

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ

---

На правах рукописи

Кайбышев Вадим Халитович

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭКСИТОНОВ С ОПТИЧЕСКИМИ ФОНОНАМИ  
И ШЕРОХОВАТОСТЯМИ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА В КВАНТОВЫХ ЯМАХ И  
НАНОПРОВОЛОКАХ ZnCdSe/ZnSe

(специальность 01.04.10 - физика полупроводников)

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург

2007

Работа выполнена в Физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе РАН

- Научный руководитель: доктор физико-математических наук,  
В.В. Травников
- Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,  
профессор В.А. Кособукин  
доктор физико-математических наук,  
профессор Д.Л. Федоров
- Ведущая организация: НИИ Физики им. В.А. Фока Санкт-Петербургского государственного университета

Защита состоится \_\_\_\_\_ 2007 г. в \_\_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета К 002.205.02 при Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН по адресу:

194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., д.26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН.

Автореферат разослан \_\_\_\_\_ 2007 г.

Ученый секретарь диссертационного совета К 002.205.02

кандидат физико-математических наук

Г.С. Куликов



### ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

*Актуальность темы.* Полупроводниковые структуры с пониженной размерностью, такие как квантовые ямы, квантовые проволоки и квантовые точки, являются в настоящее время одним из основных объектов исследований в физике полупроводников. Практическое использование таких структур с одной стороны выдвигает задачу всестороннего изучения общих закономерностей протекающих в них процессов, а с другой стороны ставит задачу развития методов характеризации создаваемых структур. Решать указанные задачи, в числе прочих, позволяют методы оптической спектроскопии. Одним из эффективных методов оптической спектроскопии является исследование спектров вторичного свечения, возникающих при резонансном возбуждении. Такие исследования дают возможность получать информацию о структуре электронной и решеточной подсистем, о механизмах взаимодействия этих подсистем между собой, а также о механизмах взаимодействия подсистем с внешним электромагнитным полем.

При монохроматическом лазерном возбуждении в области экситонных резонансов наблюдаемые спектры вторичного свечения возникают в результате взаимодействия возбуждаемых экситонов с решеточными колебаниями. В квантово-размерных структурах участие в формировании наблюдаемых спектров могут принимать как распространенные, так и локализованные экситонные состояния, как фононные моды барьера, так и фононные моды ямы. Возможность одновременного участия перечисленных состояний и мод в процессах, формирующих вторичное свечение, является, по-видимому, причиной имеющейся в литературе неоднозначной интерпретации наблюдаемых спектров. Кроме того, неоднозначность интерпретации связана и с возможностью формирования экситон-фононных линий в наблюдаемых спектрах вторичного свечения через механизмы рамановского рассеяния или механизмы горячей люминесценции. В этой связи возникает необходимость выполнения исследований, в которых выбор условий экспериментов и характера анализа полученных данных создавали бы предпосылки для надежной интерпретации особенностей наблюдаемых спектров вторичного свечения.

В структурах с квантовыми ямами и проволоками существенное влияние на наблюдаемые оптические спектры оказывают флуктуации толщины ям (quantum well roughness). Исследованию влияния разупорядочения, связанного с шероховатостями границ раздела, на оптические спектры полупроводниковых структур посвящено большое

число работ (см., например, работы [1-5] и ссылки в них). В этих работах рассматривалось, в основном, влияние флуктуаций ширины ям на излучательные экситонные состояния, которые могут непосредственно взаимодействовать с внешним электромагнитным полем и которые в результате этого дают основной вклад в наблюдаемые оптические спектры. Шероховатые границы раздела за счет нарушения закона сохранения волнового вектора могут приводить к участию в формировании наблюдаемых спектров безызлучательных (нерадиационных) экситонных состояний с большими волновыми векторами [6]. Среди работ, в которых рассматривалось участие экситонов с большими волновыми векторами в формировании наблюдаемых спектров, можно отметить лишь работы [7-9]. В этих работах, посвященных исследованию рамановского рассеяния в квантово-размерных структурах, рассматривалось участие в формировании наблюдаемых линий рассеяния дополнительных упругих процессов рассеяния на шероховатостях – процессов, которые приводят к участию в качестве промежуточных состояний экситонов с большими волновыми векторами. Естественно ожидать, что рассеяние на шероховатостях с образованием безызлучательных экситонов должно оказывать влияние не только на процесс рамановского рассеяния, но и на другие оптические процессы и прежде всего, например, на процесс поглощения света. Однако соответствующих исследований, насколько нам известно, до сих пор не проводилось. Вместе с тем, такие исследования представляются весьма важными, поскольку они могут позволить получить информацию как о геометрии интерфейсных поверхностей границ раздела, так и о структуре экситонных зон в области больших волновых векторов.

Цель данной работы заключалась в исследовании природы наблюдаемых экситон-фононных линий и в отождествлении фононных состояний, участвующих в формировании наблюдаемых линий в спектрах вторичного свечения квантовых ям и открытых нанопроволок ZnCdSe/ZnSe. Кроме того, целью представляемой работы было исследование влияния шероховатостей границ раздела на экситонные спектры квантовых ям и нанопроволок.

#### Научная новизна работы.

В предлагаемой диссертации получены новые научные результаты, касающиеся процессов формирования оптических спектров вторичного свечения квантовых ям и нанопроволок.

1) Показано, что экситон-фононные линии, наблюдаемые в низкотемпературных спектрах вторичного свечения квантовых ям и нанопроволок ZnCdSe/ZnSe формируются как через механизм

- рамановского рассеяния, так и через механизм горячей люминесценции.
- 2) На основании количественного расчета энергии оптических фононов для компонент биаксиально напряженной структуры  $\text{Zn}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Se}/\text{ZnSe}$  выполнен анализ вклада фононов ямы или барьера в формирование наблюдаемых линий рамановского рассеяния и горячей люминесценции.
- 3) Обнаружен канал экситонного поглощения в квантовых ямах приводящий к возбуждению безызлучательных экситонов с большими волновыми векторами. Показано, что поглощение возникает за счет упругих процессов рассеяния экситонов на шероховатостях границ раздела, обусловленных наличием на них ступенек роста.
- 4) Показано, что в исследованных квантовых ямах  $\text{ZnCdSe}/\text{ZnSe}$  обнаруженное поглощение имеет анизотропный характер: в результате поглощения генерируются в основном экситоны с волновыми векторами, ориентированными вдоль оси  $[011]$  и дипольными моментами, выстроенными по оси  $[0\bar{1}1]$ . Возникающее при поглощении света выстраивание экситонов является причиной наблюдаемой преимущественной поляризации люминесценции вдоль оси  $[0\bar{1}1]$ .
- 5) Обнаружена аномальная анизотропия резонансного рамановского рассеяния на продольных оптических фононах в открытых нанопроволоках  $\text{ZnCdSe}/\text{ZnSe}$ . Показано, что анизотропия рассеяния обусловлена анизотропией экситон-фотонного взаимодействия и анизотропией процессов упругого рассеяния на шероховатостях.

Практическая значимость ценность работы заключается в установлении механизмов формирования резонансных экситон-фононных линий, а также механизмов оптических переходов, в которых дополнительно участвуют процессы рассеяния экситонов на шероховатостях границ раздела в квантово-размерных структурах. Полученные результаты могут быть использованы для диагностики качества выращиваемых структур и, в частности, для диагностики качества интерфейсных границ раздела.

Основные научные положения, выносимые на защиту:

- 1) При резонансном возбуждении вблизи основного экситонного состояния квантовых ям и нанопроволок  $\text{ZnCdSe}/\text{ZnSe}$  при гелиевых температурах наблюдаемые экситон-фононные линии формируются как через механизм рамановского рассеяния, так и через механизм горячей люминесценции. При комнатной температуре рамановское рассеяние является основным процессом формирования резонансных экситон-фононных линий вторичного свечения.
- 2) При возбуждении в области основного экситонного состояния ямы

ZnCdSe рамановское рассеяние происходит через промежуточные состояния свободных экситонов с участием продольных оптических фононов напряженного слоя ZnCdSe из центра зоны Бриллюэна. При возбуждении ниже экситонного резонанса слоя ZnCdSe заметный вклад в наблюдаемые линии рамановского рассеяния дают процессы резонансного рассеяния через состояния локализованных экситонов с участием LO фононов с большими волновыми векторами из периферических участков зоны Бриллюэна.

3) Упругие процессы рассеяния на шероховатостях границ раздела квантовой ямы приводят к появлению канала поглощения света, в результате которого возбуждаются безызлучательные экситоны с большими волновыми векторами.

4) В квантовой яме ZnCdSe/ZnSe, выращенной вдоль высоко симметричного направления  $[100]$ , преимущественное распределение ступенек роста вдоль оси  $[011]$  на интерфейсных границах раздела приводит к анизотропии непрямого возбуждения безызлучательных экситонов. В результате упругих процессов возбуждаются в основном экситоны с волновыми векторами вдоль оси  $[011]$ . Различие вероятности упругого рассеяния для дырок Р-типа, оси волновых функций которых ориентированы вдоль или поперек оси  $[011]$  приводит к преимущественному выстраиванию дипольных моментов возбуждаемых экситонов вдоль направления  $[011]$ .

5) Поляризационная анизотропия резонансного рамановского рассеяния на продольных оптических фононах открытых нанопроволок ZnCdSe/ZnSe обусловлена анизотропией экситон-фотонного взаимодействия и анизотропией упругого рассеяния экситонов на шероховатостях.

*Апробация результатов работы.* Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на V Российской конференции по физике полупроводников (Нижний Новгород, 2001), на международных конференциях: Nanostuctures: Physics and Technology, (Санкт-Петербург 2001, 2003), а также на семинарах в Физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе. Основные результаты диссертации опубликованы в 6 статьях в научных журналах, а также в материалах 3 конференций.

*Объем и структура работы.*

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитируемой литературы. Работа содержит 141 страницу, 44 рисунка, 105 библиографических ссылок.

## КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ.

Во **введении** обоснована актуальность работы, сформулирована цель исследования, отмечены научная новизна и практическая значимость работы, указаны конференции, на которых проводилась апробация работы, приведены положения, выносимые на защиту и список печатных работ, в которых опубликованы результаты диссертации.

**Глава 1** содержит обзор литературы, посвященной исследованию экситонных и фононных состояний в кристаллах ZnSe, ZnCdSe и низкоразмерных структурах на их основе. В частности, рассмотрено влияние эффекта размерного квантования и эффекта напряжения на энергетические спектры указанных состояний. Кратко проанализированы работы, посвященные исследованию поляритонных состояний в квантовых ямах (КЯ). Представлены результаты работ, посвященных экспериментальному и теоретическому исследованию экситонных состояний в оптических спектрах квантово-размерных структур ZnCdSe/ZnSe. Проанализированы работы, в которых исследовались резонансные экситон-фононные линии этих структур. Обсуждается влияние дефектов КЯ на их оптические спектры. Особое внимание уделено работам, в которых рассматривается влияние шероховатостей границ раздела на оптические спектры структур. В конце главы на основании анализа литературных данных формулируются цели исследования.

**Глава 2** посвящена описанию использованных экспериментальных методик. Изложены особенности измерения поляризационных характеристик излучения. Приводится описание исследованных образцов. Исходные структуры ZnCdSe/ZnSe с одиночной КЯ выращивались на подложке GaAs (100) методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Основные эксперименты выполнялись на образце, в котором КЯ толщиной 5 нм с 13%-м содержанием Cd помещалась между буферным (25 нм) и верхним (20 нм) слоями барьеров ZnSe. Структуры с проволоками создавались на части поверхности исходных образцов методом интерференционной литографии с последующим реактивным ионным травлением вплоть до подложки GaAs. Ось проволок была ориентирована вдоль кристаллографического направления  $[0\bar{1}1]$ . Поперечная ширина проволок равнялась  $L \sim 70$  нм, а расстояние между ними  $\sim 180$  нм. В спектрах люминесценции проволок не было обнаружено коротковолнового сдвига за счет одномерного квантования, поэтому для исследованных структур используется термин нанопроволоки (НП), а не квантовые проволоки. После травления структуры не подвергались последующим технологическим воздействиям и поэтому исследуемые образцы

представляли собой открытые нанопроволоки. Основные эксперименты проводились при T~8K.

**Глава 3** содержит изложение результатов исследования низкотемпературных спектров резонансного вторичного свечения НП и КЯ ZnCdSe/ZnSe. Основное внимание уделялось исследованию формы и интенсивности наблюдаемых спектров от энергии возбуждающего света  $E_{ex}$ . На рис.1 представлены спектры вторичного свечения НП, полученные при разных  $E_{ex}$ . Стрелкой  $E_{1H}$  отмечена энергия, соответствующая основному экситонному состоянию (тяжелый экситон). Самой интенсивной компонентой спектров являлась линия 1LO, соответствующая рассеянию на продольном оптическом фононе. В спектрах также присутствовали линии *a, b, c*, положение максимумов которых определяется выражением  $E_{em_i} = E_{ex} - \omega_i$ , где  $i = a, b, c$ , а энергии фононных компонент  $\omega_a, \omega_b, \omega_c$  равны соответственно 24.8 мэВ, 26.4 мэВ и 28.4 мэВ. Линии *a, b, c* наблюдаются только в тех энергетических областях, для которых фон люминесценции имеет заметную интенсивность. Максимальная

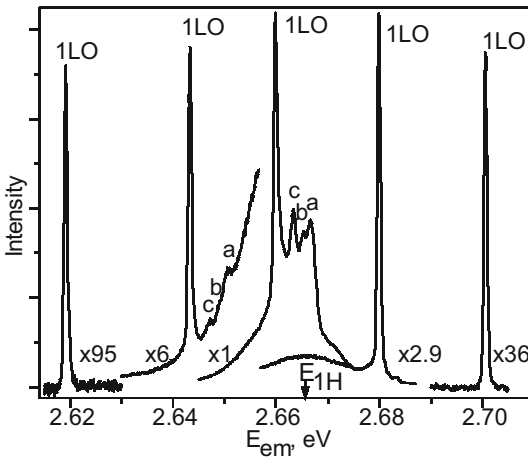


Рис.1 Спектры вторичного свечения нанопроволок при разных энергиях возбуждения.

температуре в спектрах остаются лишь LO линии.

Путем вычитания интенсивности фоновой люминесценции были получены спектры, соответствующие “чистым” экситон-фононным переходам. Полученные “чистые” спектры путем математической обработки были разложены на отдельные фононные компоненты. Для всех

интенсивность фонового и з л у ч е н и я люминесценции и линий *a, b, c* наблюдается для энергий излучения вблизи резонанса  $E_{1H}$  (спектр 3). При возбуждении вдали от резонанса интенсивность фона люминесценции пренебрежимо мала, и в спектрах наблюдаются только LO линии (спектры 1 и 5 на рис.1). При увеличении температуры эксперимента относительная интенсивность *a, b, c* линий уменьшается, и при комнатной



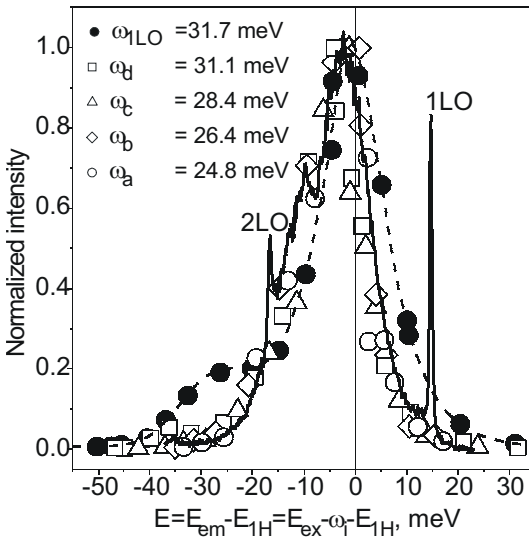


Рис.2 Резонансные профили экситон-фононных компонент. Штриховой кривой выделено поведение 1LO компоненты. Сплошной линией представлен спектр люминесценции для  $E_{ex} = 2.712 \text{ eV}$ .

Учитывая это, а также факт отсутствия температурного тушения, 1LO линия интер-претируется как линия рамановского рассеяния, в формировании которой принимают участие дополнительные процессы упругого рассеяния на шероховатостях границ раздела. Профили *a-d* компонент, как видно из рис.2, одинаковы и по форме совпадают с контуром полосы люминесценции, соответствующей излучению локализованных экситонов основного состояния. На основании анализа формы профилей для *a-d* компонент, а также с учетом их исчезновения с повышением температуры, эти компоненты отождествляются с линиями горячей люминесценции, возникающими за счет  $\delta$ -образной неравновесной заселенности локализованных состояний создаваемой при монохроматическом возбуждении с участием соответствующих оптических фононов.

На рис.3 представлены результаты количественного анализа энергии оптических фононов, которые могут участвовать в формировании наблюдаемых экситон-фононных линий. В левой части рис.3 указаны фононные энергии, соответствующие объемным кристаллам ZnSe и CdSe

полученных экситон-фононных компонент были построены резонансные профили – зависимость интенсивности компонент от энергии излучения (рис.2). Профиль 1LO линии имеет характерную форму с выраженным максимумом, соответствующим резонансу по частоте рассеянного света и резонансом по частоте возбуждающего света, проявляющимся в виде плеча. Такая форма характерна для резонансного рамановского рассеяния, происходящего с участием дополнительных процессов упругого рассеяния [7,9].

[10]. Уровни LO и TO соответствуют энергиям продольных и поперечных оптических фононов в  $\Gamma$  точке зоны Бриллюэна (при  $T < 10\text{K}$ ). Фононные уровни ZnSe: Cd и CdSe: Zn соответствуют примесным локальным решеточным колебаниям Cd в ZnSe и колебаниям Zn в CdSe [10].

Энергии фононных мод в исследованных ZnCdSe/ZnSe структурах могут отличаться от соответствующих энергий основного материала ZnSe

в силу нескольких факторов: влияния размерного квантования, влияния эффекта

напряжения, а также влияния композиционного эффекта. При толщине квантовой ямы 5 нм размерным квантованием фононов в яме ZnCdSe можно пренебречь [11]. Фононные спектры твердых растворов  $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$  описываются не одно- или двухмодовым поведением, а подчиняются промежуточному случаю [10]. Поведение основных компонент (LO1 и TO2) в  $\Gamma$  точке зоны Бриллюэна аналогично одномодовому поведению – их энергии сдвигаются непрерывно от одной крайней точки твердого раствора ( $x=1$ ) до другой крайней точки ( $x=0$ ). Две оставшихся фононные моды (LO2 и TO1) при  $x=1$  или  $x=0$  становятся локальными примесными модами с одинаковой энергией внутри области продольно-поперечного расщепления [10]. Результаты оценки энергии перечисленных фононных мод ненапряженного (free) твердого раствора  $\text{Zn}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Se}$ , выполненные в соответствии с работой [12], представлены в центре рис.3. Вследствие меньших величин постоянных решеток слоев ZnCdSe и ZnSe по сравнению с величиной постоянной решетки подложки GaAs слои оказываются биаксиально напряженными (сжатыми в плоскости  $xy$ ). С использованием формул и параметров из работы [13] оценена энергия всех оптических мод

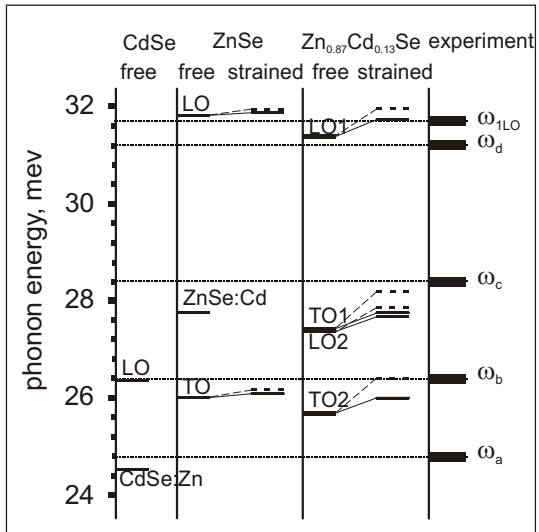


Рис.3 Энергии оптических фононов в ненапряженных (free) и биаксиально напряженных (strained) кристаллах ZnSe и  $\text{Zn}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Se}$  ( $T \sim 8\text{K}$ ).

биаксиально напряженного твердого раствора  $Zn_{0,87}Cd_{0,13}Se$ . Результаты оценки также представлены на рис.3 (strained). Биаксиальное напряжение приводит к увеличению энергии всех фононных уровней и к их расщеплению. Уровни с наибольшей энергией в таких дублетах соответствуют решеточным колебаниям вдоль оси  $z$  (на рис.3 эти компоненты представлены пунктирными линиями).

В исследованных структурах толщина слоев ZnSe много больше толщины слоя ZnCdSe, поэтому рассеяние в областях ZnSe в принципе может давать вклад в наблюдаемые спектры. В ряде работ при исследовании рассеяния в энергетической области ямы ZnCdSe (ниже области ZnSe барьера) наблюдаемые LO линии приписывались рассеянию на LO фононах ZnSe барьера. Однако анализ полученных спектров и их сопоставление с результатами расчета показывают, что в рассматриваемом случае наблюдаемые LO линии при возбуждении в энергетической области ZnCdSe формируются за счет рассеяния в слое ZnCdSe. При этом в формировании LO линии участвуют фононы биаксиально напряженного слоя ZnCdSe с малыми волновыми векторами  $q_{xy}$  вблизи  $\Gamma$  точки зоны Бриллюэна. Близость энергии LO компоненты к оцененным значениям для фононов LO1 моды с волновыми векторами  $q_{xy}$  подтверждает предположение об участии в рамановском процессе дополнительных упругих процессов рассеяния на шероховатостях, поскольку шероховатости как на границе раздела ZnCdSe/ZnSe, так и на боковых стенках открытых НП могут быть описаны с помощью Фурье-преобразования набором волновых векторов, лежащих в плоскости  $xy$ .

Линии горячей люминесценции соответствуют излучению локализованных экситонов, которые возникают в результате захвата свободных экситонов, возникающих при поглощении света, с одновременным рождением соответствующих оптических фононов. В силу ограниченной пространственной протяженности локализованных состояний в таком процессе захвата закон сохранения волнового вектора не работает, и в захвате могут принимать участие фононы с большими волновыми векторами из периферических участков зоны Бриллюэна. С увеличением волнового вектора энергия продольных оптических фононов уменьшается, а для поперечных наоборот увеличивается [14]. В этой связи, с учетом результатов расчета (рис.3), линии  $\omega_a$  и  $\omega_b$  можно отождествить с процессами, в которых участвуют, соответственно, продольные (LO1) и поперечные (TO2) оптические фононы слоя ZnCdSe с волновыми векторами из периферических участков зоны Бриллюэна. Компонента  $\omega_c$  образуется, по-видимому, с участием примесных мод (TO1,LO2), а в

формировании компоненты  $\omega_a$  участвуют, скорее всего, решеточные колебания кластеров CdSe, появление которых весьма вероятно в слоях ZnCdSe [15].

**Глава 4** представлены результаты исследования ILO рамановского рассеяния в структуре ZnCdSe/ZnSe с КЯ и открытыми НП при  $T=300\text{K}$ . Спектры исследовались при возбуждении линиями аргонового лазера 457.9 нм, 476.5 нм, 488.0 нм. Обнаружена зависимость положения максимумов и ширины наблюдаемых ILO линий от энергии возбуждающего света. Показано, что наблюдаемые изменения формы и положения линий обусловлены тремя основными факторами: 1) разным вкладом в формирование линий рассеяния фононов материала ямы и барьера при возбуждении в разных энергетических областях; 2) влиянием релаксации напряжения на открытых краях нанопроволок; 3) изменением соотношения вклада в формирование наблюдаемых линий процессов рассеяния через распространенные и локализованные экситонные состояния. При возбуждении ниже экситонного резонанса слоя ZnCdSe заметный вклад в наблюдаемые линии рамановского рассеяния дают процессы резонансного рассеяния через состояния локализованных экситонов. В таких процессах рассеяния за счет малых размеров локализованного состояния принимают участие фононы с большими волновыми векторами, что приводит к длинноволновому смещению линии ILO и увеличению интенсивности ее длинноволнового крыла.

**Глава 5** посвящена исследованию анизотропии линейной поляризации вторичного свечения в открытых нанопроволоках и квантовых ямах ZnCdSe/ZnSe.

При исследовании низкотемпературных спектров открытых НП обнаружено, что наблюдаемая люминесценция характеризуется сильной линейной поляризацией вдоль оси НП, ориентированной по кристаллографической оси  $[0\bar{1}1]$  (ось X). Анизотропия поляризации в открытых НП возникает за счет пространственного перераспределения электрических компонент электромагнитного поля в окрестности открытых боковых стенок проволок [16]. Такое перераспределение приводит к тому, что матричные элементы экситон-фотонного взаимодействия для поляризации света вдоль оси НП оказываются существенно больше аналогичных матричных элементов для поляризации поперек проволок. Используя отношение интенсивностей для ортогональных поляризаций излучения люминесценции, оценено отношение матричных элементов экситон-фотонного взаимодействия для поляризаций света вдоль и поперек проволок.

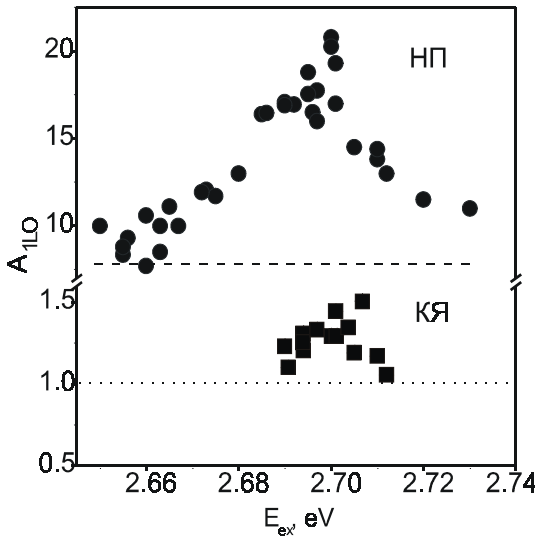


Рис.4 Зависимость анизотропии 1LO рамановского рассеяния от энергии возбуждения в нанопроволоках (кружки) и квантовой яме (квадраты). Пунктирной линией отмечено значение анизотропии экситон-фотонного взаимодействия в нанопроволоках.

света  $E_{ex}$  представлена на рис.4 сплошными кружками. Рис.4 показывает, что эта зависимость имеет немонотонный характер с выраженным максимумом между энергиями  $E_{1H}$  и  $E_{1L}$ . Величина отношения  $A_{1LO}$ , характеризующего анизотропию рамановского рассеяния, достигает весьма больших значений ( $\geq 20$ ) и во всем диапазоне  $E_{ex}$  величина  $A_{1LO}$  превышает оценку величины анизотропии, которую можно ожидать для рамановского рассеяния вследствие анизотропии экситон-фотонного взаимодействия в нашей структуре с открытыми НП (горизонтальная пунктирная прямая на рис.4). Отношение  $A_{1LO}$  было измерено и в исходной структуре с КЯ при сохранении ориентации поляризации возбуждения и детектирования относительно кристаллографических осей. Полученные величины отношения  $A_{1LO}$  для исходного образца с КЯ представлены в нижней части рис.4 квадратами. Также, как и в НП, интенсивность рассеяния для компоненты  $I_X^X$  (конфигурация  $\mathbf{E}_{ex} \parallel \mathbf{E}_{det} \parallel X[011]$ ) превышала интенсивность компоненты  $I_Y^Y$  ( $\mathbf{E}_{ex} \parallel \mathbf{E}_{det} \parallel Y[011]$ ).

Для выяснения природы анизотропии спектров в КЯ детально

Присутствующие в спектрах резонансного вторичного свечения линии рамановского рассеяния также поляризованы вдоль оси проволоки X. Для 1LO линий рамановского рассеяния измерено отношение  $A_{1LO} = I_X^X / I_Y^Y$ , где  $I_X^X$  и  $I_Y^Y$  - интенсивности 1LO линий измеренные при ориентации поляризации возбуждения ( $\mathbf{E}_{ex}$ ) и детектирования ( $\mathbf{E}_{det}$ ) параллельно ( $\mathbf{E}_{ex} \parallel \mathbf{E}_{det} \parallel X[011]$ ) и перпендикулярно ( $\mathbf{E}_{ex} \parallel \mathbf{E}_{det} \parallel Y[011]$ ) оси проволоки. Зависимость отношения  $A_{1LO}$  от энергии возбуждающего

исследованы низкотемпературные ( $\sim 8\text{K}$ ) спектры отражения, люминесценции, а также спектры возбуждения (СВ) экситонного излучения – зависимости интенсивности детектируемого излучения от энергии возбуждения  $E_{\text{ex}}$ . Интенсивность и форма спектров отражения (в них проявляются особенности, обусловленные тяжелым и легким экситонами) в пределах экспериментальной ошибки не зависели от поляризации отраженного света и ориентации плоскости падения относительно кристаллографических направлений в плоскости ямы. В отличие от изотропных спектров отражения при исследовании спектров фотолюминесценции (ФЛ) обнаружена анизотропия спектров экситонного излучения.

На рис.5 представлены СВ для энергии детектирования  $E_{\text{det}} = 2.659\text{ eV}$ . В полученных СВ выделяются два широких максимума, соответствующих поглощению основными состояниями тяжелого и легкого экситонов. Спектр 1 соответствует конфигурации  $\mathbf{E}_{\text{ex}} \parallel \mathbf{E}_{\text{det}} \parallel \mathbf{X}[011]$ , а спектр 2 - конфигурации ( $\mathbf{E}_{\text{ex}} \parallel \mathbf{E}_{\text{det}} \parallel \mathbf{Y}[011]$ ). Спектр 3 получен делением спектра 1 на спектр 2 и соответствует зависимости отношения  $A = I_{\text{X}}^{\text{X}} / I_{\text{Y}}^{\text{Y}}$  от энергии возбуждения

для выбранной энергии детектирования. Спектр 3 показывает, что отношение  $A > 1$  наблюдается в небольшом диапазоне энергий возбуждения между энергиями  $E_{1\text{H}}$  и  $E_{1\text{L}}$ . Только при возбуждении в этом диапазоне интенсивность компоненты  $I_{\text{X}}^{\text{X}}$ , соответствующей излучению с поляризацией вдоль оси  $\mathbf{X}[011]$  ( $\mathbf{X}$ -поляризация), превышает интенсивность компоненты  $I_{\text{Y}}^{\text{Y}}$  ( $\mathbf{Y}$ -поляризация). В остальных диапазонах возбуждения более интенсивным

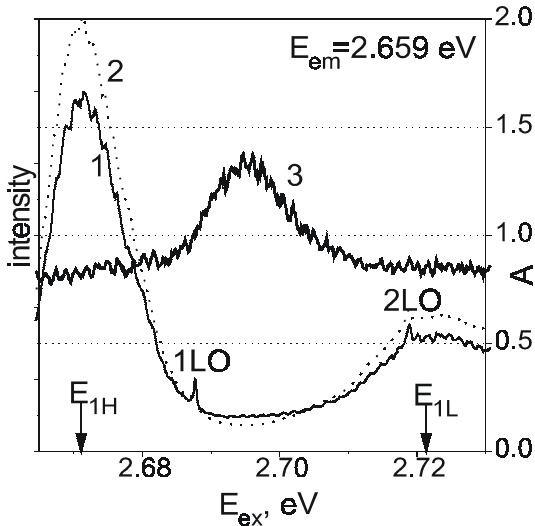


Рис.5 Спектры возбуждения излучения в квантовой яме полученные для двух поляризационных конфигураций: 1 -  $\mathbf{E}_{\text{ex}} \parallel \mathbf{E}_{\text{det}} \parallel \mathbf{X}$ , 2 -  $\mathbf{E}_{\text{ex}} \parallel \mathbf{E}_{\text{det}} \parallel \mathbf{Y}$ . Спектр 3 характеризует отношение (A) спектра 1 к спектру 2.

оказывается  $Y$ -поляризованное излучение ( $A < 1$ ). При возбуждении в области между энергиями  $E_{1H}$  и  $E_{1L}$  и использовании поляризационных конфигураций  $\mathbf{E}_{ex} \parallel \mathbf{E}_{det} \parallel X' [001]$  и  $\mathbf{E}_{ex} \parallel \mathbf{E}_{det} \parallel Y' [010]$  по всему наблюдаемому спектру вторичного свечения величина  $A \approx 1$ , что указывает на привязку наблюдаемой анизотропии к осям  $[011]$  и  $[0\bar{1}1]$ , лежащим в плоскости ямы. Небольшая  $Y$ -поляризация люминесценции наблюдается и при неполяризованном возбуждении высоко в зону барьера ZnSe, причем, при повышении температуры эксперимента до комнатных значений эта поляризация исчезает.

Исследование зависимости степени поляризации от энергии возбуждающего света показало, что при возбуждении в области основных экситонных состояний КЯ ZnCdSe линейная поляризация наблюдаемых спектров излучения является следствием выстраивания дипольных моментов экситонов, возникающего при поглощении линейно поляризованного света [17].

При гелиевых температурах наблюдаемая ФЛ соответствует излучению локализованных экситонов. Учитывая исчезновение с повышением температуры  $Y$ -поляризации в спектрах ФЛ при неполяризованном возбуждении, излучение с поляризацией вдоль оси  $Y$  на основании модели, предложенной в работе [18], отождествляется с излучением с нижнего подуровня радиационного дублета экситонов, локализованных флуктуациями ширины ямы, имеющими форму островков, вытянутых вдоль оси  $Y [011]$ . Поляризация возбуждающего света  $\mathbf{E}_{ex} \parallel Y [011]$  совпадает с ориентацией дипольных моментов нижних ( $E_Y$ ) подуровней, а поляризация  $\mathbf{E}_{ex} \parallel X [0\bar{1}1]$  - с ориентацией дипольных моментов верхних ( $E_X$ ) подуровней. При возбуждении в области энергий  $E_{1H}$  и  $E_{1L}$  коэффициент поглощения не зависит от поляризации света (см. далее). В этом случае концентрация возбуждаемых экситонов с дипольными моментами, выстроенными по оси  $X$  (для поляризации возбуждения  $\mathbf{E}_{ex} \parallel X [0\bar{1}1]$ ) и по оси  $Y$  ( $\mathbf{E}_{ex} \parallel Y [011]$ ), одинакова, в результате чего скорость генерации экситонов на верхнем и нижнем подуровнях за счет захвата выстроенных свободных экситонов должна быть одинаковой. За время жизни экситоны с верхних ( $E_X$ ) подуровней могут перейти на нижние ( $E_Y$ ) подуровни, что должно уменьшать заселенность этих подуровней, по сравнению с соответствующей заселенностью нижних подуровней. Такие переходы и являются, очевидно, причиной соотношения  $A < 1$  для соответствующих областей возбуждения (см. рис.5).

На рис.6 представлена схема основных экситонных состояний КЯ. Излучательные состояния с волновыми векторами  $k < k_0$  ( $k_0$ -волновой вектор

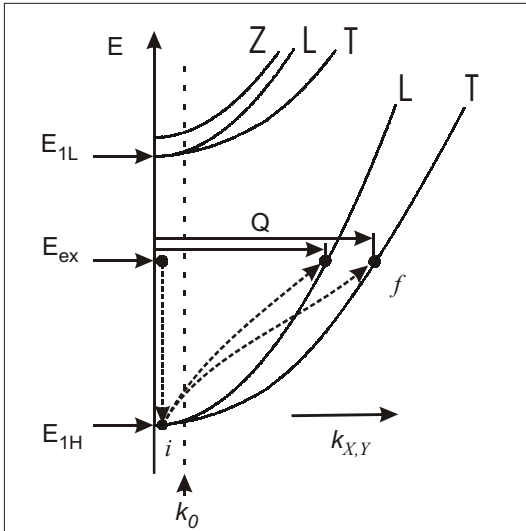


Рис.6 Схема иллюстрирующая процесс экситонного поглощения с возбуждением безызлучательных экситонов ( $k > k_0$ ). Пунктирной вертикальной прямой представлена дисперсия света, а сплошные параболы соответствуют дисперсиям тяжелого и легкого экситонов. Пунктирные стрелки соответствуют представлению процесса поглощения света в рамках теории возмущений.

света) и энергиями, соответствующими дну зон тяжелого ( $E_{1H}$ ) и легкого ( $E_{1L}$ ) экситонов, формируют резонансные линии экситонного поглощения света, которым в СВ соответствуют широкие максимумы  $E_{1H}$  и  $E_{1L}$  (рис.5). Поглощение в области резонансных линий соответствует прямому возбуждению экситонов и определяется матричными элементами экситон-фотонного взаимодействия. Эти матричные элементы для КЯ, выращенной в направлении  $[100]$ , являются изотропными, не зависящими от поляризации света в плоскости ямы, что подтверждается изотропностью наблюдаемых спектров отражения.

даемых спектров отражения.

Для энергий возбуждения  $E_{ex} > E_{1H}$  вклад в поглощение могут давать процессы непрямого возбуждения безызлучательных экситонов с большими волновыми векторами ( $k > k_0$ ). Для возбуждения таких экситонов необходимо участие в процессе поглощения света дополнительных актов рассеяния на возмущениях, волновой вектор  $Q$  которых обеспечивал бы выполнение закона сохранения волнового вектора (рис. 6). Выполненный анализ показывает, что анизотропия спектров, получаемых при возбуждении в области между линиями поглощения  $E_{1H}$  и  $E_{1L}$ , связана с процессами возбуждения безызлучательных экситонов, для которых в качестве дополнительных актов рассеяния выступают упругие процессы



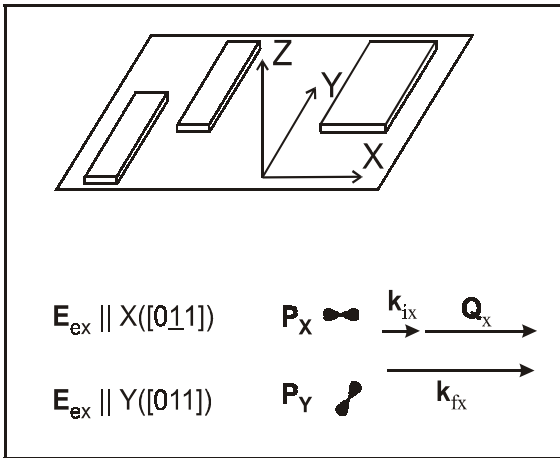


Рис.7 Модельное представление интерфейсной поверхности с вытянутыми вдоль оси  $[011]$  островками, локализующими экситоны. Внизу представлены ориентации волновых функций дырок, а также ориентация волновых векторов состояний, участвующих в процессе поглощения для двух поляризаций возбуждающего света

ступеньками роста. Интерфейсная (шероховатая) поверхность с вытянутыми вдоль оси  $Y[011]$  островками модельно может быть представлена как поверхность, на которой хаотически расположены прямоугольные террасы с границами (ступеньками роста) по осям  $X$ ,  $Y$  и ориентацией длинных сторон по оси  $Y$  (рис.7).

В рамках теории возмущений поглощение, связанное с непрямым образованием экситонов, можно представить в виде двухэтапного процесса (пунктиры на рис.6). На первом этапе за счет экситон-фотонного взаимодействия виртуально возбуждается экситон в точке  $i$  с  $k \approx 0$ . На втором этапе экситон из промежуточного состояния  $i$  за счет рассеяния на шероховатостях с соответствующим “волновым вектором шероховатости  $Q$ ” попадает в конечное состояние  $f$ . Геометрическая анизотропия интерфейса должна приводить к анизотропии рассеяния экситонов в плоскости ямы. Экситонная волна с волновым вектором  $k_x$ , распространяющаяся поперек прямоугольников, должна, по-видимому, рассеиваться эффективнее волны, распространяющейся вдоль направления

рассеяния на шероховатостях границ раздела.

Преимущественная линейная поляризация вдоль оси  $Y[011]$  для спектров люминесценции, соответствующих неполяризованному возбуждению, указывает на то, что основная часть островков, локализующих экситоны, вытянута вдоль оси  $Y[011]$ . Островки, локализующие экситоны, соответствуют областям с увеличенной толщиной КЯ и имеющим форму террас, границы которых формируются

у. В результате волновые векторы экситонов в конечных состояниях  $\Gamma$  должны быть преимущественно выстроены вдоль оси X (см. нижнюю часть рис.7).

Постоянные решеток слоев ZnSe и ZnCdSe отличаются как друг от друга, так и от постоянной решетки подложки GaAs. Вследствие этого слои ZnSe и ZnCdSe в структуре с идеально плоскими интерфейсами подвержены равномерному биаксиальному сжатию в плоскости КЯ. Появление ступенек роста нарушает равномерность сжатия в плоскости интерфейсов КЯ за счет отличия постоянных решеток ZnSe и ZnCdSe. В области ступенек должны возникать сдвиговые напряжения, и шероховатую поверхность с террасами можно рассматривать как статическое деформационное искажение кристаллической решетки. В этой связи рассеяние экситонов на шероховатостях должно, по-видимому, описываться выражениями, аналогичными выражениям, описывающим рассеяние экситонов на фоновых, которым соответствуют динамические деформационные искажения решетки [19]:

$$\beta(\mathbf{Q}) \sim \{ w_e(\mathbf{Q}) C_e - w_h(\mathbf{Q}) C_h \}$$

где  $C_h$  и  $C_e$  – деформационные потенциалы валентной зоны и зоны проводимости, функции  $w_e(\mathbf{Q})$  и  $w_h(\mathbf{Q})$  являются Фурье-образами распределения зарядов электронов и дырок вдоль направления вектора возмущения, которым в рассматриваемом случае является “волновой вектор шероховатости  $\mathbf{Q}$ ”.

Основное состояние тяжелого экситона в рассматриваемом случае формируется из первых электронных и дырочных подзон размерного квантования с волновыми функциями S-и P- типа соответственно. В силу изотропности электрона отличие волновых функций экситонов, возникающих при линейной поляризации возбуждения вдоль выбранных в плоскости ямы осей X и Y, сводится к участию в формировании возникающего возбуждения дырки либо  $P_x$ -, либо  $P_y$ -типа. Нижняя часть рис.7 поясняет характер состояний, принимающих участие в процессах поглощения света с участием шероховатостей. Шероховатости представлены только компонентами с волновыми векторами  $\mathbf{Q}_x$ , которые, как предполагается, дают основной вклад в обсуждаемый канал поглощения света. Для линейной поляризации возбуждения  $\mathbf{E}_{ex} \parallel X$  вклад в процессы рассеяния должны давать дырки, характеризуемые волновыми функциями  $P_x$ -типа, а для поляризации  $\mathbf{E}_{ex} \parallel Y$  в процессе поглощения участвуют дырки  $P_y$ -типа. Таким образом, при поляризациях возбуждающего света вдоль и поперек векторов  $\mathbf{Q}_x$  разница в вероятности поглощения должна возникать за счет разницы в распределении заряда вдоль вектора  $\mathbf{Q}_x$  для дырок  $P_x$ - и  $P_y$ - типа. Мы полагаем, что эта разница и является основной причиной

поляризационной анизотропии поглощения, приводящей, в конечном счете, к соотношению  $I_X^X > I_Y^Y$  при возбуждении в области между линиями  $E_{1H}$  и  $E_{1L}$  за счет выстраивания дипольных моментов экситонов.

*Основные результаты и выводы работы:*

- 1) При фотовозбуждении в области основного экситонного состояния квантовых ям и нанопроволок ZnCdSe/ZnSe в низкотемпературных спектрах вторичного свечения обнаружен набор линий, возникающих в результате взаимодействия экситонов с оптическими фононами. Показано, что самая интенсивная (LO) линия этих спектров формируется через механизм рамановского рассеяния, а набор менее интенсивных линий через механизм горячей люминесценции. При комнатной температуре в спектрах вторичного свечения остаются только линии рамановского рассеяния.
- 2) Выполнен количественный расчет энергии оптических фононов для компонент биаксиально напряженной структуры  $Zn_{0.87}Cd_{0.13}Se/ZnSe$ . Результаты расчета использованы для анализа спектров рамановского рассеяния и горячей люминесценции исследованных структур.
- 3) Линии горячей люминесценции появляются при монохроматическом возбуждении в результате захвата свободных экситонов в локализованные состояния. Процесс захвата сопровождается рождением оптических фононов, с волновыми векторами из периферических участков зоны Бриллюэна.
- 4) При возбуждении в области основного экситонного состояния квантовой ямы рамановское рассеяние на LO фононах протекает с участием дополнительных упругих процессов рассеяния на шероховатостях границ раздела через реальные безызлучательные ( $k > k_0$ ) экситонные состояния. В рассеянии участвуют фононы напряженного слоя ZnCdSe с волновыми векторами вблизи центра зоны Бриллюэна.
- 5) При возбуждении ниже основного экситонного состояния квантовой ямы заметный вклад в рамановские LO линии дают процессы резонансного рассеяния через состояния локализованных экситонов.
- 6) В квантовой яме ZnCdSe, выращенной в высокосимметричном направлении [100], спектры отражения которой являются изотропными, обнаружен анизотропный канал поглощения света, приводящий к непрямому возбуждению безызлучательных экситонов, волновые векторы которых ориентированы преимущественно вдоль оси [011], а дипольные моменты выстроены вдоль оси [0 $\bar{1}$ 1]. Преимущественная ориентация волновых векторов является следствием упругих процессов рассеяния экситонов на анизотропном профиле интерфейсных границ раздела, обусловленном преимущественной ориентацией ступенек роста вдоль оси

[011]. Различие вероятности возбуждения для экситонов, дипольные моменты которых выстроены по осям  $X[0\bar{1}1]$  и  $Y[011]$ , обусловлено разной вероятностью упругого рассеяния на шероховатостях для дырок  $P_x$ - и  $P_y$ -типа.

7) Поляризационная анизотропия резонансного рамановского рассеяния на продольных оптических фононах открытых нанопроволок  $ZnCdSe/ZnSe$  обусловлена анизотропией экситон-фотонного взаимодействия и анизотропией процессов упругого рассеяния на шероховатостях границ раздела.

Список работ, включенных в диссертацию:

1. V.V. Travnikov, V.H. Kaibyshev, N.V. Lomasov, S.I. Nesterov, V.I. Skopina, E.M. Tanklevskaya, J. Puls, M. Rabe and F. Henneberger, *Nanotechnology*, 2001, **12**, 602-606, "Resonant exciton-phonon spectra in a  $ZnCdSe/ZnSe$  single quantum well".
2. В.Х. Кайбышев, В.В. Травников, В.Ю. Давыдов, ФТТ, 2003, том **45**, вып. 7, 1311-1315, "Спектры резонансного рамановского рассеяния в структуре  $ZnCdSe/ZnSe$  с квантовой ямой и открытыми нанопроволоками".
3. В.В. Травников, В.Х. Кайбышев, ФТТ, 2003, том **45**, вып. 7, 1316-1324, "Резонансные экситон-фононные спектры в открытых нанопроволоках  $ZnCdSe/ZnSe$ : комбинационное рассеяние и горячая люминесценция; распространенные и локализованные экситонные состояния".
4. V.H. Kaibyshev and V.V. Travnikov, *International Journal of Nanoscience*, 2003, vol. **2**, no. 6, 479-485, "Anomalous anisotropy of resonant raman scattering in open  $ZnCdSe/ZnSe$  nanowires".
5. В.Х. Кайбышев, В.В. Травников, *Физика и техника полупроводников*, 2006, том **40**, вып.4, 464-472, "Влияние интерфейсных ступенек роста на анизотропию экситонного излучения квантовых ям  $ZnCdSe/ZnSe$ ".
6. В.В. Травников, В.Х. Кайбышев, *Письма в ЖЭТФ*, 2006, том **83**, 346-350, "Линейная поляризация квантовых ям  $ZnCdSe/ZnSe$ , индуцированная анизотропным геометрическим профилем интерфейсов".
7. В.Х. Кайбышев, В.В. Травников, М.Рабе, Ф.Ханнебергер, Тезисы V Российской конференции по физике полупроводников (Нижний Новгород, 2001), т.2, стр.357, «Анизотропия экситон-фононного рассеяния в нанопроволоках  $ZnCdSe/ZnSe$ ».
8. V.V. Travnikov, V.H. Kaibyshev, M.Rabe, F. Henneberger, *Proceedings of the 9<sup>th</sup> International Symposium "Nanostuctures: Physics and Technology"*,

St.Petersburg, 2001, 570, “Resonant exciton-phonon spectra in ZnCdSe/ZnSe single QW: Raman Scattering and hot luminescence; extended and localized excitons”.

9. V.H. Kaibyshev, V.V.Travnikov, Proceedings of the 11<sup>th</sup> International Symposium “Nanostuctures: Physics and Technology”, St.Petersburg, 2003, 52, “Anomalous anisotropy of Resonant Raman scattering in open ZnCdSe/ZnSe nanowires”.

Цитируемая литература:

1. P. Zhou, H.X. Jiang, R. Bannwart, S.A. Solin, G. Bai, Phys.Rev.B, **40**, 11862 (1989).
2. S. Glutsch, F. Bechstedt, Phys.Rev.B, **50**, 7733 (1994).
3. R. Zimmermann, E. Runge, J.Lumin., **60&61**, 320 (1994).
4. V.I. Belitsky, F. Cantarero. S.T. Pavlov, M. Gurioli, F. Bogani, F. Vinattieri, M. Colocci, Phys.Rev.B, **52**, 16665 (1995).
5. V.A. Kosobukin, Sol.St.Comm., **108**, 83(1998); ФТТ, **41**, 330 (1999).
6. “Поверхностные поляритоны” под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса, М., “Наука”, 1985.
7. W. Kauschke, A.K. Sood, M. Cardona, K. Ploog, Phys.Rev.B, **36**, 1612 (1987).
8. T.A. Gant, M. Delaney, M.V. Klein, R. Houdre, H. Morkoc, Phys.Rev.B., **39**, 1696 (1989).
9. A.J. Shields, C. Trallero-Giner, M. Cardona, H.T. Grahn, K. Ploog, V.A. Haisler, D.A. Tenne, N.T. Moshegov, A.I. Toropov, Phys.Rev.B, **46**, 6990 (1992).
10. R.G. Alonso, E.K. Suh, A.K. Ramdas, N. Samarth, H. Luo, J.K. Furdyna, Phys.Rev.B, **40**, 3720 (1989).
11. G. Lermann, T. Bischof, A. Materny, W. Kiefer, T. Kummell, G. Bacher, A. Forchel, G. Landwehr, J.Appl.Phys., **81**, 1446 (1997).
12. D.L. Peterson, A. Petrou, W. Giriat, A.K. Ramdas, S. Rodriguez, Phys.Rev.B **33**, 1160 (1986).
13. F. Cerdeira, C.J. Buchenauer, F.H. Pollak, M. Cardona, Phys.Rev.B, **5**, 580 (1972).
14. B.Hennion, F. Moussa, G. Пепу, K. Kunc, Phys.Lett., **36A**, 376 (1971).
15. N. Peranio, A. Rosenauer, D. Gerthsen, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, I.V. Ivanov, Phys.Rev.B, **61**, 16015 (2000).
16. Н.А. Гиппиус, В.А. Кулаковский, С.Г. Тиходеев, А. Форхель, Письма ЖЭТФ, **59**, 527 (1994).
17. “Оптическая ориентация”, под ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера, Л., “Наука”, 1989.

18. E.I. Ivchenko, Phys.Stat.Sol.(a), **164**, 487 (1997).
19. Y. Toyozawa, Progr.Theor.Phys., **20**, 53 (1958).

