). Образец помещался в криостат замкнутого цикла, охлаждаемый до температуры жидкого гелия ( $T=4$  К). Для изучения температурных зависимостей в криостате установлена термопара, подключенная к внешнему датчику контроля температуры. Температурный контроллер позволяет выставлять значение температуры на нагревательном элементе расположенного на холодном пальце внутри криостата, с хорошей точностью вплоть до 0,5 К. Диапазон, в котором возможно менять температуру образца является область от 4 до 300 К. Для измерения спектров фотолюминесценции использовалось несколько источников излучения: диодные лазеры с длинами волн 532 и 663 нм, а также HeNe газовый лазер с длиной волны излучения 632,8 нм. Для измерения спектров возбуждения фотолюминесценции использовался непрерывный перестраиваемый титан-сапфировый лазер, обеспечивающий перестройку длины волны возбуждения в диапазоне от 716 до 765 нм.

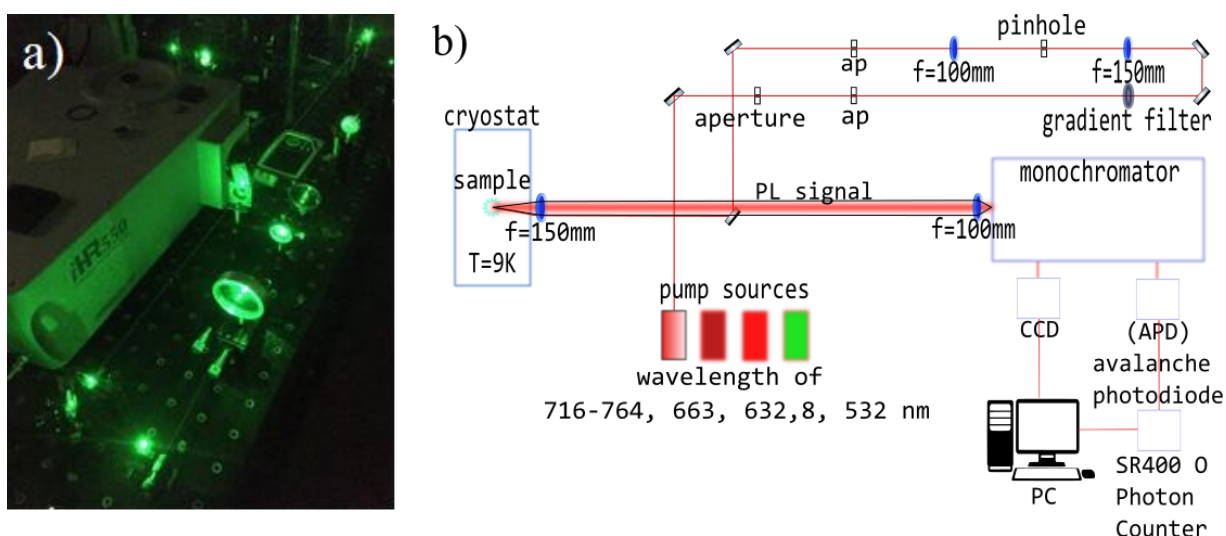


Рисунок 14. Экспериментальная установка по измерению спектров фотолюминесценции и фотолюминесценции возбуждения от ансамбля нанопроволок, (а) фото (б) схема.

Лазерное излучение направлялось на образец через систему оптических элементов, таким образом, что пятно накачки уменьшалось в несколько раз по сравнению с исходным лазерным пятном (~150 мкм), непосредственно выходящего от источника. Для измерения

зависимостей спектров люминесценции от мощности накачки, мощность излучения варьировалась с помощью градиентного фильтра.

Для регистрации фотолюминесценции использовался монохроматор Horiba iHR 550, оснащенный на одной из выходных щелей охлаждаемой до азотных температур CCD камерой и на другой кремниевым фотодетектором, работающем в режиме счета фотонов. Сигнал с фотодиода считывался с помощью счетчика фотонов SR400 и передавался на компьютер. На рисунке 14 представлено (а) фото части экспериментальной установки с оптическим путем и (б) схема экспериментальной установки.

Для измерения спектров возбуждения люминесценции использовался перестраиваемый титан-сапфировый лазер, полученный сигнал проходил через двойной монохроматор работающего в режиме сложения дисперсии, позволяющего исследовать структуры при квазирезонансном возбуждении (вблизи линии регистрации сигнала) (рис. 15). Полученный сигнал детектировался кремниевым фотодиодом, который, в свою очередь, был подключен к счетчику фотонов.

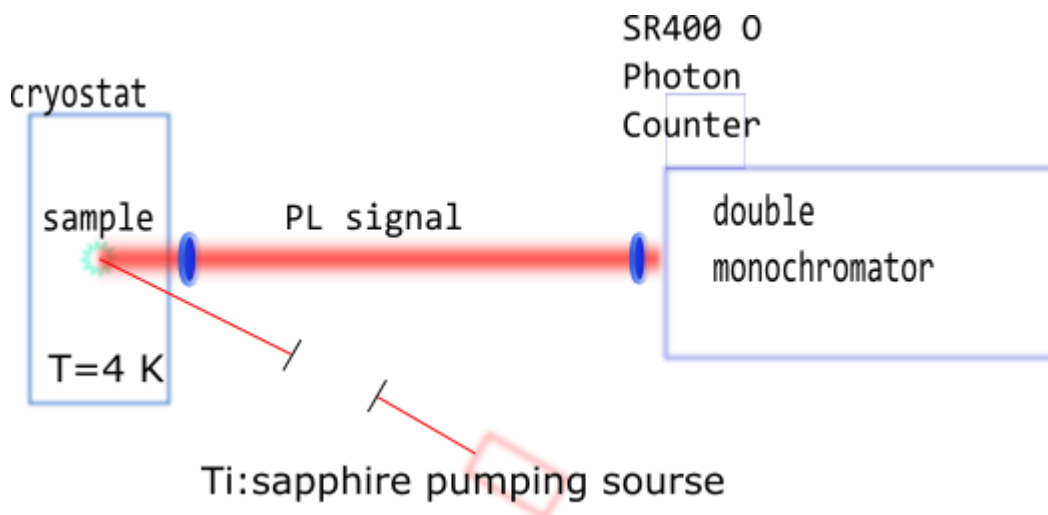


Рисунок 15. Схематическое изображение установки для измерения люминесценции возбуждения.

### 2.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На первом этапе проведения оптической характеристики образца с ансамблем AlGaAs нановискеров, нами был измерен спектр фотолюминесценции (ФЛ), возбуждаемый накачкой полупроводниковым лазером с энергией излучения 1,87 эВ (красная пунктирная линия) (рис. 15). На рисунке 16 представлен типичный спектр ФЛ от ансамбля AlGaAs нановискеров. Из рисунка 16 видно, что спектр состоит из двух пиков. Согласно работе [18], длинноволновый пик соответствует излучению света из внутренней части вискера, так называемый core, содержание алюминия в котором составляет примерно 16%. Коротковолновый пик соответствует излучению оболочки ННК, так называемому shell, имеющей большее содержание алюминия 24%. Оба пика могут, в первом приближении, быть аппроксимированы гауссианами. Черная пунктирная линия соответствует энергии запрещенной зоны объемного материала AlGaAs с той же концентрацией Al, что и в исследуемых нами ННК. Спектр был получен при температуре в 9 К и при мощности накачки 20 мВт.

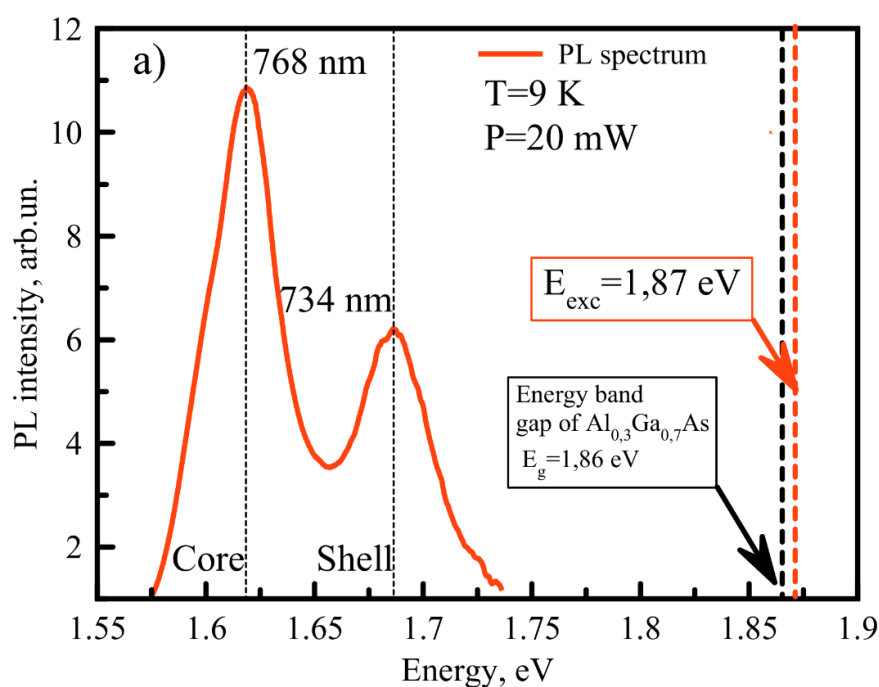


Рисунок 16. Спектр фотолюминесценции, измеренный при T=9 К, энергии возбуждения 1,87 эВ, мощность накачки 20 мВт.

Для более детального исследования оптических свойств изучаемого образца, были измерены серии спектров ФЛ, зарегистрированные при различных мощностях оптического возбуждения для двух различных источников накачки, с энергиями излучения  $E_{exc}=1,86$  эВ и  $E_{exc}=2,33$  эВ (Рисунки 17 и 18). Диапазон мощностей, при котором измерялись спектры ФЛ,

покрывал значения, лежащие в четырех порядках интенсивности возбуждения, от 2 мкВт до 20 мВт.

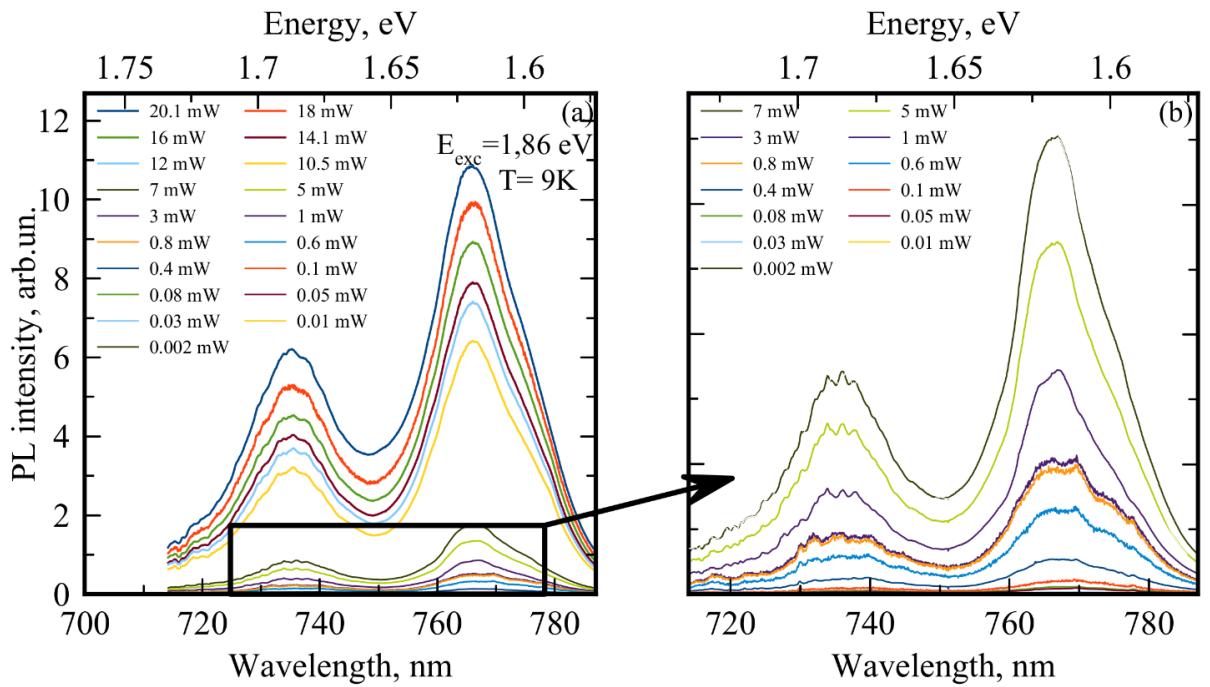


Рисунок 17. Спектры фотолуминесценции ансамбля ННК  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , зарегистрированные при различных мощностях накачки, энергия возбуждения  $E_{\text{exc}} = 1,86$  эВ. (а) полный набор спектров (б) увеличенное изображение участка, измеренного при низких мощностях накачки. Снизу для удобства представлена шкала в длинах волн.

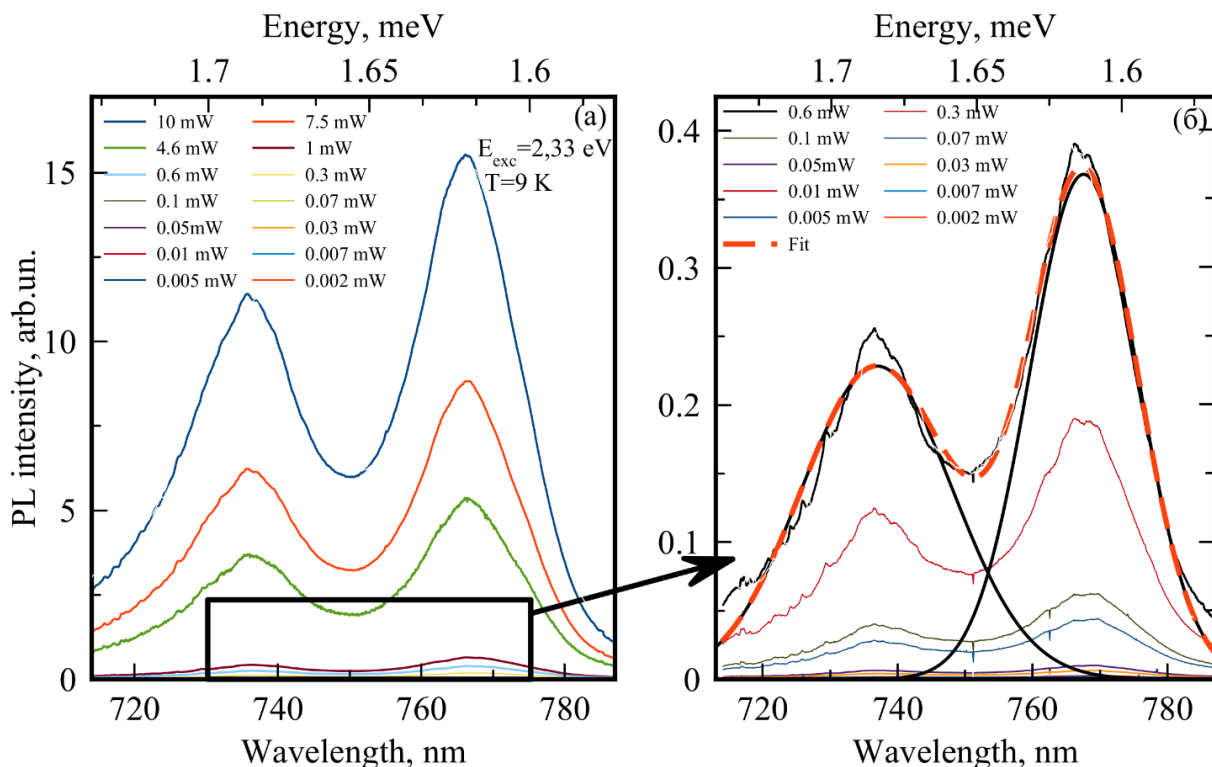


Рисунок 18. Спектры фотолуминесценции ансамбля ННК  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ , зарегистрированный при различных мощностях накачки, длина волны возбуждения  $E_{\text{exc}} = 2,33$  эВ. (а) полный набор спектров (б) увеличенное изображение участка, измеренного при низких мощностях накачки.

Спектры ФЛ, измеренные при энергиях оптической накачки 1,86 и 2,33 эВ были обработаны с помощью программы MagicPlot, позволяющей реализовать аппроксимацию кривых набором пиковых функций (гауссианы) при помощи метода наименьших квадратов. Анализ экспериментальных данных позволил получить мощностные зависимости интенсивностей пиков core и shell (Рисунки 19 и 20). Шкала мощности накачки представлена в логарифмическом масштабе. Как видно из этих рисунков интенсивности обоих пиков растут линейно с ростом мощности оптического возбуждения для обоих источников накачки. Такая линейная зависимость свидетельствует о высокой эффективности излучательной рекомбинации носителей. Также видно, что с увеличением мощности накачки, предел интенсивности фотолуминесценции не достигается, т.е. предельные каналы излучательной рекомбинации не достигнуты.

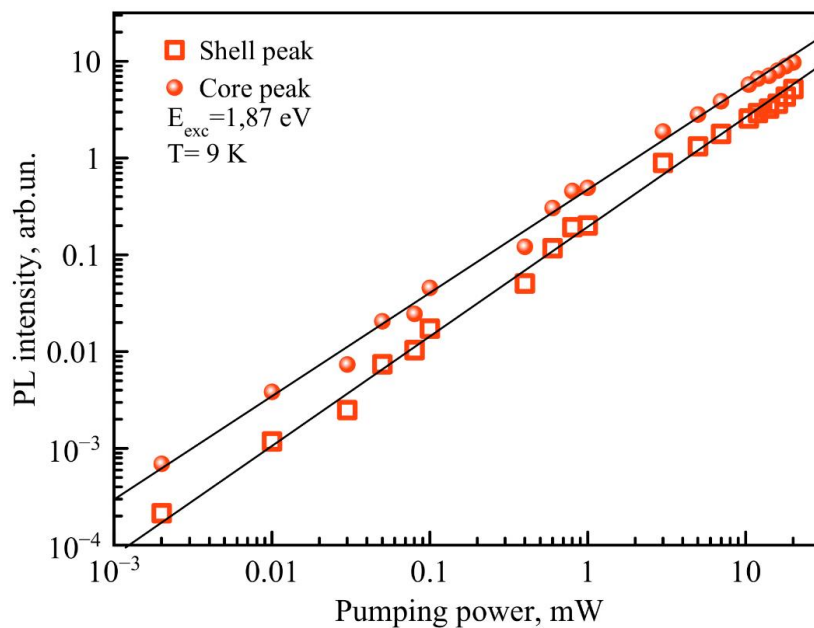


Рисунок 19. Зависимости интенсивностей пиков ФЛ core и shell от мощности возбуждения при энергии накачки  $E_{exc} = 1,87 \text{ эВ}$ . Для удобства шкала с мощностью накачки представлена в логарифмическом виде.

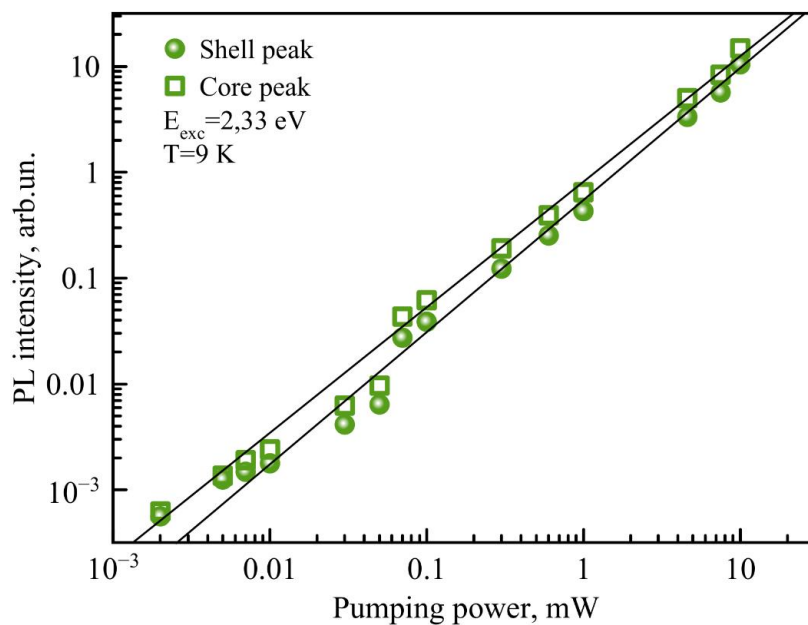


Рисунок 20. Зависимости интенсивностей пиков ФЛ core и shell от мощности возбуждения при энергии накачки  $E_{exc} = 2,33 \text{ эВ}$ . Для удобства шкала с мощностью накачки представлена в логарифмическом виде.



Также из анализа спектров ФЛ были получены зависимости положения максимумов пиков от мощности накачки для двух источников оптического возбуждения.

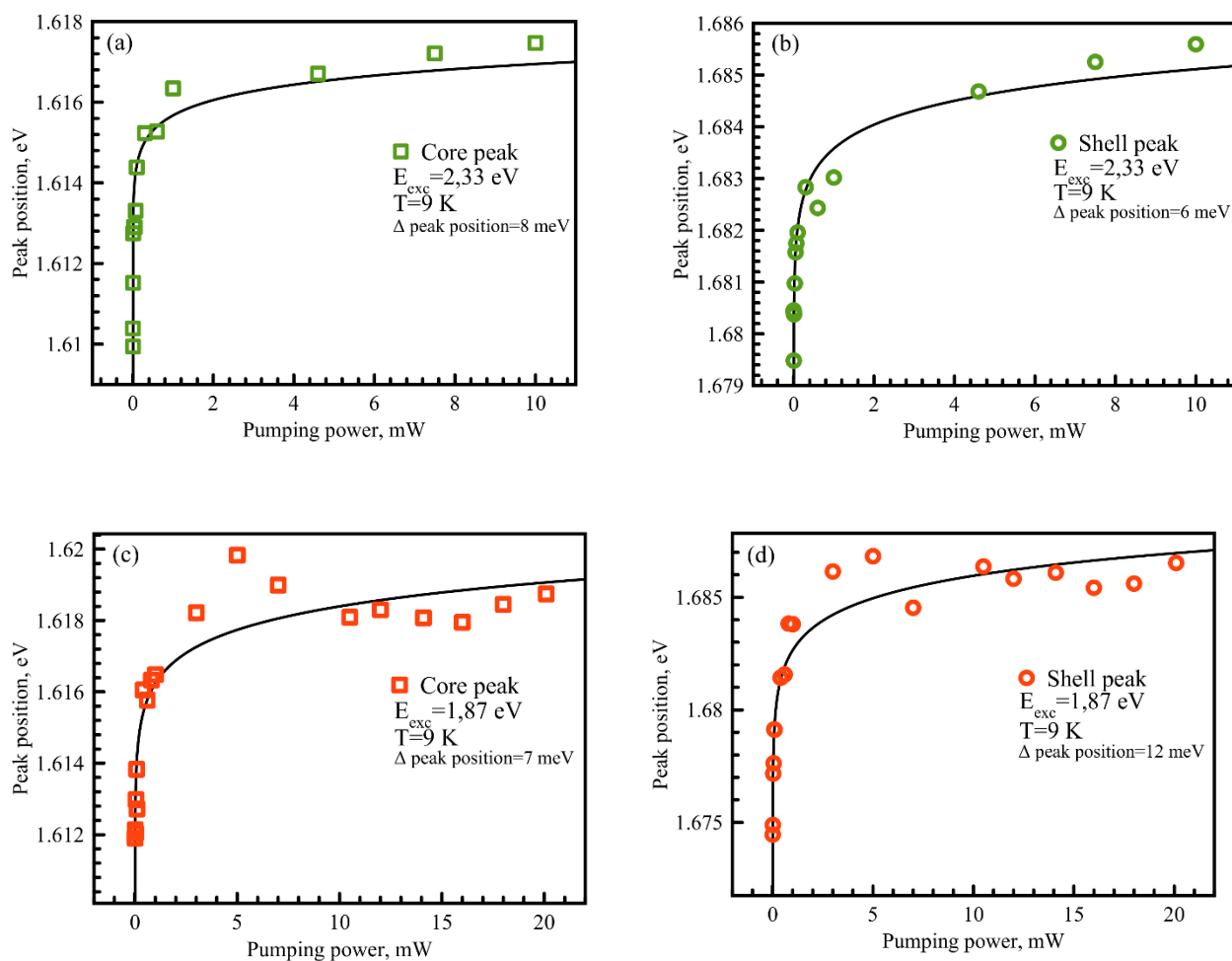


Рисунок 21. Зависимости положений пиков ФЛ от мощности накачки. (а) длинноволновый core пик при  $E_{exc} = 2,33$  эВ (b) коротковолновый shell пик при  $E_{exc} = 2,33$  эВ (c) длинноволновый core пик при  $E_{exc} = 1,87$  эВ (d) коротковолновый shell пик при  $E_{exc} = 1,87$  эВ.

Из рисунка 21 видно, что при увеличении мощности оптического возбуждения положения пиков ФЛ для core и shell смещаются коротковолновую (синюю) область спектра для обоих источников накачки. Сдвиг происходит, вероятно, по экспоненциальному закону, но авторы в работе [22] утверждают, что показатель энергии перехода хорошо описывается некоторой степенной зависимостью. Такое поведение, как утверждают авторы этой работы, характерно для непрямого пространственного перехода между электронами и дырками, заключенными по разные стороны гетероперехода II типа, в том числе это характерно для ННК АШВУ, но мы пока не можем подтвердить или опровергнуть их догадки.

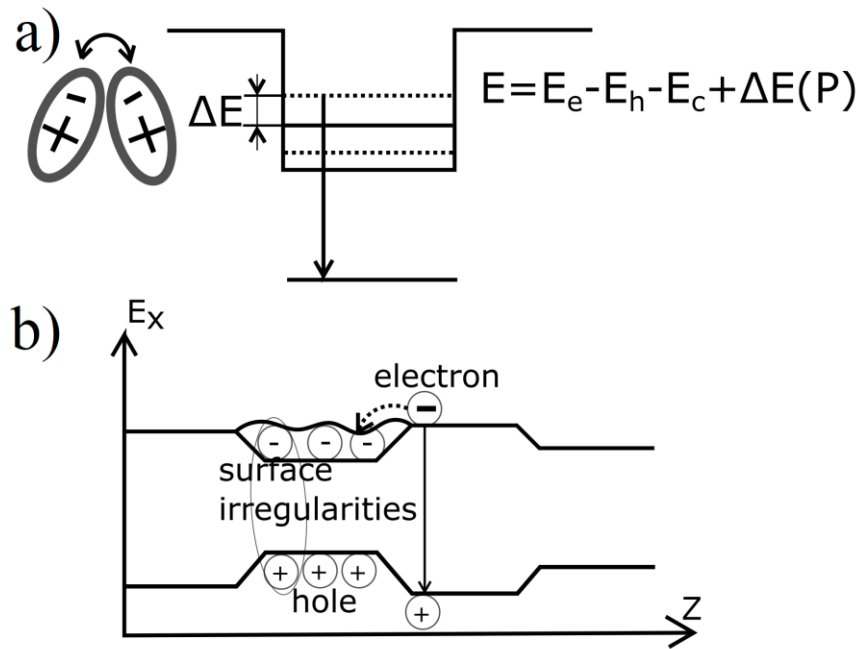


Рисунок 22. Схематическое изображение процессов, которые, вероятно, могут описывать возникающий голубой сдвиг, при увеличении мощности накачки.

Чтобы описать механизмы возникновения голубого сдвига спектров излучения в ННК при увеличении мощности накачки мы выдвигаем следующие гипотезы, во-первых, при повышении мощности накачки, увеличивается количество носителей заряда, т.е. голубой сдвиг происходит за счет диполь-дипольного взаимодействия экситонов (рис. 22a). Во-вторых, другим механизмом, который мог бы объяснить голубой сдвиг, связан с перераспределением плотности состояний, возникающем в результате заполнения свободных состояний фоторожденными носителями при ограниченной скорости излучательной рекомбинации (рис. 22b). Такой механизм, по всей видимости, тем не менее, не эффективен, поскольку канал излучательной рекомбинации, в исследованном диапазоне мощностей накачки, остается свободным, что следует из линейной зависимости интенсивности ФЛ от мощности возбуждения. Кроме всего прочего, если в ННК потенциал для носителей заряда имеет градиент вдоль ННК, то это может приводить к скоплению зарядов разных знаков в противоположных областях ННК.

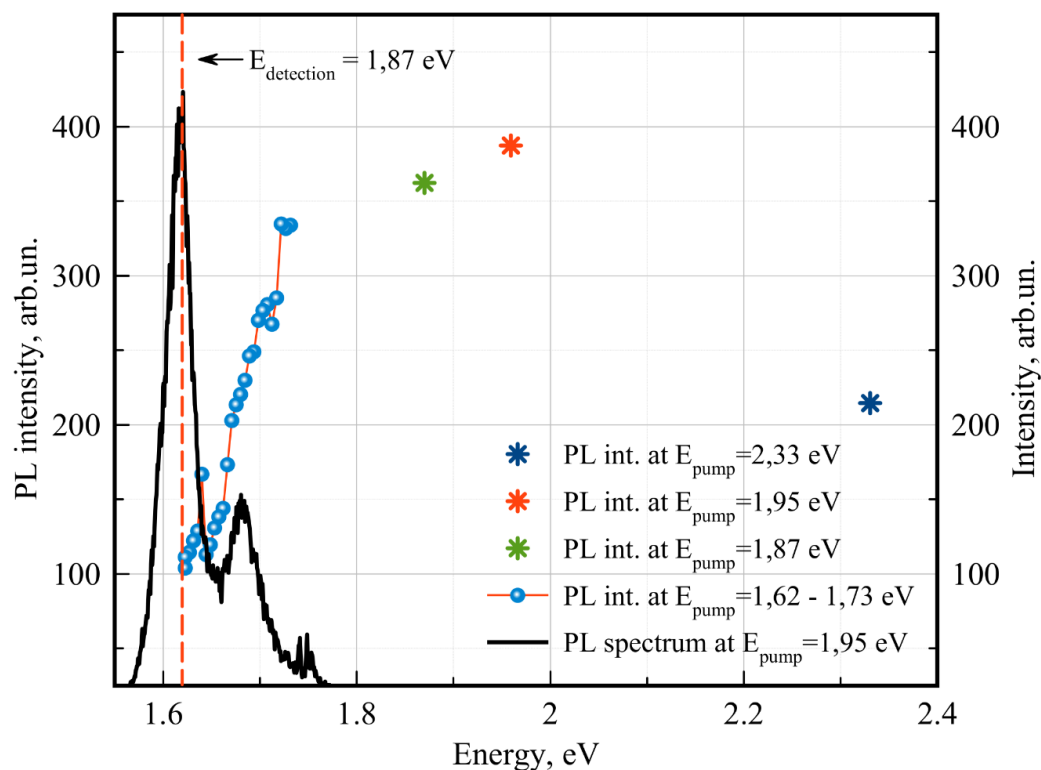


Рисунок 23. Спектр фотолюминесценции (синяя кивая) и возбуждения фотолюминесценции, зарегистрированный на пике интенсивности длинноволнового пика core  $E_{\text{det}}=1,87$  эВ (красная пунктирная кривая). Для накачки образца использовались пять различных лазерных источников: гелий-неоновый лазер с энергией излучения 1,95 эВ (красная звездочка), перестраиваемый титан-сапфировый лазер с энергиями излучения в диапазоне 1,62-1,73 эВ (синие круги), полупроводниковые лазеры с энергиями 1,87 эВ (зеленая звездочка) и 2,33 эВ (синяя звездочка).

Для определения плотности электронных состояний было проведено исследование спектра возбуждения ФЛ. На рисунке 23 представлен такой спектр. Сигнал, пропущенный через двойной монохроматор Jobin Yvon U1000, попадал на лавинный фотодиод Laser Components COUNT-NIR, работающий в режиме счета фотонов, который был подключен к счетчику Stanford Research SR400. Энергия детектирования выбиралась после первичного анализа спектров ФЛ, где выбиралась нижайшая энергетическая область излучения ансамбля ННК и составляла величину  $E_{\text{det}} = 1,87$  эВ, соответствующую длинноволновому пику интенсивности ФЛ ансамбля ННК. Источниками накачки служили полупроводниковые лазеры с энергиями излучения 1,87 и 2,33 эВ, гелий-неоновый лазер с энергией 1,95 эВ, титан-сапфировый лазер, перестраиваемый в диапазоне энергий от 1,62 до 1,73 эВ. Из анализа спектра возбуждения ФЛ можно сделать вывод, что состояния core и shell связаны. Это следует из того, что при накачке в пик shell интенсивность фотолюминесценции из состояния

core возрастает, что означает, что фотовозбужденные носители заряда сваливаются на нижайшее энергетическое состояние и высвечиваются в core.

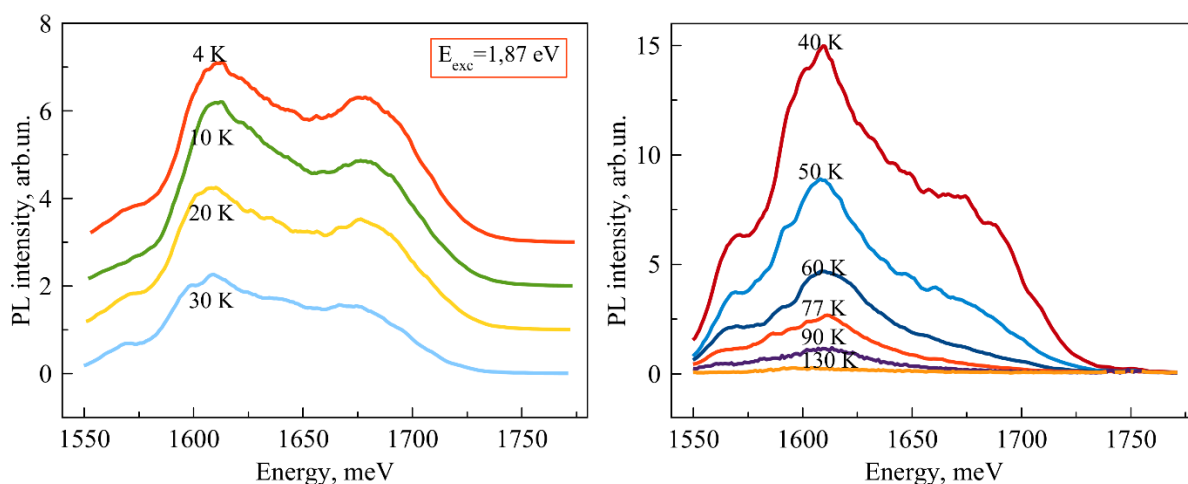


Рисунок 24. Температурная зависимость спектров ФЛ.

На рисунке 24 представлена температурная зависимость спектров ФЛ, измеренная от ансамбля  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  ННК. Из рисунка видно, что длина волны излучения практически не меняется для обоих пиков вплоть до температуры 40 К. Дальнейшее изменение положения максимума пика Core, происходит смещение в длинноволновую (красную) область спектра и составляет 1/3 от их полуширины., а излучение пика shell стремительно затухает после нагрева образца выше 40 К.

На основе того, что были проведены подробные мощностные и температурные исследования спектров фотолюминесценции структуры core/shell. Построены зависимости интенсивности пиков и их положений от мощности оптической накачки. В целом работа была направлена на расширение понимания энергетической структуры ННК  $\text{AlGaAs}$  для того, чтобы приступить к исследованию более сложной структуры – ННК  $\text{AlGaAs}$  с помещенную в него квантовую точку  $\text{GaAs}$ .

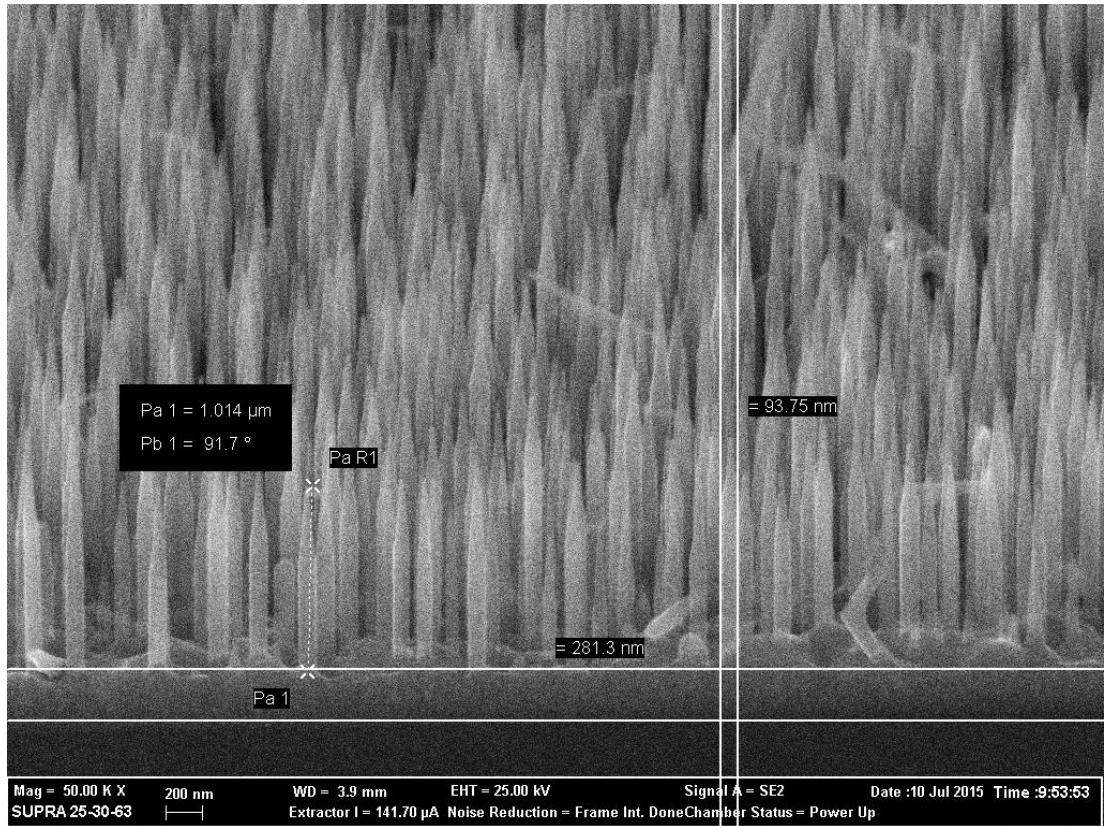


Рисунок 25. СЭМ сделанная для ансамбля НК AlGaAs с концентрацией алюминия 30% с помещенной внутрь квантовой точкой GaAs [21].

На данном этапе мы уже провели исследование одной из таких структур, а именно – ансамбль нановискеров AlGaAs, с номинальным содержанием алюминия 30%, с помещенной внутрь квантовой точкой GaAs (рис. 25). Также нами была измерена величина спектров люминесценции при разных мощностях накачки (рис. 26).

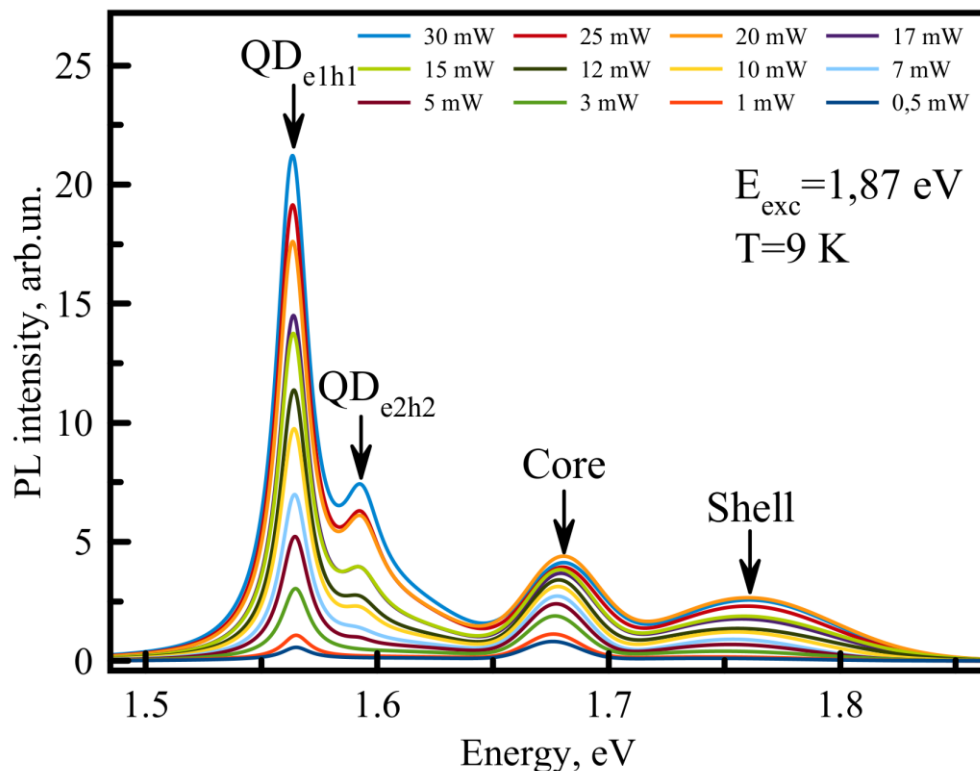


Рисунок 26. Спектры фотолюминесценции ансамбля ННК AlGaAs с помещенной в них квантовой точкой GaAs при различных мощностях накачки.

Из спектров фотолюминесценции ННК AlGaAs с выращенной в них квантовой точкой GaAs (рис. 26), видна явно различимая четырехпиковая структура, самый низкоэнергетичный и самый интенсивный пик соответствует излучению квантовой точки GaAs (на рисунке обозначена как QD – quantum dot), сателлит, который находится по энергии выше, чем QD, мы интерпретируем как первое возбужденное состояние, когда оптическое возбуждение носителей заряда соответствует переходу e2h2 (рис. 27), мы предполагаем, что при увеличении мощности оптической накачки, мы сможем достигнуть излучения не только перехода e2h2, но и e3h3 и т.д [51]. Два последующих пика соответствуют нашему ансамблю ННК AlGaAs, в частности core и shell соответственно.

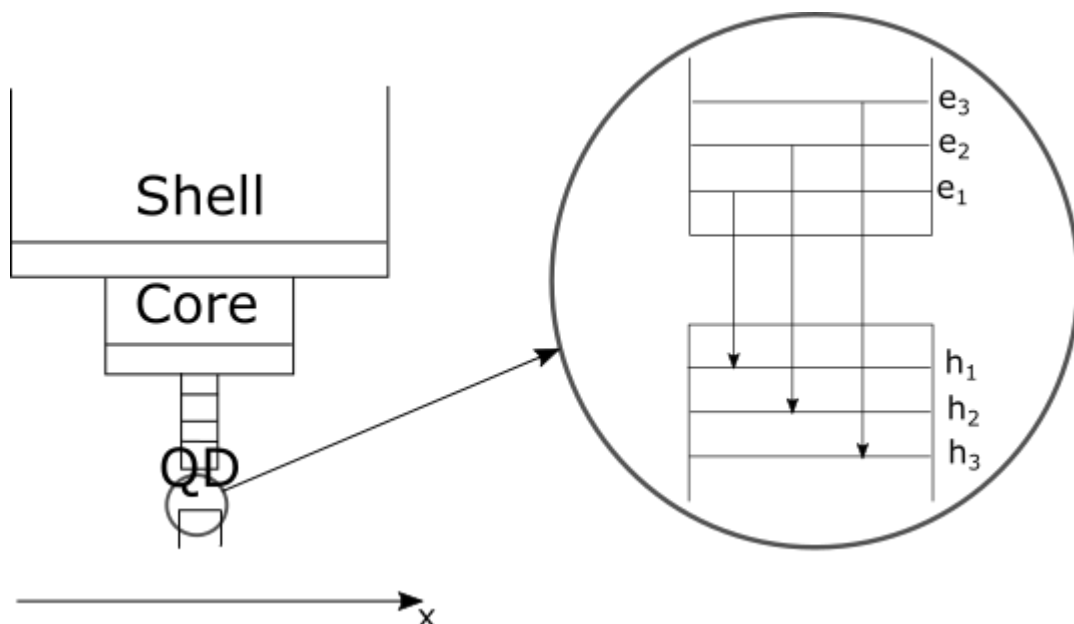


Рисунок 27. Схематическое изображение возбужденных состояний в рамках зонной структуры ННК AlGaAs с помещенной внутрь квантовой точкой GaAs.

Далее полученные спектры люминесценции были аппроксимированы набором пиковых функций (гауссианы для ансамбля ННК и лоренцианы для квантовой точки) и построены следующие зависимости. Из этого мы заключили, что ансамбль исследуемых нами ННК имеет разброс по размерам кристаллов в массиве, за счет чего это неоднородное уширение описывается распределением Гаусса, но случае с квантовыми точками, мы имеем очень четкие лоренсианы, что свидетельствует о том, что точки в своем массиве обладают очень хорошей однородностью по размерам. Зависимости интенсивностей пиков ФЛ core и shell от мощности возбуждения при энергии накачки  $E_{exc} = 1,87$  эВ (рис. 28).

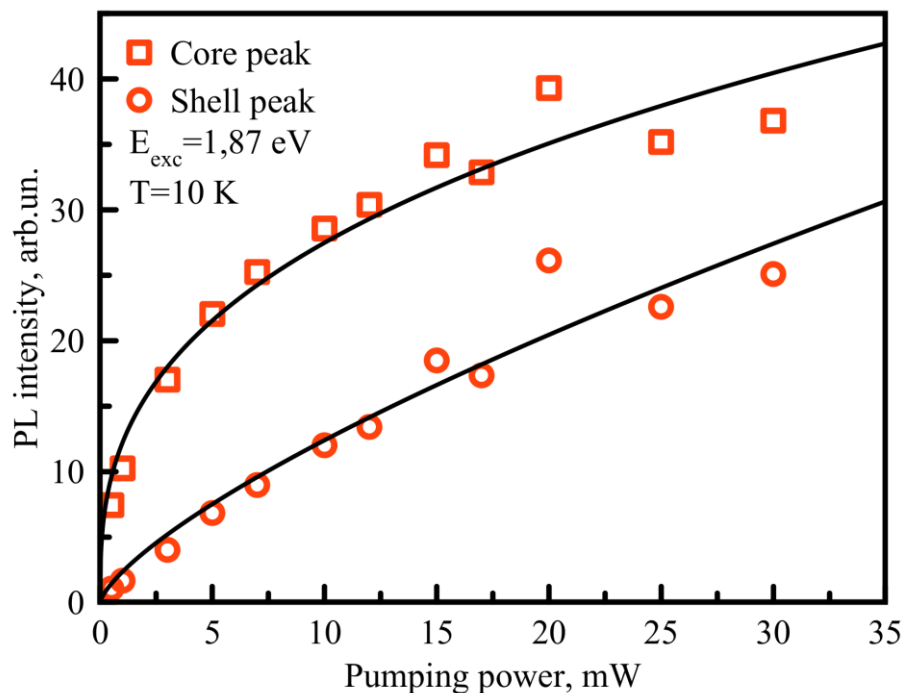


Рисунок 28. Зависимости интенсивностей пиков ФЛ core и shell в ННК AlGaAs с помещенной внутрь КТ GaAs от мощности возбуждения при энергии накачки  $E_{exc} = 1,87 \text{ эВ}$ .

Как видно из этих рисунков интенсивности обоих пиков растут квадратичным образом с ростом мощности оптического возбуждения для обоих источников накачки. Такая зависимость свидетельствует о том, что при увеличении мощности начинают открываться каналы безызлучательной рекомбинации.

Также были построены зависимость интенсивностей пиков от мощности для квантовой точки, помещенной в ННК AlGaAs (рис. 29).



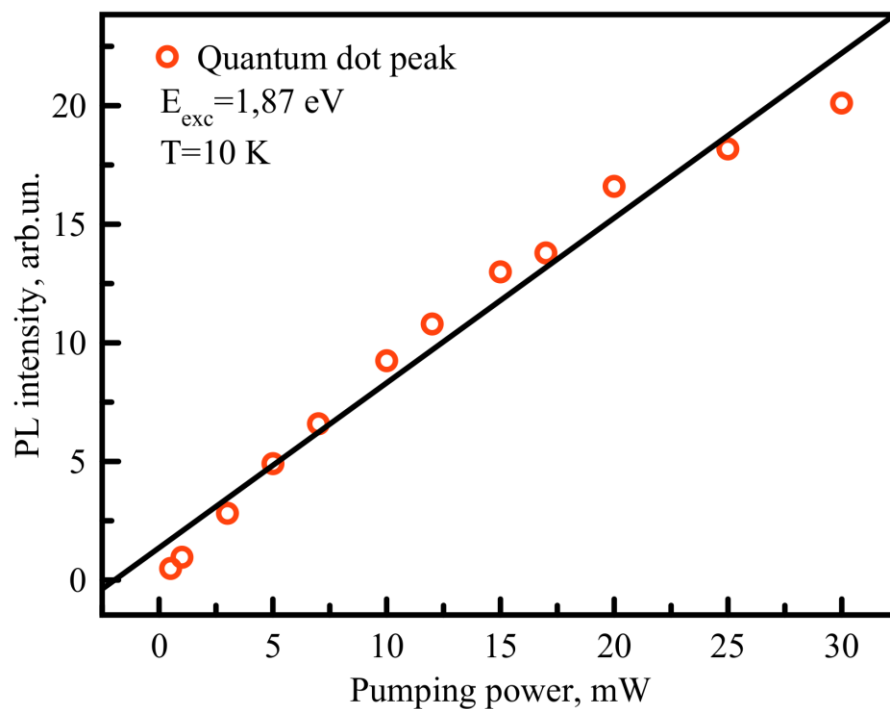


Рисунок 29. Зависимости интенсивностей пиков ФЛ в КТ GaAs от мощности возбуждения при энергии накачки  $E_{exc} = 1,87 \text{ эВ}$ .

Интенсивность люминесценции растет линейно, что характерно для квантовых точек хорошего качества, все фоторожденные носители рекомбинируют и высвечиваются с высокой интенсивностью.

Зависимости положений пиков фотолюминесценции из НК AlGaAs со структурой core/shell с помещенной внутрь квантовой точкой GaAs от мощности возбуждения при энергии накачки  $E_{exc} = 1,87 \text{ эВ}$  (рис. 30).

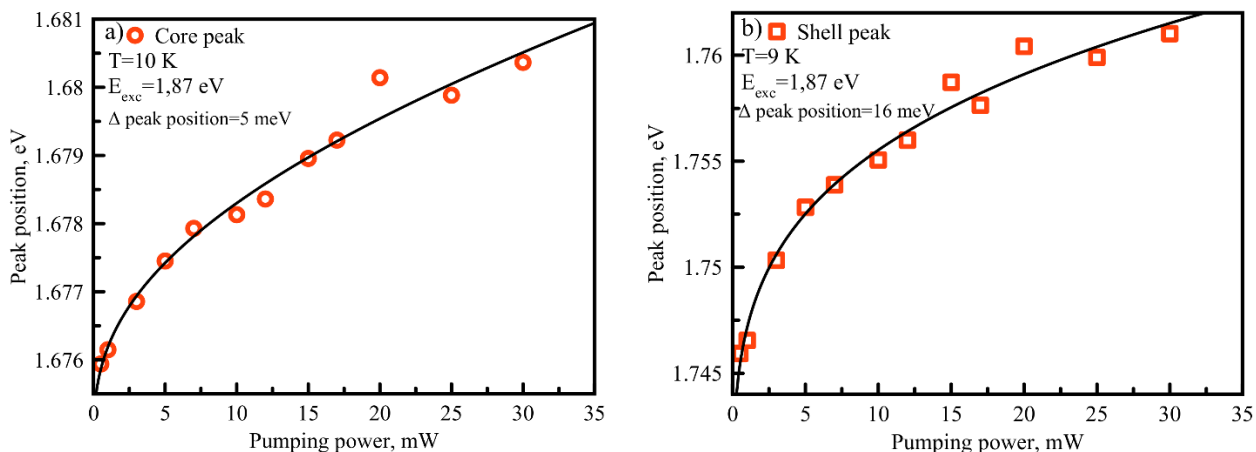


Рисунок 30. Зависимости положений пиков ФЛ ННК AlGaAs от мощности накачки. (a) длинноволновый core пик при  $E_{\text{exc}} = 1,87\text{ эВ}$  (b) коротковолновый shell пик при  $E_{\text{exc}} = 1,87\text{ эВ}$ .

Из рисунка 30 видно, что при увеличении мощности оптического возбуждения положения пиков ФЛ для core и shell смещаются коротковолновую (синюю) область спектра.

Продолжая анализировать полученные спектры, были построена зависимость положения пика для квантовой точки GaAs от мощности накачки (рис. 31).

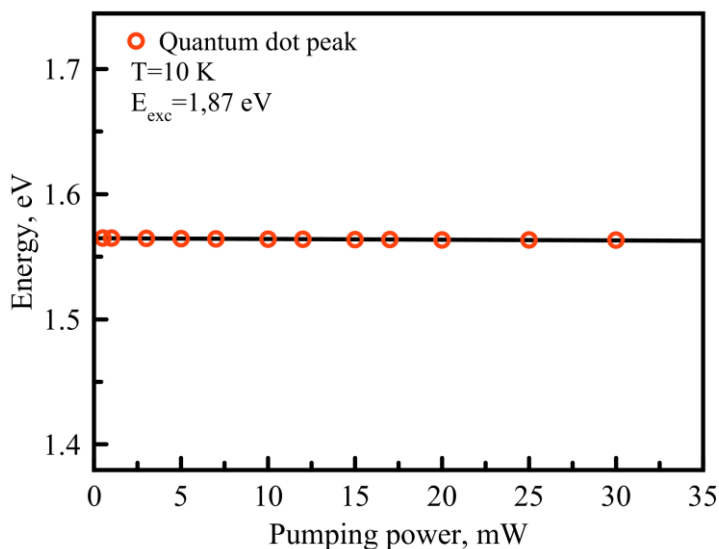


Рисунок 31. Зависимость положения пика ФЛ квантовой точки GaAs от мощности накачки при энергии накачки 1,87 эВ.

Из рисунка 31 следует, что положение спектра люминесценции квантовой точки GaAs, помещенной в ННК AlGaAs, не меняется с ростом мощности оптической накачки, что характерно для сильно локализованных состояний.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Серия проведенных исследований позволила выявить основные особенности излучения света в ансамблях  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  ННК. Основной особенностью данного ансамбля нанопроволок является тот факт, что кристаллическая структура полупроводника имеет симметрию вюрцита. Это приводит к образованию иной энергетической структуры и длинноволновому сдвигу энергии высвечивания более чем на 100 нм по сравнению с объемным материалом того же состава, имеющего кристаллическую структуру цинковой обманки. Результаты данных исследований позволяют сложить общую картину для построения зонной структуры полупроводникового материала  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , выращенного в кристаллической фазе вюрцита. Однако, проведенные исследования не позволили, в настоящее время, выявить проявлений эффекта размерного квантования носителей заряда, что вероятно обусловлено большим разбросом параметров ННК в ансамбле.

Были выявлены основные оптические свойства отдельно взятого ансамбля ННК  $\text{AlGaAs}$  с концентрацией алюминия 30% и ННК  $\text{AlGaAs}$  с той же концентрацией, но также с помещенной внутрь вискера квантовой точкой  $\text{GaAs}$ . Был обнаружен сдвиг фотолюминесценции исследуемых ННК в вюрцитной фазе на 0,25 эВ в красную область, относительно объемного полупроводника  $\text{AlGaAs}$  со структурой цинковой обманки, с тем же составом, что и в исследуемых нами ННК. Была выявлена связь ядра и оболочки с точки зрения пространственного туннелирования заряда. Из анализа экспериментальных данных были получены мощностные зависимости интенсивностей пиков, соответствующих энергиям переходом в ННК в ядре и оболочке и в квантовой точке. В образце без квантовой точки, линейный вид зависимости говорит о том, что в структуре не достигается безызлучательной рекомбинации, а в образце с квантовой точкой, напротив, виден порог насыщения каналов. Также были построены зависимости положений пиков от мощности оптического возбуждения. Обнаружен голубой сдвиг в образце без КТ, а в образце с точкой какой-либо сдвиг отсутствует.

В ближайшем будущем планируется провести ряд экспериментов, в первую очередь направленных на полное разрешение энергетической структуры исследуемых нами ННК. Из анализа кинетики ФЛ, будут определены скорости и времена рекомбинации экситонов в исследуемых структурах. По кинетике люминесценции также будет возможность определить тип разрыва зон в гетероструктуре, возникающего на границе интерфейса core/shell структуры в ННК.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Hyun J. K., Zhang S., Lauhon L. J. Highly transparent contacts to the 1D hole gas in ultra-scaled Ge/Si core/shell nanowires //Annu. Rev. Mater. Res. – (2013).T. 43:C. 21, 1-21.29.
2. Ng K. W., Ko W. S., Tran T. T. D., Chen. R., Nazarenko M. V., Lu F.; Dubrovskii V. G., Kamp M., Forchel A., Chang-Hasnain C. J. Single crystalline InGaAs Nanopillar Grown on Polysilicon with Dimensions beyond the Substrate Grain Size Limit //ACS Nano – (2013), T. 7, C. 100.
3. Mayer B., Rudolph D., Schnell J., Morkötter S., Winner J., Treu J., Müller K., Bracher G., Abstreiter G., Koblmüller G., Finley J. Nanoscale mapping of carrier recombination in GaAs/AlGaAs core-shell nanowires by cathodoluminescence imaging in a scanning transmission electron microscope //Nature Communications – (2013), T. 4, C. 2931.
4. Boland J. L., Conesa-Boj S., Parkinson P., Tütüncüoğlu G., Matteini F., Ruffer D., Casadei A., Amaduzzi F., Jabeen F., Davies C. L., Joyce H. J., Herz L. M., Fontcuberta i Morral A., Johnston M. Electron mobility limited by optical phonons in wurtzite InGaN/GaN core-shell nanowires //B. Nano Lett. – (2015), T. 15, C. 1336.
5. Heinrich J., Huggenberger A., Heindel T., Reitzenstein S., Höfling S., Worschech L., Forchel A. Single photon emission from positioned GaAs/AlGaAs photonic nanowires //Appl. Phys. Lett. – (2010), T.96, C. 211117.
6. Kats V. N., Kochereshko V. P., Platonov A. V., Chizhova T. V., Cirlin G. E., Bouravleuv A. D., Samsonenko Yu. B., Soshnikov I. P., Ubyivovk E. V., Bleuse J., Mariette H. Optical Study of GaAs quantum dots embedded into AlGaAs nanowires //Semicond. Sci. Technol. – (2012), T. 27, C. 015009.
7. Trukhin V. N., Bouravleuv A. D., Mustafin I. A., Kakko J. P., Huhtio T., Cirlin G. E., Lipsanen H. Generation of terahertz radiation in ordered arrays of GaAs nanowires //Appl. Phys. Lett. – (2015), T. 106, C. 252104.
8. Kang J. H., Gao Q., Joyce H. J., Tan H. H., Jagadish C.; Kim Y., Guo Y., Xu H., Zou J., Fickenscher M. A., Smith L. M., Jackson H. E., Yarrison-Rice J. M. Direct imaging of the spatial diffusion of excitons in single semiconductor nanowires //Cryst. Growth Des. – (2011), T. 11, C. 3109.
9. Tomioka K., Kobayashi Y., Motohisa J., Hara S., Fukui T. High yield of self-catalyzed GaAs nanowire arrays grown on silicon via gallium droplet positioning //Nanotechnology – (2009), T. 20, C. 145302.
10. Chen C., Shehata S., Fradin C., LaPierre R. R., Couteau C., Weihs G. Multiple quantum well AlGaAs nanowires//Nano Lett. – (2007), T. 7, C. 2584.

11. Lim S. K., Tambe M. J., Brewster M. M.; Gradečak S. Controlled growth of ternary alloy nanowires using metalorganic chemical vapor deposition //Nano Lett. – (2008), T. 8, C. 1386.
12. Mohseni P. K., Behnam A., Wood J. D., English C. D., Lyding J. W., Pop E., Li X. In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As nanowires growth on graphene: van der Waals epitaxy induced phase segregation //Nano Lett. – (2013), T. 13, C. 1153.
13. Guo Y.-N., Xu H.-Y., Auchterlonie G. J., Burgess T., Joyce H. J., Gao Q., Tan H. H., Jagadish C., Shu H.-B., Chen X.-S., Lu W., Kim Y.; Zou J. Quality of epitaxial InAs nanowires controlled by catalyst size in molecular beam epitaxy//Nano Lett. – (2013), T. 13, C. 643.
14. Zhang Y., Sanchez A. M., Wu J., Aagesen M., Holm J. V., Beanland R., Ward T., Liu H. Polarity-driven quasi-3-fold composition symmetry of self-catalyzed III-V-V ternary core-shell nanowires //Nano Lett. – (2015), T. 15, C. 3128.
15. Xu T., Dick K. A., Plissard S., Nguyen T. H., Makoudi Y., Berthe M., Nys J. P., Wallart X., Grandidier B., Caroff P. Composition modulation by twinning in InAsSb nanowires //Nanotechnology – (2012), T. 23, C. 095702.
16. Conesa-Boj S., Kriegner D., Han X.-L., Plissard S., Wallart X., Stangl J., Fontcuberta i Morral A., Caroff P. Gold-free ternary III-V antimonide nanowire arrays on silicon: twin-free down to the first bilayer//Nano Lett. – (2014), T. 14, C. 326.
17. Bryllert T., Wernersson L. E., Lowgren T., Samuelson L. Vertical wrap-gated nanowire transistors//Nanotechnology – (2006), T 17, C. 227.
18. Hochbaum A.I., Fan R., He R., Yang P. Controlled Growth of Si Nanowire Arrays for Device Integration//Nano Lett – (2005), T 5, C 457.
19. T. Martensson, P. Carlberg, M. Borgstrom, L. Montelius, W. Seifert, L. Samuelson. Nanowire arrays defined by nanoimprint lithography //Nano Lett. (2004), T 4,C 699.
20. Дубровский В.Г., Цырлин Г.Э., Устинов В.М. Нитевидные нанокристаллы на основе фосфидных соединений, полученные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на поверхности кремния //Физика и техника полупроводников. – (2009), Т. 43, С. 12.
21. Leandro L., Reznik R., Clement J. D., Repan J., Reanolds M., Ubyivovk E. V., Shtrom I. V., Cirlin G., Akopian N. Wurtzite AlGaAs nanowires//Scientific Reports. – (2020), T. 10, C. 735.
22. Leandro L., Gunnarsson C. P., Reznik R., Jons K. D., Shtrom I., Khrebtov A., Kasama T., Zwiller V., Cirlin G., Akopian N. Nanowire quantum dots turned to atomic resonances //Nano Lett. – (2018), T. 18, C. 7217-7221.
23. Jacobsson D. et al. Interface dynamics and crystal phase switching in GaAs nanowires //Nature – (2016), T.531, C. 317–322.
24. Harmand J.-C. et al. Atomic Step Flow on a Nanofacet. Atomic step flow on a nanofacet //Phys. Rev. Lett. – (2018) T. 121, C. 166101.

25. K. Haraguchi, T. Katsuyama, K. Hiruma. Polarization dependence of light emitted from GaAs p-n junctions in quantum wire crystals//J. Appl. Phys. – (1994), T 75, C 4220.
26. Z.H. Wu, M. Sun, X.Y. Mei, H.E. Ruda. Single photon emission from positioned GaAs/AlGaAs photonic nanowires//Appl. Phys. Lett. – (2004), T 85, C 657.
27. M.S. Gudiksen, J. Wang, C. Lieber. Size-Dependent Photoluminescence from Single Indium Phosphide Nanowires//J. Phys. Chem. B. – (2002), T 106, C 4036.
28. Y.S. Park, S.-H. Lee, J.-E. Ob, C.-M. Park, T.-W. Kang. Optical properties of GaN nanorods grown by molecular-beam epitaxy; dependence on growth time//J. Cryst. Growth. – (2005), T 282, C 313.
29. О.А. Неучева, А.А. Евстапов, Ю.Б. Самсоненко, Г.Э. Цырлин. Взаимодействие оптического излучения с массивом нитевидных кристаллов GaAs//Письма ЖТФ. – (2007), T 33 (21), C 56.
30. C. Ellstrom, W. Seifert, C. Pryor, L. Samuelson, M.-E. Pistol. Electronic structure of strained InP/Ga<sub>0.51</sub>In<sub>0.49</sub>P quantum dots//J. Phys.: Condens. Matter. – (2007), T 19, C 295 211.
31. R. X. Yan, D. Gargas, and P. D. Yang, “Nanowire photonics,”//Nature Photon. – (2009), T. 3, C. 569–576.
32. K. Tomioka, J. Motohisa, S. Hara, K. Hiruma, and T. Fukui, “GaAs/AlGaAs core multishell nanowire-based light-emitting diodes on Si,”//Nano Lett. – (2010), T. 10, C. 1639–1644.
33. S.Vandenbrouck, K. Madjour, D. Theron, Y. J. Dong, Y. Li, C.M. Lieber, and C. Gaquiere, “12 GHz F-MAX GaN/AlN/AlGaN nanowire MISFET,”//IEEE Electron Device Lett. – (2009), T. 30, C. 322–324.
34. M. Egard, S. Johansson, A. C. Johansson, K. M. Persson, A. W. Dey, B. M. Borg, C. Thelander, L. E. Wernersson, and E. Lind, “Vertical InAs nanowire wrap gate transistors with  $f(t) > 7$  GHz and  $f(\text{Max}) > 20$  GHz,”//Nano Lett. – (2010), T. 10, C. 809–812.
35. Y. B. Tang, Z. H. Chen, H. S. Song, C. S. Lee, H. T. Cong, H. M. Cheng, W. J. Zhang, I. Bello, and S. T. Lee, “Vertically aligned p-type singlecrystalline GaN nanorod arrays on n-type Si for heterojunction photovoltaic cells,”//Nano Lett. – (2008), T. 8, C. 4191–4195.
36. J. A. Czaban, D. A. Thompson, and R. R. LaPierre, “GaAs core-shell nanowires for photovoltaic applications,”//Nano Lett. – (2009), T. 9, C. 148–154.
37. B. P. Timko, T. Cohen-Karni, Q. Qing, B. Z. Tian, and C. M. Lieber, “Design and implementation of functional nanoelectronic interfaces with biomolecules, cells, and tissue using nanowire device arrays,”//IEEE Trans. Nanotechnol. – (2010), T. 9, C. 269–280.
38. C. Prinz, W. H. Allstrom, T. M. Artensson, L. Samuelson, L. Montelius, and M. Kanje, “Axonal guidance on patterned free-standing nanowire surfaces,”//Nanotechnol. – (2008), T. 19, C. 345101-1–345101-6.

39. P. D. Yang, R. X. Yan, and M. Fardy, "Semiconductor nanowire: What's next?"/*Nano Lett.* – (2010), T. 10, C. 1529–1536.
40. C. E. Linsmeier, C. N. Prinz, L. M. E. Pettersson, P. Caroff, L. Samuelson, J. Schouenborg, L. Montelius, and N. Danielsen, "Nanowire biocompatibility in the brain—Looking for a needle in a 3D stack,"/*Nano Lett.* – (2009), T. 9, C. 4184–4190.
41. M. D. Stiles and D. R. Hamann, "Ballistic electron transmission through interfaces,"/*Phys. Rev. B.* – (1988), T. 38, C. 2021–2037.
42. M. D. Stiles and D. R. Hamann, "Electron transmission through silicon stacking faults,"/*Phys. Rev. B.* – (1990), T. 41, C. 5280–5282.
43. J. N. Yang, G. W. Neudeck, and J. P. Denton, "Electrical effects of a single stacking fault on fully depleted thin-film silicon-on-insulator P-channel metal-oxide-semiconductor field-effect transistors,"/*J. Appl. Phys.* – (2002), T. 91, C. 420–426.
44. M. D. Schroer and J. R. Petta, "Correlating the nanostructure and electronic properties of InAs nanowires,"/*Nano Lett.* – (2010), T. 10, C. 1618–1622.
45. F. J. Lopez, E. R. Hemesath, and L. J. Lauhon, "Ordered stacking fault arrays in silicon nanowires,"/*Nano Lett.* – (2009), T. 9, C. 2774–2779.
46. M. Murayama and T. Nakayama, "Chemical trend of band offsets at wurtzite/zincblende heterocrystalline semiconductor interfaces,"/*Phys. Rev. B.* – (1994), T. 49, C. 4710–4724.
47. M. Mattila, T. Hakkarainen, M. Mulo, and H. Lipsanen, "Crystalstructure- dependent photoluminescence from InP nanowires,"/*Nanotechnology.* – (2006), T. 17, C. 1580–1583.
48. K. Pemasiri, M. Montazeri, R. Gass, L. M. Smith, H. E. Jackson, J. Yarrison-Rice, S. Paiman, Q. Gao, H. H. Tan, C. Jagadish, X. Zhang, and J. Zou, "Carrier dynamics and quantum confinement in type II ZBWZ InP nanowire homostructures,"/*Nano Lett.* – (2009), T. 9, C. 648–654.
49. N. Akopian, G. Patriarche, L. Liu, J. C. Harmand, and V. Zwiller, "Crystal phase quantum dots,"/*Nano Lett.* – (2010), T. 10, C. 1198–1201.
50. P. Caroff, K. A. Dick, J. Johansson, M. E. Messing, K. Deppert, and L. Samuelson, "Controlled polytypic and twin-plane superlattices in III-V nanowires,"/*Nature Nanotechnol.* – (2009), T. 4, C. 50–55.
51. J. Johansson, L. S. Karlsson, C. P. T. Svensson, T. Martensson, B. A. Wacaser, K. Deppert, L. Samuelson, and W. Seifert, "Structural properties of (111)B-oriented III-V nanowires,"/*Nature Mater.* – (2006), T. 5, C. 574–580.
52. A. I. Hochbaum, R. K. Chen, R. D. Delgado, W. J. Liang, E. C. Garnett, M. Najarian, A. Majumdar, and P. D. Yang, "Enhanced thermoelectric performance of rough silicon nanowires,"/*Nature.* – (2008), T. 451, C. 163–167.

53. A. L. Moore, S. K. Saha, R. S. Prasher, and L. Shi, “Phonon backscattering and thermal conductivity suppression in sawtooth nanowires,”//*Appl. Phys. Lett.* – (2008), T. 93, C. 083112-1–083112-3.
54. N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, D. G. Crane, Ed. Orlando, FL: Harcourt Brace Jovanovich, // *Solid State Physics* (1976), T 4 C 19.
55. C. Y. Yeh, Z. W. Lu, S. Froyen, and A. Zunger, “Prediction and systemizations of the zinc blende wurtzite structural energies in binary octet compounds,”//*Phys. Rev. B.* – (1992), T. 45, C. 12130–12133.
56. T. Ito, “Simple criterion for wurtzite-zinc-blende polytypism in semiconductors,”//*Jpn. J. Appl. Phys. Part 2-Lett.* – (1998), T. 37, C. L1217– L1220.
57. T. Akiyama, K. Sano, K. Nakamura, and T. Ito, “An empirical potential approach to wurtzite-zinc-blende polytypism in group III-V semiconductor nanowires,”//*Jpn. J. Appl. Phys. Part 2-Lett. Expr. Lett.* – (2006), T. 45, C. L275–L278.
58. D. Spirkoska, J. Arbiol, A. Gustafsson, S. Conesa-Boj, F. Glas, I. Zardo, M. Heigoldt, M. H. Gass, A. L. Bleloch, S. Estrade, M. Kaniber, J. Rossler, F. Peiro, J. R. Morante, G. Abstreiter, L. Samuelson, and A. F. I. Morral, “Structural and optical properties of high quality zincblende/wurtzite GaAs nanowire heterostructures,”//*Phys. Rev. B.* – (2009), T. 80, C. 245325-1–245325-9.
59. N. Akopian, G. Patriarche, L. Liu, J. C. Harmand, and V. Zwiller, “Crystal phase quantum dots,”//*Nano Lett.* – (2010), T. 10, C. 1198–1201.
60. Mattila, M.; Hakkarainen, T.; Lipsanen, H.; Jiang, H.; Kauppinen, E. I. // *Appl. Phys. Lett.* – (2007), T 90, C. 033101.
61. Gudiksen M. S., Lauhon L. J., Wang J., Smith D. C., Lieber C. M. Growth of nanowire superlattice structures for nanoscale photonics and electronics // *Nature* – (2002), T. 415, C. 617–620.
62. Algra R. E. et al. Twinning superlattices in indium phosphide nanowires // *Nature* – (2008), T. 456, C. 369–372.
63. Akopian N., Patriarche G., Liu L., Harmand J.-C. & Zwiller V. Crystal phase quantum dots // *Nano Lett.* – (2010), T. 10, C. 1198–1201.
64. Vainorius N. et al. Confinement in thickness-controlled GaAs polytype nanodots // *Nano Lett.* – (2015), T. 15, C. 2652–2656.
65. Hoang T. B. et al. Observation of free exciton photoluminescence emission from single wurtzite GaAs nanowires // *Appl. Phys. Lett.* – (2009), T. 94, C. 133105.
66. Ketterer B., Heiss M., Uccelli E., Arbiol J. & i Morral A. F. Untangling the electronic band structure of wurtzite GaAs nanowires by resonant Raman spectroscopy // *ACS Nano* – (2011), T. 5, C. 7585–7592.



67. Leandro L. et al. Nanowire Quantum Dots Tuned to Atomic Resonances //Nano Lett. – (2018), T. 18, C. 7217–7221.
68. Shtrom I. V. et al. Structural and Optical Properties of Wurtzite AlGaAs Nanowires Grown by MBE on Si(111) Substrate //Semiconductors – (2018), T. 52, C. 2146–2148.
69. Dubrovskii V. G. et al. Origin of spontaneous core–shell AlGaAs nanowires grown by molecular beam epitaxy //Cryst. Growth Des. – (2016), T. 16, C. 7251–7255.
70. Zhou H. L. et al. Wurtzite GaAs/AlGaAs core-shell nanowires grown by molecular beam epitaxy. //Nanotechnology – (2009), T. 20, C. 415701.
71. Moewe M., Chuang L. C., Crankshaw S., Chase C. & Chang-Hasnain C. Atomically sharp catalyst-free wurtzite GaAs/AlGaAs nanoneedles grown on silicon. //Appl. Phys. Lett. – (2008), T. 93, C. 023116.