

На правах рукописи



Ковалёв Вадим Михайлович

**Взаимодействие элементарных возбуждений
полупроводниковых наноструктур с
акустическими и электромагнитными полями**

01.04.10 – Физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Новосибирск – 2017

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук (ИФП СО РАН).

Официальные оппоненты:

Садреев Алмаз Фаттахович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией теории нелинейных процессов Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук

Волков Владимир Александрович, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

Глазов Михаил Михайлович, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, ведущий научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

Защита состоится 20 июня 2017 г. в 15⁰⁰ часов на заседании диссертационного совета Д.003.037.01 при Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, расположенном по адресу: 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН и на сайте

www.isp.nsc.ru/comment.php?id_dissert=916

Автореферат разослан «_____» _____ 2017 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук

Погосов Артур Григорьевич

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования. Электрофизические и оптические свойства современных низкоразмерных полупроводниковых систем определяются физическими свойствами характерных для них элементарных возбуждений (ЭВ) [1]. Знание законов дисперсии ЭВ, их поведения во внешних полях и т.д. позволяет не только объяснить физические свойства наноструктур, но и предсказывать свойства новых структур и соединений. Последнее обстоятельство является особенно важным с точки зрения приложения наноструктур в микро- и наноэлектронике.

С фундаментальной точки зрения взаимодействие ЭВ приводит к богатому спектру их физических свойств. Наиболее интересными физическими эффектами являются такие, в которых взаимодействие ЭВ не мало, и приводит к перестройке основного состояния системы с образованием новых фазовых состояний вещества. С другой стороны, огромный интерес проявляется к явлениям, в которых на первый план выходят квантовые свойства ЭВ, так называемые макроскопические квантовые явления, типичными представителями которых являются магнетизм конденсированных сред, эффекты сверхпроводимости и сверхтекучести. Последние два эффекта стали камнем преткновения для теоретической физики XX века. Тем не менее, удалось справиться и с теоретическим объяснением этих явлений. В настоящее время идеи и принципы, лежащие в основе этих эффектов, вышли далеко за рамки физики конденсированного состояния. Так, теория сверхпроводимости используется не только в физике конденсированного состояния, а и в теории ядра, в теории элементарных частиц, в теории сильных взаимодействий. Оба явления, сверхпроводимость и сверхтекучесть, близко связаны с другим макроскопическим эффектом - явлением бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК). Предсказанное много лет назад А. Эйнштейном [2], оно долгое время оставалось "вещью в себе", и лишь с развитием экспериментальной техники стало возможным наблюдать БЭК в реальных

системах холодных атомов [3], что стимулировало интенсивное теоретическое и экспериментальное изучение БЭК.

Физика конденсированного состояния и физика наноструктур не остались в стороне. Наличие в наноструктурах возбуждений бозе типа стимулировало исследование БЭК в твердотельных системах. В настоящее время это одно из активно развиваемых направлений теории и эксперимента в физике наноструктур, в частности, в экспериментальных работах В.Б. Тимофеева и А.В. Горбунова [4] в России и Л. Бутова [5] в США. Объектами изучения здесь являются экситоны - связанные состояния двух фермионов, в результате имеющие целый спин, и относящиеся к классу бозонов. Создание искусственных полупроводниковых структур приводит и к появлению новых типов возбуждений. В полупроводниковых микрорезонаторах реализуются гибридные ЭВ, представляющие собой связанное состояние фотона и экситона - экситонные поляритоны. Будучи также бозе-частицами, экситонные поляритоны могут образовывать БЭК.

При определенных условиях время жизни экситонных возбуждений можно увеличить на несколько порядков (в миллион раз!), что позволяет охладить экситонный газ в двумерной системе ниже температуры бозе-конденсации и изучать БЭК фазу экситонного газа. Большинство современных работ по эффекту бозе-конденсации экситонов в низкоразмерных полупроводниковых системах имеет дело с равновесными свойствами экситонного конденсата. Однако как с фундаментальной, так и с практической точки зрения значительный интерес представляют физические эффекты, при которых экситонный газ подвергается воздействию внешнего динамического возмущения. В такой постановке основным вопросом является разработка теории кинетических эффектов (линейного, квадратичного откликов) в экситонном газе, и особенно при фазовом переходе экситонного газа в режим БЭК. В диссертации на примере взаимодействия экситонного газа с полем звуковой волны строится теория линейного (поглощение звука) и квадратичных откликов (эффект увлечения экситонного газа звуковым полем). Кроме очевидного практического результата (разработана

теоретическая основа применения методов акустической спектроскопии для исследования бозе-конденсации экситонных газов), построенная теория имеет и общезначимое значение: разработанный метод теоретического описания кинетических эффектов в бозе-конденсированной системе применим и при электродинамических воздействиях на экситонный газ; может применяться и к бозе-конденсатам экситонных поляритонов, и даже для описания кинетических эффектов в атомарных конденсатах. Кроме этого, статический предел функций линейного отклика экситонного газа используется в диссертации для построения теории экранирования статических возмущений в бозе-конденсатах, что позволяет объяснить (как минимум, качественно) экспериментально наблюдаемое поведение экситонного газа в ловушках с беспорядком.

Другим важным аспектом теории ЭВ является изучение взаимодействия бозе и ферми возбуждений в твердых телах. Взаимное влияние возбуждений друг на друга перенормирует их физические свойства и часто радикальным образом (вспомним фононный механизм образования куперовских пар) меняет физические свойства системы. Кроме уже известных твердотельных структур, в которых изучаются фонон-электронное, фонон-экситонное взаимодействие, относительно недавно в литературе появился интерес к гибридным двумерным структурам, состоящим из двумерных электронного и экситонного (либо поляритонного) газов [6]. Такая система является твердотельным аналогом смеси ферми и бозе изотопов жидкого гелия и начинает активно изучаться теоретически. Один из важнейших вопросов здесь - теоретическое описание свойств элементарных возбуждений во взаимодействующей системе электронов и экситонов, при фазовом переходе экситонной подсистемы в режим БЭК. Вопрос о временах жизни ЭВ, обусловленных межчастичными электрон-экситонными процессами столкновений, не рассматривался в литературе. Поскольку время жизни является одним из важнейших характеристик любого элементарного возбуждения, то расчет этих времен является одним из требований к теории. В настоящей диссертации изучается гибридная электрон-экситонная система и

строится теория межчастичных столкновений в электрон-экситонной смеси при фазовом переходе экситонной подсистемы в режим БЭК.

Кроме уже указанных систем, в диссертации рассматриваются свойства ЭВ в ряде других низкоразмерных полупроводниковых структур: электрон-дырочных газах двумерных полуметаллов, теоретически описываются свойства бозе возбудений в квантовых кольцах. В случае квантовых колец нетривиальность топологии приводит к хорошо известному эффекту Аронова-Бома для заряженных частиц, обусловленному аккумулярованием дополнительной фазы, связанной с наличием у частицы заряда. В связи с этим возникает вопрос: возможен ли эффект Аронова-Бома для нейтральных коллективных ЭВ, таких как плазмоны? Может ли проявляться топология квантового кольца в других физических эффектах, в частности, в отсутствие магнитного поля? Ответы на эти вопросы также даются в диссертации.

Перечисленные выше проблемы определяют актуальность темы диссертации, посвященной теоретическому исследованию взаимодействия акустических и электромагнитных полей с экситонным и электрон-дырочным газом в низкоразмерных полупроводниковых системах, разработке микроскопической теории механизмов рассеяния элементарных возбудений в таких газах и анализу свойств одиночных элементарных возбудений в квантовых кольцах.

Цели диссертационной работы. Целью настоящей диссертации является построение теории взаимодействия элементарных возбудений различных типов в полупроводниковых наноструктурах друг с другом и с внешними электромагнитными и акустическими возмущениями.

Научная новизна работы.

1. Построена теория акустоэкситонных эффектов в двумерном газе пространственно непрямых дипольных экситонов при фазовом переходе в состояние бозе-конденсации.

2. Теоретически рассчитаны столкновительные времена жизни элементарных возбудений бозевского и фермиевского типов в электрон-дырочной, элек-

трон-экситонной и поляритонной плазме.

3. Разработана теория эффектов экранирования и фриделевских осцилляций в многокомпонентном электронном, экситонном и электрон-экситонном газах.

4. Построена теория экситонной люминесценции квантовых колец во внешнем переменном электромагнитном поле.

5. Разработана теория эффекта Ааронова-Бома для плазменных колебаний в квантовых кольцах конечной ширины.

6. Найдено сечение комбинационного рассеяния света на экситонах в квантовых ямах.

7. Рассчитаны энергетические спектры композитных элементарных возбуждений в квантовых ямах и проанализированы их оптические свойства.

Научная значимость работы. Совокупность полученных результатов, положений и выводов диссертационной работы можно квалифицировать как научное достижение в области физики полупроводников, связанное с кинетическими явлениями и эффектами экранирования в бозе-конденсированных двумерных экситонных и электрон-экситонных системах, эффектами межчастичной релаксации элементарных возбуждений в электрон-экситонных, электрон-дырочных и поляритонных газах, а также с оптическими свойствами одиночных элементарных возбуждений в топологически нетривиальных нульмерных нанобъектах. Полученные результаты имеют теоретическое и практическое значение для физики полупроводников и представляют значительный научный вклад в физику низкоразмерных полупроводниковых структур.

Теоретическая и практическая значимость работы заключается в следующем.

1. Построена теория акустоэкситонных эффектов в двумерном газе дипольных экситонов в полупроводниковых наноструктурах. Полученные результаты являются теоретической основой применения метода акустической спектроскопии к изучению свойств бозе-конденсированных экситонных систем.

2. Разработана теория столкновительной релаксации элементарных возбуждений в электрон-дырочном, электрон-экситонном и поляритонном газах. Предсказанный в диссертации эффект усиления поляритон-поляритонного рассеяния может быть использован на практике при создании поляритонных лазеров.

3. Полученные результаты по теории экранирования статических потенциалов в экситонном газе объясняют имеющиеся в этой области эксперименты.

4. Проведенный анализ оптических свойств одиночных элементарных возбуждений в квантовых кольцах и квантовых ямах обнаружил ряд нетривиальных особенностей, проявляющихся в спектрах люминесценции и рассеяния света.

Положения, выносимые на защиту:

1. Фазовый переход двумерного газа дипольных экситонов в режим бозе-конденсата качественно меняет зависимости коэффициента поглощения и плотности тока экситонного увлечения поверхностной звуковой волной (ПАВ) от частоты волны и плотности экситонов. В режиме бозе-конденсата коэффициент поглощения ПАВ и плотность тока увлечения содержат резонансный и пороговый вклады в зависимости от плотности экситонов, что приводит к режиму бездиссипативного прохождения ПАВ через экситонный газ при определенных значениях плотности экситонов.

2. Рассеяние экситонов на статическом флуктуационном потенциале приводит к затуханию возбуждений и устранению сингулярностей в поведении коэффициента поглощения ПАВ и тока акустоэкситонного увлечения. Переход экситонного газа в режим бозе-конденсата увеличивает время экситон-примесного рассеяния на несколько порядков по сравнению с нормальной фазой.

3. В гибридной электрон-экситонной системе в режиме экситонного конденсата рассеяние электронов на экситонах существенно уменьшает время жизни электронных возбуждений. Основной вклад в темп релаксации электронов происходит от рассеяния электронов на надконденсатных экситонах.

4. Модификация спектра двумерных экситон-поляритонов из квадратичного в линейный усиливает поляритон-поляритонное рассеяние при малых энергиях.

5. Выше температуры конденсации в равновесном газе дипольных экситонов экранирование носит диэлектрический характер с экспоненциальной зависимостью диэлектрической постоянной от плотности экситонов. При наличии конденсата экситонов экранирование приводит к резкому убыванию потенциала статического возмущения с расстоянием (для точечной примеси как ρ^{-7}).

6. Спектр экситонной люминесценции квантовых колец во внешнем переменном электромагнитном поле является совокупностью фотонных повторений, интенсивность которых определяется частотой и амплитудой внешнего электромагнитного поля.

7. Плазменные колебания электронного газа в квантовых кольцах демонстрируют эффект Аронова-Бома. Конечная ширина квантового кольца приводит к зависимости частоты плазмона от магнитного потока, содержащей монотонную и осциллирующую составляющие.

Степень достоверности результатов. Достоверность полученных в работе теоретических результатов обосновывается использованием адекватных поставленным задачам теоретических концепций и математических методов теоретической физики уже опробованных на других физических системах.

Апробация результатов. Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

IX, X, XI, XII Российской конференции по физике полупроводников (Новосибирск-Томск, 2009; Нижний Новгород, 2011; Санкт-Петербург, 2013; Москва-Ершово, 2015); Российско-Швейцарский семинар "Excitons and exciton condensates in confined semiconductor systems" (Москва, 2006); Международная конференция по теоретической физике "Dubna-Nano-2008" (Дубна, 2008); XI, XII, XIII Международной конференции "Optics of excitons in confined systems" (Мадрид, 2009; Париж, 2011; Рим, 2013); XIV, XVII Международном симпозиуме "На-

нофизика и наноэлектроника" (Нижний Новгород, 2010; Нижний Новгород, 2013); XI, XIV Международной конференции по физике взаимодействия света с веществом (Берлин, 2011; Херсонисос, 2013); XXIV Международном симпозиуме "Nanostructures: Physics and Technology" (Санкт-Петербург, 2016); 3-ей международной конференции по мезоскопическим структурам в фундаментальных и прикладных исследованиях (Новосибирск-Бердск, 2015). Результаты исследований обсуждались на семинарах Центра теоретической физики сложных систем (Тэджон, Корея), отделения теоретической физики ФИАН им. П.Н. Лебедева (Москва), Института точной механики и оптики (Санкт-Петербург), Института физики им. Л.В. Киренского (Красноярск), НГТУ (Новосибирск), ИФП СО РАН (Новосибирск).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 20 печатных работах, из них 19 статей в рецензируемых журналах и 1 глава в международной монографии.

Личный вклад автора. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, обзора литературы, 5 глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 180 страниц, включая 18 рисунков. Библиография включает 117 наименований на 11 страницах.

Содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые

на защиту научные положения.

В **обзоре литературы** дано введение в проблему, рассмотрены виды двумерных систем и элементарных возбуждений, изучаемых в диссертации, обсуждены свойства и фазы электрон-дырочного газа в этих системах, приведена литература, близко касающаяся тематики диссертации.

В **первой главе** "*Акустоэкситонное взаимодействие в газе двумерных непрямых дипольных экситонов в баллистическом режиме*" и во **второй главе** "*Акустоэкситонное взаимодействие в газе двумерных непрямых дипольных экситонов в диффузионном режиме*" строится теория взаимодействия двумерного газа дипольных экситонов в системе двойных квантовых ям (ДКЯ) с поверхностными акустическими волнами (ПАВ). Двумерная система дипольных экситонов (также экситонных поляритонов) в двойных или широких квантовых ямах активно изучается в настоящее время как теоретически, так и экспериментально. Интерес к такой системе обусловлен возможностью образования бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК) [4], [7]. Для экспериментального исследования этого эффекта широко применяются оптические методы исследований. В дополнение к оптическим [4] используются также и методы акустической спектроскопии [8], [9]. При воздействии на экситонный газ полем звуковой волны их взаимодействие проявляется в поглощении ПАВ экситонным газом и увлечении экситонов поверхностной звуковой волной. Большое время жизни дипольных экситонов позволяет ПАВ переносить их на большие расстояния, что проявляется в эксперименте как смещения пятна люминесценции вдоль поверхности подложки в поле бегущей по поверхности акустической волны. Первая и вторая главы настоящей диссертации посвящены построению теории этих эффектов как выше, так и ниже температуры конденсации экситонного газа. Показано, что поведение коэффициента поглощения ПАВ и тока акустоэкситонного увлечения различно при переходе через точку конденсации, что может быть использовано как экспериментальный акустоспектроскопический метод регистрации такого перехода. В основу построения теории закладывается следу-

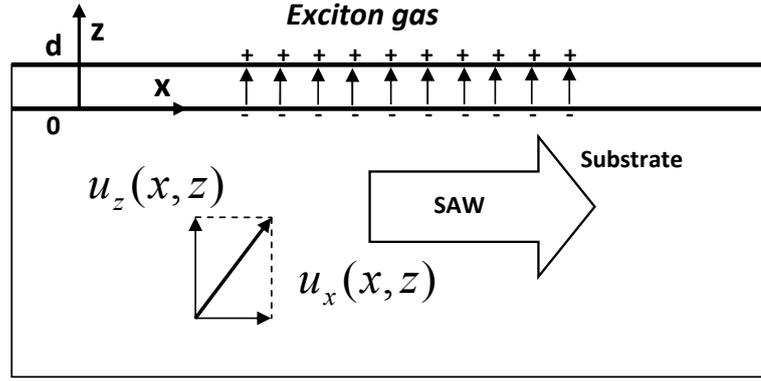


Рис. 1. Взаимодействие экситонного газа двойной квантовой ямы с волной Рэлея на поверхности подложки. ПАВ Рэлея распространяется по поверхности (x, y) . Функции $u_x(x, z)$ и $u_z(x, z)$ – компоненты вектора смещения точек среды (детали см. текст). Стрелками обозначены дипольные моменты экситонов

ющая модель экситонного газа – Рис. 1.

Предполагается, что непрямой экситон представляет собой жесткий диполь, направление вектора дипольного момента которого ортогонально слоям ДКЯ. С точки зрения квантового рассмотрения, это означает пренебрежение возбуждением внутренних степеней свободы экситона. Действительно, существуют внутренние степени свободы, описывающие относительное движение электрона и дырки, входящих в состав экситона. Предполагается, что внешнее воздействие, в данном случае – ПАВ – не приводит к возбуждению этих степеней свободы. Кроме этого, температурным возбуждением внутренних степеней свободы можно также пренебречь. Тем не менее, экситон как целое может двигаться в плоскости ДКЯ. Таким образом, дипольный экситонный газ в такой постановке рассматривается как двумерный газ бесструктурных бозе-частиц, функция распределения которых зависит лишь от кинетической энергии центра масс и имеющих конечную (неизменную) величину электрического дипольного момента. Энергия взаимодействия экситонов в модели жестких диполей записывается в виде

$$g(\mathbf{r}) = \frac{2e^2}{\varepsilon_0} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{\sqrt{d^2 + r^2}} \right) \rightarrow g_k = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_0 k} (1 - e^{-kd}), \quad (1)$$

где \mathbf{r} - радиус-вектор центра масс экситона в плоскости структуры, ε_0 - диэлектрическая постоянная структуры ДКЯ, d - расстояния между КЯ. В (1) выполнено преобразование Фурье по \mathbf{r} . В экспериментах с ПАВ обычно используют два типа поверхностных волн — ПАВ Релея и ПАВ Гуляева-Блюштейна. Если первый тип волн может существовать на поверхности любых кристаллов (в том числе изотропных сред), то последний — только на поверхности пьезоэлектриков, распространяясь ортогонально оси симметрии материала. В первой и второй главах диссертации расчеты выполняются для обоих типов ПАВ взаимодействующих с экситонным газом как по пьезоэлектрическому, так и по деформационному механизмам и анализируются полученные результаты. Показано, что деформационный механизм более эффективен для взаимодействия ПАВ-экситоны, чем пьезоэлектрический, в полной противоположности случаю взаимодействия ПАВ с двумерным электронным газом. Этот факт обусловлен тем, что неоднородность электрического поля, которое вызывает движение экситона (нейтральной частицы), порядка длины волны ПАВ λ_{SAW} . Таким образом, пьезовзаимодействие ПАВ-экситоны мало в меру малости параметра $d/\lambda_{SAW} \ll 1$, что типично для экспериментально реализуемых систем. В противоположность пьезовзаимодействию, деформационное взаимодействие не содержит *заряда* частицы, а значит и не чувствительно к величине малого параметра d/λ_{SAW} . Далее рассматривается деформационный механизм взаимодействия экситонов с волной Релея. Коэффициент поглощения ПАВ выражается через функцию линейного отклика плотности экситонного газа, $S_{k\omega}$

$$\Gamma(\omega) \sim (-k^2 \text{Im} S_{k\omega})_{k=\omega/c}, \quad (2)$$

где $\omega = ck$ - закон дисперсии ПАВ и c - ее фазовая скорость. Явное выражение для $S_{k\omega}$ зависит как от фазового состояния экситонного газа (нормальная при $T > T_c$ или бозе-конденсированная при $T \ll T_c$ фаза, где T_c - критическая температура), так и от характера (баллистический или диффузионный) движения экситонов, что и определяет различие в поведении $\Gamma(\omega)$ при переходе через точ-

ку конденсации. В нормальной фазе (при высоких температурах) и достаточно низких плотностях экситоны могут рассматриваться как слабовзаимодействующий газ. В рамках подхода среднего поля (приближение случайных фаз), для функции отклика получаем

$$S_{k\omega} = \frac{\Pi_{k\omega}^R}{1 - g_k \Pi_{k\omega}^R}, \quad \Pi_{k\omega}^R = \sum_{\mathbf{p}} \frac{f_{\mathbf{p}+\mathbf{k}}^B - f_{\mathbf{p}}^B}{\omega + E_{\mathbf{p}+\mathbf{k}} - E_{\mathbf{p}} + i\delta}, \quad (3)$$

где $f_{\mathbf{p}}^B$ – бозевская функция распределения, $E_{\mathbf{p}} = p^2/2M$ – кинетическая энергия центра масс экситона, $M = m_e + m_h$ – его масса. Величина g_k в (3) – потенциал экситон-экситонного взаимодействия. Поскольку $kd \ll 1$ для типичных значений длин релеевских волн, взаимодействие экситонов можно приближенно считать контактным и заменить g_k постоянной $g_0 \approx 4\pi e^2 d/\varepsilon_0$. Для вычисления поляризационного оператора $\Pi_{k\omega}^R$ рассмотрим длинноволновый предел $k \ll Mv_T$, где $v_T = \sqrt{2T/M}$ – тепловая скорость экситонного газа. Точное интегрирование в (3) провести не удастся даже в длинноволновом пределе, поэтому изучаются две характерные предельные ситуации: $\omega/v_T k = c/v_T \ll 1$ и $c/v_T \gg 1$. Эти неравенства сравнивают фазовую скорость релеевской волны с тепловой скоростью экситонного газа. Физически это означает, что в первом случае экситонный газ является "быстрой" подсистемой, а во втором – "медленной". В типичных условиях эксперимента реализуется именно первое неравенство $v_T \gg c$, поэтому ниже приводятся результаты вычислений для этого случая. Из (3) следует частотное поведение коэффициента поглощения: $\Gamma \sim \omega^2$. Этот результат основан на выражении (3), где в поляризационном операторе не учтено рассеяние экситонов на примесях, что соответствует баллистическому режиму $\omega\tau \gg 1$, где τ – время рассеяния экситонов на примесях.

В диффузионном пределе $\omega\tau \ll 1$ требуется учесть рассеяние экситонов на примесном потенциале в поляризационном операторе в (3). Детали достаточно громоздких вычислений с использованием "крестовой" диаграммной техники изложены во второй главе диссертации. После усреднения по примесям, поляризационный оператор (в длинноволновом пределе) принимает следующий

вид

$$\Pi_{k\omega}^R = -M \int_0^{\infty} \frac{dx}{2\pi} \frac{x}{x - i\beta} \left(-\frac{\partial f^B(x)}{\partial x} \right) \quad (4)$$

где $\beta = 2\omega\tau/(k\ell_T)^2$ и введена характерная длина пробега $\ell_T = v_T\tau$. В случае релеевской волны $\omega = ck$, и в этом случае параметр $\beta = \frac{2}{\omega\tau} (c/v_T)^2$. При $T = 10K$, $M \approx 0.1m_0$ получаем $\beta \approx 2 \cdot 10^{-2}/\omega\tau$. Таким образом, в диффузионной области $\omega\tau \ll 1$ возможно как $\beta \ll 1$, так и $\beta \gg 1$. Эти неравенства эквивалентны, очевидно, неравенствам $2(c/v_T)^2 \ll \omega\tau \ll 1$ и $\omega\tau \ll 2(c/v_T)^2 \ll 1$ соответственно. Используя эти неравенства, из (4) можно определить частотное поведение коэффициента поглощения в диффузионном пределе $\Gamma \sim \omega^2\omega\tau N_0/Mc^4$ при $\beta \gg 1$ и $\Gamma \sim \omega \ln(\omega\tau)$ при $\beta \ll 1$.

В низкотемпературной бозе-конденсированной фазе функция отклика $S_{k\omega}$ имеет совершенно иную структуру, поскольку закон дисперсии элементарных возбуждений конденсированной фазы имеет другой вид. Хорошо известно, что элементарными возбуждениями бозе-конденсированной системы являются боголюбовские квазичастицы. Явная форма закона дисперсии боголюбовских возбуждений зависит от модели, которая используется для описания взаимодействующей бозе-системы. В случае малой плотности экситонов адекватной моделью служит боголюбовская модель слабонеидельного газа. В рамках этой модели закон дисперсии элементарных возбуждений имеет вид

$$\varepsilon_k = \sqrt{\frac{k^2}{2M} \left(\frac{k^2}{2M} + 2g_0n_c \right)}.$$

Здесь n_c – плотность экситонов в конденсате. В длинноволновом пределе $\frac{k^2}{2M} \ll 2g_0n_c$ элементарные возбуждения представляют собой звуковые кванты $\varepsilon_k \approx sk$, где $s = \sqrt{g_0n_c/M}$ их фазовая скорость. В режиме бозе-конденсата, большинство экситонов находится в конденсате, однако имеются и надконденсатные экситоны, наличие которых обусловлено экситон-экситонным взаимодействием и температурой (термически возбужденные квазичастицы). Все эти экситоны,

в принципе, дают вклад в функцию отклика $S_{k\omega}$. Квантовые эффекты, обусловленные наличием конденсата, наиболее ярко проявляются в функции отклика в низкотемпературном пределе $T \ll sk$. В этом пределе термически возбужденные квазичастицы не играют существенной роли и теория может строиться как при $T = 0$. Вследствие слабого взаимодействия между экситонами, плотность надконденсатных частиц достаточно мала и можно пренебречь взаимодействием флуктуаций плотности надконденсатных и конденсатных частиц, вызванных звуковой волной. В результате отклик конденсатных и надконденсатных частиц может вычисляться независимо, $S_{k\omega} = S_{k\omega}^c + S_{k\omega}^n$, где $S_{k\omega}^c$ и $S_{k\omega}^n$ – функции отклика конденсатных и надконденсатных частиц соответственно.

Волновая функция системы представима в виде суммы $\Psi(\mathbf{r}, t) = \varphi(\mathbf{r}, t) + \psi(\mathbf{r}, t)$, где $\varphi(\mathbf{r}, t)$ – волновая функция конденсата (классическое поле), а $\psi(\mathbf{r}, t)$ – надконденсатная часть. Отклик конденсатных частиц может быть найден с помощью уравнения Гросса-Питаевского

$$i\partial_t\varphi(\mathbf{r}, t) = \left(\frac{\mathbf{p}^2}{2M} - \mu + g_0|\varphi(\mathbf{r}, t)|^2 + U(\mathbf{r}, t) \right) \varphi(\mathbf{r}, t), \quad (5)$$

в котором энергия взаимодействия экситонов с релеевской волной $U(\mathbf{r}, t)$ может рассматриваться как возмущение. Тогда волновая функция конденсатных частиц $\varphi(\mathbf{r}, t)$ может быть представлена как сумма стационарного однородного невозмущенного вклада и возмущенной части $\varphi(\mathbf{r}, t) = \sqrt{n_c} + \delta\varphi(\mathbf{r}, t)$. Функция отклика конденсатных экситонов определяется как $\delta n_c(k, \omega) = S_{k\omega}^c U_{k\omega}$. Здесь $\delta n_c(k, \omega) = \sqrt{n_c}(\delta\varphi^*(\mathbf{r}, t) + \delta\varphi(\mathbf{r}, t))$ возмущение плотности конденсатных частиц. Функция $S_{k\omega}^c$ находится линеаризацией уравнения Гросса-Питаевского. Расчет функции отклика надконденсатных частиц является достаточно трудоемкой задачей и представлен в диссертации. Результат вычислений имеет вид

$$S_{k\omega}^c = \frac{n_c k^2 / M}{(\omega + i\delta)^2 - \varepsilon_k^2}, \quad S_{k\omega}^n = -\frac{g^2 n_c^2}{4s^2} \left[\frac{\theta(s^2 k^2 - \omega^2)}{\sqrt{s^2 k^2 - \omega^2}} + i \frac{\theta(\omega^2 - s^2 k^2)}{\sqrt{\omega^2 - s^2 k^2}} \right]. \quad (6)$$

Используя эти соотношения можно определить коэффициент поглощения реле-

евской волны в присутствии экситонного конденсата

$$\Gamma \sim k \left[\frac{\pi n_c k}{2Ms} \delta(c - s) + \frac{g^2 n_c^2 \theta(c^2 - s^2)}{4s^2 \sqrt{c^2 - s^2}} \right]. \quad (7)$$

Здесь первое и второе слагаемые, соответственно, конденсатный и надконденсатный вклады. $\theta(x)$ – функция Хевисайда. Первое слагаемое в выражении для коэффициента поглощения отвечает физическому процессу "уничтожение фонона ПАВ – рождение боголюбовского возбуждения". При нулевой температуре, как отмечалось выше, тепловые боголюбовские возбуждения отсутствуют, поэтому дельта-функция отвечает закону сохранения при трансформации фонона ПАВ в боголюбовский фонон. Интерпретация второго – надконденсатного – слагаемого менее наглядна. Можно показать, что пороговая зависимость является следствием процесса рождения двух боголюбовских возбуждений вследствие поглощения фонона ПАВ. Такой процесс удовлетворяет закону сохранения энергии $\omega_{\mathbf{k}} = \varepsilon_{\mathbf{p}} + \varepsilon_{\mathbf{p}+\mathbf{k}}$, где $\omega_{\mathbf{k}} = ck$ и $\varepsilon_{\mathbf{p}} = sp$ – закон дисперсии боголюбовских возбуждений. Нетрудно проверить, что он удовлетворяется лишь при условии $c > s$ (при любом \mathbf{p}), что и определяет пороговую зависимость надконденсатного вклада в коэффициент поглощения в (7). Обращение в бесконечность выражений (7) при $c = s$ обусловлено пренебрежением процессами рассеяния экситонов на примесях, т.е. формула (7) применима в чистых системах.

Учет экситон-примесных столкновений приводит к конечному времени жизни боголюбовских возбуждений и, в конечном счете, к устранению сингулярностей в выражениях (7). Вычисление влияния примесного потенциала на конденсатное состояние экситонного газа основывается на подходе работы [10], в основе которой лежит следующее предположение: наличие примесей не разрушает конденсат. В этом случае в присутствии примесного потенциала волновая функция системы, как и выше, снова представима в виде $\Psi(\mathbf{r}, t) = \varphi(\mathbf{r}, t) + \psi(\mathbf{r}, t)$, где $\varphi(\mathbf{r}, t)$ – волновая функция конденсата, а $\psi(\mathbf{r}, t)$ – надконденсатная часть. Функция $\varphi(\mathbf{r}, t)$ находится как решение уравнения Гросса-Питаева-

ского (5) с примесным потенциалом $u_i(\mathbf{r})$, имеющим статистические свойства $\langle u_i \rangle = 0$, $\langle u_i(\mathbf{r})u_i(\mathbf{r}') \rangle = u_0^2 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$. Вычисления проводятся с использованием примесной диаграммной техники. Для функции отклика конденсата получается выражение

$$S_{k\omega}^c = \frac{n_c k^2 / M}{\omega^2 - \varepsilon_k^2 + 2i\omega\gamma_k}, \quad \gamma_k = \frac{1}{\tau} \left(\frac{k}{2Ms} \right)^3. \quad (8)$$

Здесь γ_k – уширение спектра боголюбовских возбуждений $\varepsilon = \varepsilon_k - i\gamma_k$, обусловленное экситон-примесным рассеянием. Коэффициент поглощения ПАВ, обусловленный конденсатными частицами, в грязном пределе принимает вид

$$\Gamma_c(\omega) \sim \frac{n_c}{M} \left(\frac{\omega}{c} \right)^4 \frac{\omega\gamma_{k=\omega/c}}{\omega^2(1 - s^2/c^2)^2 + 4\omega^2\gamma_{k=\omega/c}^2}. \quad (9)$$

Это выражение заменяет собой дельта-функцию в (7). Как и следовало ожидать, экситон-примесное рассеяние приводит к снятию сингулярности конденсатного вклада в коэффициент поглощения ПАВ в (7). В резонансе $s = c$ выражение (9) дает конечное значение $\Gamma_c(\omega) \sim n_c \tau (Mc)^2$. Учет процессов экситон-примесного рассеяния в функции отклика надконденсатных частиц производится похожим образом, но вычисления становятся более громоздкими. Укажем лишь, что пороговое поведение второго слагаемого в (7) размывается, приводя к конечному поглощению и при $c < s$.

Конечная величина тока увлечения (стационарная и однородная поверхностная плотность потока экситонов, вызванная распространением ПАВ) определяется вторым порядком по величине внешнего возмущения $U(\mathbf{r}, t)$, т.е. пропорциональна (поверхностной) интенсивности релеевской волны I_0 , что сводит вычисление тока увлечения к расчету отклика второго порядка экситонного газа на воздействие ПАВ. При высоких температурах $T > T_c$ для плотности тока увлечения получены следующие выражения в баллистическом

$$\mathbf{j} = \frac{M}{\pi} \frac{-|U_{k\omega}|^2 B(T)}{\left[1 + \frac{2d}{a} (e^{2\pi N_0/MT} - 1) \right]^2} \frac{\omega \mathbf{k}}{v_T k^3} \quad (10)$$

и диффузионном

$$\mathbf{j} = \tau \mathbf{k} \frac{(2\beta)^2}{2\pi} \left| \frac{U_{k\omega}}{\varepsilon^R(\mathbf{k}, \omega)} \right|^2 \int_0^\infty \left(-\frac{\partial f(x)}{\partial x} \right) \frac{x dx}{(\beta^2 + x^2)^2} \quad (11)$$

пределах. Видим, что ток направлен по волновому вектору акустической волны. Подставляя в (10) $k = \omega/c$ и учитывая, что для релеевской волны в модели деформационного взаимодействия $|U_{k\omega}|^2 \sim \omega I_0$, находим, что ток увлечения экситонов в баллистическом режиме при высоких температурах $j \sim I_0$ не зависит от частоты (при фиксированной величине интенсивности I_0). В диффузионном пределе в выражение (11), как и в коэффициент поглощения ПАВ, входит параметр β , при предельных значениях которого ток увлечения имеет следующее частотное поведение $j \sim \omega(\omega\tau)^3 I_0$ при $\beta \gg 1$ и $j \sim \omega(\omega\tau) I_0$ при $\beta \ll 1$.

Для расчета тока увлечения конденсатных и надконденсатных частиц в режиме бозе-конденсации экситонного газа требуется искать решение уравнения Гросса-Питаевского до второго порядка по внешнему возмущению $U_{k\omega}$. Результат вычислений имеет вид

$$\mathbf{j}_c = 2n_c \frac{|U_{k\omega}|^2}{M^2} \frac{\omega k^2 \mathbf{k}}{(\omega^2 - \varepsilon_k^2)^2}, \quad \mathbf{j}_c = 2n_c \frac{|U_{k\omega}|^2}{M^2} \frac{\omega k^2 \mathbf{k}}{(\omega^2 - \varepsilon_k^2)^2 + 4\omega^2 \gamma_{\mathbf{k}}^2}. \quad (12)$$

Резонансная форма знаменателя этих выражений описывает физику процесса: ненулевое значение тока увлечения обусловлено рождением боголюбовской квазичастицы с энергией ε_k . После подстановки $k = \omega/c$ получаем частотное поведение тока в баллистическом режиме $j_c \sim \omega I_0 (1 - s^2/c^2)^{-2}$ и в диффузионном

$$j_c \sim \frac{\omega I_0}{(1 - s^2/c^2)^2 + 4\gamma_{k=\omega/c}^2/\omega^2}. \quad (13)$$

Как видим, максимум тока увлечения при $c = s$ остается конечным $j_c^{max} \sim I_0 \tau^2 / \omega^3$. Детальный анализ вклада надконденсатных частиц является достаточно громоздкой процедурой и выполнен в диссертации. Укажем лишь, что, как и в поглощении ПАВ, этот вклад имеет пороговый характер в чистом пределе, а

учет экситон-примесного рассеяния "размывает" эту особенность. В разделе 1.4 Главы 1 и разделе 2.4 Главы 2 представлены выводы по полученным результатам. Глава 1 и Глава 2 диссертации написаны по результатам работ автора [A1-A6].

Третья глава "*Столкновительные времена жизни элементарных возбуждений в двумерных системах*" посвящена расчетам времен жизни элементарных возбуждений в двумерных системах содержащих электрон-дырочный, электрон-экситонный и поляритонный газы.

Одной из главных характеристик любого элементарного возбуждения (кроме закона дисперсии) является время жизни, определяемое взаимодействием возбуждений с окружающей средой. Определение времен жизни является одной из задач как теории, так и эксперимента. При достаточно низких температурах, когда тепловые колебания решетки не оказывают существенного влияния на поведение квазичастиц, основными механизмами, приводящими к конечному времени жизни, являются рассеяние возбуждений друг на друге и на примесях. Оба этих процесса могут, в принципе, давать соизмеримый вклад в столкновительное время жизни квазичастиц. Глава 3 посвящена расчету времени жизни различных типов квазичастиц, вызванному процессами межчастичных столкновений в ряде двумерных систем. В вступительном разделе 3.1 описываются цели и задачи Главы 3. Раздел 3.2 посвящен расчету времени жизни квазичастиц в двумерном полуметалле (ДП) по отношению к их рассеянию друг на друге из-за кулоновского взаимодействия. Известно [11], что в случае монополярной двумерной плазмы время жизни носителей заряда как функция энергии частицы, отсчитанной от уровня Ферми, в пределе больших концентраций имеет логарифмическую особенность, что отличает двумерную монополярную плазму от ее трехмерного аналога. В монополярной системе $e - e$ ($h - h$) рассеяние не дает непосредственно вклада в электросопротивление, т.к. суммарный импульс частиц сохраняется. Если же имеется два сорта носителей, то рассеяние их друг на друге становится гораздо более существенным для транспорта системы

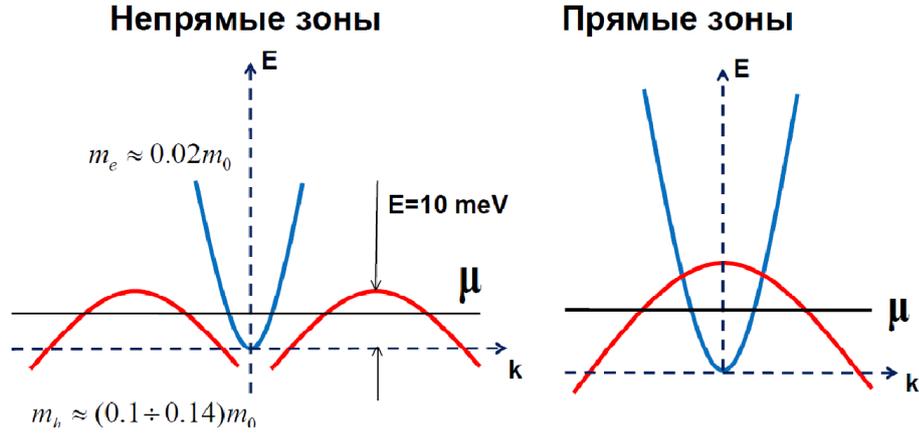


Рис. 2. Схема прямой и непрямой энергетической зонной структуры двумерного полуметалла.

в целом. В разделе 3.2 рассматривается двумерный полуметалл, зонная схема которого представлена на Рис. 2. Для нахождения спектра квазичастиц необходимо найти полюса соответствующей функции Грина. Вычисления в разделе 3.2 проводятся для электронов. Электронная функция Грина имеет стандартную структуру $G_e^{-1}(\mathbf{p}, \epsilon) = G_0^{-1}(\mathbf{p}, \epsilon) - \Sigma(\mathbf{p}, \epsilon)$ и задача заключается в вычислении собственно-энергетической части $\Sigma(\mathbf{p}, \epsilon)$, входящей в это выражение. При малых передачах импульса, главный вклад в собственно-энергетическую часть, как известно, дает бесконечная последовательность диаграмм с любым количеством электронных и дырочных петель. Суммирование диаграмм приводит к выражению:

$$\Sigma(\mathbf{p}, \epsilon) = i \int \frac{d\mathbf{k}d\omega}{(2\pi)^3} \left(\frac{V_0(\mathbf{k})}{1 - V_0(\mathbf{k})[\Pi_e(\mathbf{k}, \omega) + \Pi_h(\mathbf{k}, \omega)]} \right) G^0(\mathbf{p} - \mathbf{k}, \epsilon + \omega), \quad (14)$$

в котором введены поляризационные операторы электронов $\Pi_e(\mathbf{k}, \omega)$ и дырок $\Pi_h(\mathbf{k}, \omega)$ и затравочное кулоновское взаимодействие $V_0(k) = 2\pi e^2/\epsilon_0 k$. Энергетический спектр находится приравниваем нулю выражения знаменателя функции Грина $\epsilon - E_e(\mathbf{p}) + \mu - \Sigma_0(\mathbf{p}) - \Sigma'(\mathbf{p}, \epsilon) = 0$ в котором выделена диаграмма с затравочным кулоновским взаимодействием $\Sigma_0(\mathbf{p})$ и

$$\Sigma'(\mathbf{p}, \epsilon) = i \int \frac{d\mathbf{k}d\omega}{(2\pi)^3} [V(\mathbf{k}, \omega) - V_0(\mathbf{k})] G_0(\mathbf{p} - \mathbf{k}, \epsilon - \omega). \quad (15)$$

Величина $\Sigma_0(\mathbf{p})$ дает лишь перенормировку химического потенциала, которую

можно включить в μ . Результат вычисления интегралов существенно зависит от отношения фермиевских скоростей электронов и дырок $\alpha = v_h/v_e$. В случае, когда параметр α намного отличается от единицы в ту или иную сторону, время жизни электрона можно представить в виде $\tau_e^{-1} = \tau_1^{-1} + \tau_2^{-1}$, где первый член обусловлен электрон-электронным, а второй — электрон-дырочным взаимодействием. При этом, если $\alpha \gg 1$, вычисления дают

$$\tau_1^{-1} \sim \xi|\xi| \ln \frac{1}{|\xi|}, \quad \tau_2^{-1} \sim \frac{\xi|\xi|}{\alpha} \ln \frac{1}{|\xi|}, \quad (16)$$

где ξ — энергия электрона, отсчитанная от уровня Ферми. Таким образом, из (16) видно, что при $\alpha \gg 1$ получается $\tau_1^{-1} \gg \tau_2^{-1}$, т.е. при больших концентрациях дырок, вклад в τ_e^{-1} дает τ_1^{-1} , т.е. электрон-электронное рассеяние преобладает над электрон-дырочным. В обратном предельном случае больших концентраций электронов $\alpha \ll 1$ (более точный критерий малости указан в диссертации) ситуация обратная: преобладают электрон-дырочные процессы столкновений.

В разделе 3.3 рассматриваются процессы электрон-электронных, электрон-дырочных и электрон-фононных взаимодействий и рассчитываются соответствующие времена жизни акустических и оптических плазмонов, электронов, дырок и затухание релеевской ПАВ (когерентного потока поверхностных фононов) в двумерном полуметалле. Взаимодействие поверхностных волн Релея и волн Блюштейна-Гуляева с монополярной двумерной плазмой хорошо изучено в литературе [12]. Электрон-дырочная плазма в пьезоэлектрическом поле поверхностной волны изучалась в работе [13]. В отличие от ситуации, рассматриваемой ниже, в [13] рассматривался сильно неравновесный режим: в уравнениях учитывались как фотогенерация носителей светом, так и их рекомбинация. В полуметалле ситуация существенно другая, поскольку, во-первых, не требуется генерация носителей заряда: благодаря перекрытию зоны проводимости и валентной зоны заселение квантовой ямы носителями обоих знаков возможно соответствующим выбором положения химического потенциала системы т.е.,

фактически, затворным напряжением. Во-вторых, динамика носителей заряда в [13] рассматривалась в режиме сильных столкновений с примесями и описывалась статической проводимостью Друде. В таком режиме, как известно, плазменные колебания отсутствуют, и авторы рассматривали лишь перенормировку скорости и поглощение ПАВ. В разделе 3.3 изучается противоположный – бесстолкновительный – предел. Взаимодействие ПАВ и электрон-дырочной плазмы полуметалла описывается деформационным и пьезоэлектрическим механизмами. В обеих ситуациях получены дисперсионные уравнения, описывающие плазмон-акустические волны из которых определены времена жизни как плазмонов, так и фононов ПАВ. В отсутствие взаимодействия, система характеризуется квазичастицами – фононами ПАВ с дисперсией $\omega = ck$ – и акустической и оптической ветвями плазменных возбуждений полуметалла, имеющих, соответственно, законы дисперсии

$$\omega_{ac} = sk, \quad s = v_e v_h \sqrt{\frac{\varepsilon_0 + 1}{\varepsilon_0} \frac{d}{a_e v_h^2 + a_h v_e^2}}; \quad \omega_{opt} = \sqrt{k \left(\frac{v_e^2}{a_e} + \frac{v_h^2}{a_h} \right)}, \quad (17)$$

где $a_{e,h} = (\varepsilon_0 + 1)/2m_{e,h}e^2$ – боровские радиусы электронов и дырок. Поскольку фазовая скорость фононов обычно много меньше фермиевских скоростей электронов и дырок, $c \ll v_e, v_h$, в дисперсионном уравнении можно рассмотреть фоновую $\omega \sim ck \ll (v_e, v_h)k$ и плазменную $\omega > (v_e, v_h)k \gg ck$ области частот. В случае деформационного механизма взаимодействия, анализ дисперсионного уравнения приводит к следующим результатам. Время жизни фонона ПАВ (мнимая часть закона дисперсии ПАВ) $\omega'' \sim \omega^2$, акустического плазмона $\omega''_{ac} \sim k^2$ и оптического плазмона $\omega''_{opt} \sim k^3$, т.е. при деформационном механизме затухание акустического плазмона сильнее, чем оптического. В случае пьезоэлектрического взаимодействия ПАВ-плазма полуметалла, время жизни фононов ПАВ при $ka_e, ka_h \ll 1$ имеет частотную зависимость $\omega'' \sim \omega^2$, а в области $ka_e, ka_h \gg 1$ не зависит от частоты. Затухание плазмонов: оптического $\omega''_{opt} \sim k$ и акустического $\omega''_{ac} \sim k^2$, т.е. в случае пьезоэффекта, наоборот, оптический плазмон затухает сильнее акустического. Физическим механиз-

мом затухания плазмонов является испускание (генерация) объемных звуковых волн в объем подложки. Качественно такую разницу в генерации объемной акустической волны двухкомпонентной плазмой можно объяснить следующим образом. Генерация объемной звуковой волны при пьезоэлектрическом взаимодействии плазмы и колебаний решетки происходит за счет электрического поля, создаваемого флуктуациями плотности частиц при плазменных колебаниях полуметалла. Очевидно, что электрическое поле оптического плазмона значительно превосходит поле акустического, что связано с противофазным колебанием плотностей электронов и дырок в оптической плазменной моде в отличие от синфазных колебаний в акустической. Таким образом, генерация звука оптическим плазмоном эффективнее, что и приводит к более сильному затуханию оптических плазмонов ($\omega''_{opt} \sim k$) в сравнении с акустическими ($\omega''_{ac} \sim k^2$). В случае же деформационного взаимодействия, генерация объемного звука обусловлена действием силы со стороны носителей заряда на решетку, величина которой пропорциональна сумме градиентов флуктуаций плотности частиц. В акустической плазменной моде градиенты флуктуаций плотности дырок и электронов сонаправлены, а в оптической – направлены противоположно. В такой ситуации сила, действующая на решетку со стороны акустического плазмона, превосходит силу оптического (при совпадающих знаках постоянных деформационного потенциала), что приводит к более эффективной генерации звука акустическим плазмоном и, как следствие, к его большему затуханию ($\omega''_{ac} \sim k^2$, $\omega''_{opt} \sim k^3$). Что касается затухания ПАВ в отсутствие рассеяния электронов, то его физический механизм очевиден: ПАВ "раскачивает" плазму на частоте $\omega = ck \ll kv_{e,h}$ при которой плазмон не является "хорошей" квазичастицей из-за сильного затухания Ландау.

В разделе 3.4 рассматривается влияние электрон-экситонного взаимодействия на время жизни коллективных и одночастичных возбуждений в гибридной системе, схематически показанной на Рис. 3. Для двумерных непрямых дигольных экситонов мы снова принимаем простую модель жестких диполей, уже

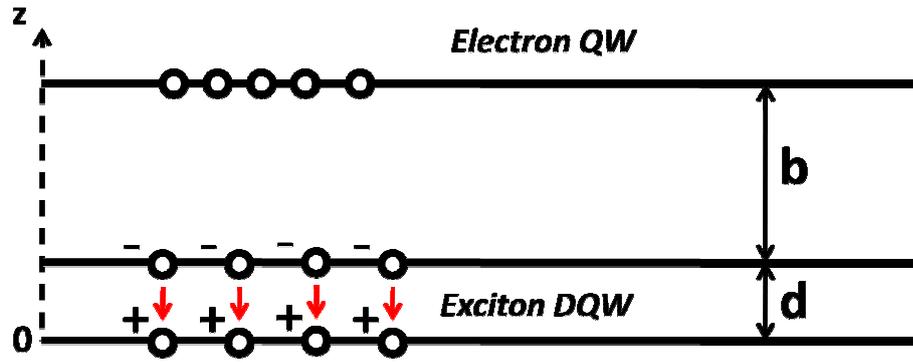


Рис. 3. Схематическое изображение гибридной электрон-экситонной системы.

использованную в Главах 1 и 2. Наиболее интересной для изучения температурной областью является область бозе-конденсированной фазы экситонного газа, поэтому задача рассматривается при $T = 0$. Фермижидкостные эффекты, как известно, приводят к перенормировке массы электрона и конечному времени жизни. Кроме ферми-возбуждений, взаимодействующий электронный газ обладает и плазменной ветвью возбуждений, которой в 2D системе соответствует корневой закон дисперсии. Электрон-экситонное взаимодействие приводит к поправкам к указанным выше спектрам, и раздел 3.4 посвящен расчету затухания указанных типов возбуждений. Кроме электрон-экситонного взаимодействия, в затухание электронов дает вклад и взаимодействие электронов между собой. Этот вклад для двумерного электронного газа был вычислен в работе [11]. Затухание боголюбовского звука в БЭК атомов в бесконечной 2D и 3D системах, обусловленное распадным характером спектра боголонов, рассматривалось в ряде работ, см. обзор [14]. Представляет интерес сравнить вклад в затухание, вызванное экситон-электронным взаимодействием, с собственным затуханием возбуждений в каждой подсистеме. Время жизни электрона определяется мнимой частью массового оператора электрона $\text{Im } \Sigma(\varepsilon, \mathbf{p})$. Вклады второго порядка по величине электрон-экситонного взаимодействия $L_{\mathbf{k}} = 2\pi e^2 e^{-kb}(1 - e^{-kd})/\varepsilon k$, дающие конечное затухание электрона, показаны на Рис. 4. Диаграммы Рис. 4а описывают вклад в $\Sigma(\varepsilon, \mathbf{p})$, обусловленный виртуальными процессами, в которых электрон переводит частицу из конденсата в надконденсатное состояние.

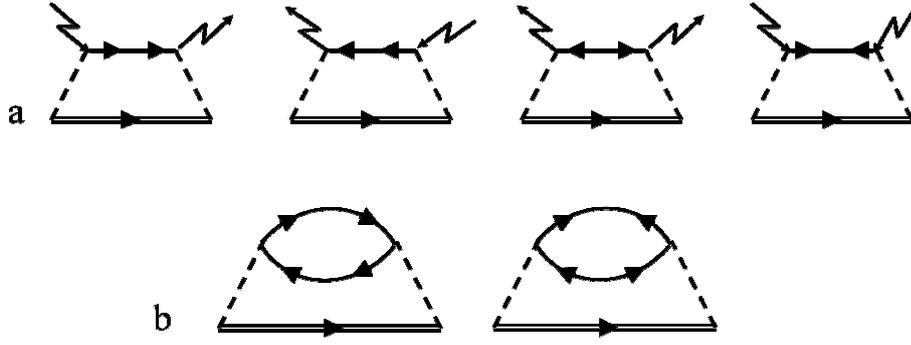


Рис. 4. Массовый оператор электронов. Двойная сплошная линия обозначает функцию Грина электрона. Тонкие сплошные линии – функции Грина надконденсатных частиц. Пунктирная линия – электрон-экситонное взаимодействие. Сплошные ломаные линии – линии конденсатных частиц.

Этот вклад мы обозначим $\Sigma_{cn}(\varepsilon, \mathbf{p})$. Диаграммы Рис. 4b дают вклад $\Sigma_{nn}(\varepsilon, \mathbf{p})$, описывающий поляризацию надконденсатной части, вызванную движущимся электроном, и, таким образом, $\Sigma(\varepsilon, \mathbf{p}) = \Sigma_{cn}(\varepsilon, \mathbf{p}) + \Sigma_{nn}(\varepsilon, \mathbf{p})$. Представляет интерес зависимость $\Sigma(\xi)$ от энергии электрона ξ . Расчет, изложенный в разделе 3.4, дает

$$\text{Im } \Sigma_{cn}(\xi) \sim \frac{\xi|\xi|}{Ms^2}, \quad \text{Im } \Sigma_{nn}(\xi) \sim 0.6\xi. \quad (18)$$

Укажем для сравнения, что в аналогичной 3D системе фермионов и бозонов соответствующий вклад в затухание фермиона $\text{Im } \Sigma_{cn}(\xi) \sim |\xi|\xi^2$ [15] (вклад $\text{Im } \Sigma_{nn}(\xi)$ в [15] не рассматривался). Из (18) видно, что процессы рассеяния электрона на надконденсатных частицах дают линейную зависимость от ξ обратного времени жизни электрона, т.е. главный вклад при $\xi \rightarrow 0$ по сравнению с $\text{Im } \Sigma_{cn}(\xi)$. Анализ затухания коллективных мод дает следующие результаты. Плазмон с дисперсией $\omega \sim \sqrt{k}$ вследствие взаимодействия с конденсатом экситонов получает затухание $\text{Im } \omega \sim k$ при этом в длинноволновом пределе остается хорошей квазичастицей, поскольку $\text{Im } \omega \ll \omega$ при $k \rightarrow 0$. Для коллективных (боголюбовских) мод конденсата с дисперсией $\omega = sk$ затухание имеет вид $\text{Im } \omega \sim k^3$. Интересно, что точно такую же зависимость от волнового вектора имеет собственное (беляевское) затухание боголюбовских возбуждений [14].

Оценки, приведенные в разделе 3.4, показывают, что при типичных значениях параметров системы, беляевское затухание боголонов превосходит затухание, обусловленное взаимодействием с электронной плазмой.

Заключительный раздел 3.5 третьей главы диссертации посвящен анализу межчастичных столкновений бозе-частиц с линейным законом дисперсии (экситонных поляритонов). Поляритоны, будучи составными частицами, обладают рядом преимуществ. Действительно, с одной стороны, относительно легко создавать произвольные линейные периодические потенциалы для фотонов, с использованием фотонных кристаллов или метаматериалов. С другой стороны, из-за наличия в поляритоне экситонной компоненты, газ поляритонов характеризуется сильными нелинейными свойствами в результате экситон-экситонного рассеяния. Важно отметить, что помимо упомянутых свойств, унаследованных от экситонов и фотонов в отдельности, поляритоны, как газ квазичастиц, могут образовывать квази-конденсат в стационарном состоянии при достаточной интенсивности фоновой накачки. Поляритонные сверхрешетки различной геометрии стали в последнее время широко изучаться теоретически и экспериментально [16], при этом большое внимание уделяется структурам с гексагональной симметрией и структурам на основе решеток Кагомэ. Поскольку на данный момент большая часть теоретических усилий посвящено свойствам поляритонных систем с линейной дисперсией и топологическим свойствам таких решеток, то становится ясно, что нелинейные явления в таких системах также должны в значительной степени зависеть от линейного спектра и хиральности поляритонов в гексагональной решетке. В разделе 3.5 показано, что поляритон-поляритонное рассеяние может усиливаться в окрестности точек Дирака. Усиление поляритонного рассеяния в основное состояние может быть использовано в различных ситуациях [17]. Одним из возможных применений этого эффекта является поляритонный лазер. В этом устройстве, когерентное излучение системы происходит из макроскопически заселенного одночастичного состояния. Поскольку в такой ситуации не требуется инверсной населенности, такой лазер характери-

зуются меньшим порогом генерации по сравнению с обычными. Поляритонные лазеры обычно накачивают оптически или с помощью электрического тока инжекции [18]. Порог генерации здесь зависит от времени, которое требуется поляритонам, чтобы рассеяться в основное состояние из резервуара возбужденных состояний. Таким образом, время поляритон-поляритонного рассеяния становится одним из основных параметров, определяющих свойства поляритонных лазеров. Исходя из модельного гамильтониана, описывающего линейную дисперсию поляритонов вблизи точки Дирака и принимая контактную модель для поляритон-поляритонного взаимодействия, в разделе 3.5 находится зависимость столкновительного времени жизни поляритонов как функции энергии. При малых энергиях ($\epsilon \ll T$) получается следующая зависимость

$$\frac{1}{\tau} \sim \epsilon \sqrt{\frac{\epsilon}{T}}, \quad (19)$$

что является основным результатом этого раздела. Если сравнить полученный результат со случаем квадратичной дисперсии, то, как не трудно показать прямым расчетом, в случае параболической дисперсии время поляритон-поляритонного рассеяния зависит квадратично от энергии $1/\tau \sim \epsilon^2/T$ (в области $\epsilon/T \ll 1$). Таким образом, модификация спектра поляритонов с квадратичного до линейного приводит к увеличению эффективности поляритон-поляритонного рассеяния при малых энергиях. Последний факт является немаловажным для создания поляритонных лазеров. Отметим, что увеличение эффективности рассеяния поляритонов все же позволяет им оставаться хорошими квазичастицами, поскольку уширение энергии поляритона за счет столкновений все еще намного меньше самой энергии $1/(\epsilon\tau) \sim \sqrt{\epsilon/T} \ll 1$. В разделе 3.6 представлены выводы к Главе 3. Результаты Главы 3 опубликованы в работах [A7-A10].

В **четвертой главе "Эффекты экранирования статического возмущения в электронном и экситонном газах"** изучаются эффекты экранирования и осцилляции Фриделя в многокомпонентном электронном, экситонном и электрон-экситонном газах. Благодаря присутствию подвижных носителей заряда, элек-

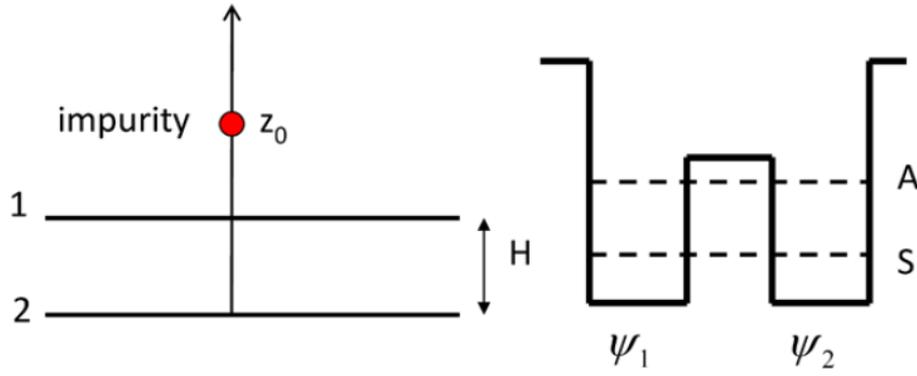


Рис. 5. Двойная квантовая яма с примесью (слева) и ее энергетическая структура (справа). Симметричный и антисимметричный уровни энергии соответствуют нижайшим подзонам поперечного квантования.

тростатическое поле заряда, помещенного в электронный газ, меняет свое пространственное поведение. Конкретный вид экранированного потенциала определяется эффективной размерностью и энергетическим спектром электронного газа. В трехмерной системе исходное кулоновское взаимодействие двух зарядов заменяется законом Юкавы плюс фриделевские осцилляции $\cos(2p_F r)/r^3$, если электронный газ вырожден. Здесь p_F — импульс Ферми, r — расстояние между зарядами. Аналогичный результат в двумерной системе [19] выглядит иначе: монотонная часть имеет поведение $1/r^3$, в то время как осциллирующая часть имеет вид $\sin(2p_F r)/r^2$. В [разделе 4.1](#) дано введение в проблему. [Раздел 4.2](#) посвящен анализу эффекта экранирования и фриделевских осцилляций в двойной квантовой яме и сверхрешетке. В случае двойной квантовой ямы (Рис. 5), если внешний заряд находится в первой яме ($z_0 = H/2$), потенциал, "видимый" электронами в первой ($z = H/2$) либо второй ($z = -H/2$) ямах, имеет вид $\langle U \rangle_{1,2} = (U_{11} + U_{22})/2 \pm U_{12}$, где U_{ij} — матричные элементы экранированного потенциала по волновым функциям поперечного движения электрона в двойной квантовой яме, Рис. 5. Интерес представляет асимптотическое поведение $\langle U(\rho) \rangle_{1,2}$ при больших ρ . Имеется монотонная часть и фриделевские осцилляции. Асимптотика диагональных элементов совпадает со случаем оди-

ночного электронного листа, однако радиус экранирования в два раза меньше

$$U_{11}(\rho) = U_{22}(\rho) \sim \frac{\tilde{e}^2}{(2q_s)^2 \rho^3}, \quad q_s = 2/a_B, \quad \tilde{e}^2 = e^2/\varepsilon_0. \quad (20)$$

Для недиагонального элемента поведение аналогично C/ρ^3 , но коэффициент C зависит от чисел заполнения подзон и расстояния между ямами H

$$U_{12}(\rho) \sim \frac{\tilde{e}^2 H^2}{2(1 + \pi \tilde{e}^2 H \Pi_0) \rho^3}, \quad (21)$$

где величина Π_0 возрастает с увеличением концентрации электронов до момента, когда начинается заполнение второй подзоны. После этого Π_0 принимает значение $2m^*/\pi$ и остается постоянной. Полный потенциал в плоскости, содержащей затравочный заряд, $z = -H/2$, равен $U_{11} - U_{12}$ и меняет знак при больших ρ и при $H > a_B/2$. Физическая причина такой переэкранировки может быть объяснена следующим образом. Если затравочный заряд находится в точке $\rho = 0$ в плоскости $z = H/2$, тогда под ним, в плоскости $z = -H/2$ индуцируется отрицательный заряд, и поле индуцированного заряда в отдаленной точке этой плоскости превышает поле затравочного заряда при больших H . Что касается фриделевских осцилляций, то наибольший интерес представляет ситуация, когда заселены обе подзоны поперечного квантования. В этом случае осциллирующая часть $\langle \tilde{U}(\rho) \rangle_{1,2}$ экранированного потенциала имеет следующую структуру

$$\langle \tilde{U}(\rho) \rangle_{1,2} \sim A \frac{\sin(2p_1 \rho)}{(2p_1 \rho)^2} + B \frac{\sin(2p_2 \rho)}{(2p_2 \rho)^2} \pm D \frac{\sin(p_1 + p_2) \rho}{(p_1 + p_2)^2 \rho^2}, \quad (22)$$

где A, B, D — постоянные, и $p_{1,2}$ — импульсы Ферми электронов в первой и второй подзонах поперечного квантования. Необычным является наличие третьего слагаемого в этом выражении, описывающего пространственные осцилляции плотности электронов с комбинационной частотой.

В случае сверхрешетки для описания экранирования и осцилляций принимается следующая модель. Сверхрешетка представляет собой бесконечную систему n параллельных слоев, в каждом из которых находится 2D электронная плазма. Если затравочный заряд поместить в один из слоев, номер которого

принять за нулевой, $n_0 = 0$, то экранированный потенциал на больших расстояниях можно вычислить в аналитическом виде. Если ρ — расстояния от заряда вдоль слоев, а Δ — расстояние между слоями, то

$$U_{n \gg 1}(\rho = 0) = \tilde{e}^2 \left(1 + \frac{q_s \Delta}{3}\right)^{-1} \frac{e^{-\kappa|z|}}{|z|}; \quad U_{n=0}(\rho \gg \Delta) = \tilde{e}^2 \left(1 + \frac{q_s \Delta}{2}\right)^{-\frac{1}{2}} \frac{e^{-\kappa\rho}}{\rho},$$

где $\kappa^2 = 2q_s/\Delta$. Видно, что трехмерный характер экранирования сохраняется (закон Юкавы), но имеется *анизотропия* эффекта (различные коэффициенты в этих формулах). Координатная зависимость осциллирующей части экранированного потенциала (в отличие от монотонной) остается двумерной, т.е. ρ^{-2} и амплитуда осцилляций убывает экспоненциально вдали от плоскости, где находится сторонний заряд.

В разделе 4.3 изучается эффект экранирования в газе дипольных экситонов как выше, так и ниже точки конденсации в системе на основе двойной квантовой ямы. В случае экситонного газа, вопрос экранирования заряда *нейтральными*, но имеющими дипольный момент частицами, имеет общезначимый интерес. Возможность перехода экситонного газа в БЭК фазу делает постановку задачи нетривиальной. Кроме того, вопрос экранирования примесного потенциала экситонным газом имеет и практический интерес. Одним из эффектов, изучаемых в системах не прямых в пространстве дипольных экситонов, является растекание экситонов в плоскости структуры из области, где они генерируются лазерным импульсом к периферии. Эксперименты свидетельствуют, что заметное растекание начинается лишь когда их концентрация становится достаточно большой [20]. Авторы интерпретируют этот факт как проявление эффекта экранирования имеющего в образце случайного потенциала примесей: малое количество экситонов захвачено на примеси, а с увеличением числа экситонов потенциал беспорядка экранируется, что позволяет экситонам перемещаться на макроскопические расстояния. Анализ явления экранирования, приведенный в разделе 4.3. диссертации, показывает, что в нормальной фазе экситонного газа осуществляется экранирование диэлектрического типа: координатная зави-

симось потенциала дефекта не меняется, а он просто делится на некоторую эффективную проницаемость ϵ_{eff} :

$$W(\mathbf{r}) = \frac{U(\mathbf{r})}{\epsilon_{eff}}, \quad \epsilon_{eff} = 1 + \frac{2d}{a^*} \left(e^{2\pi N_0/MT} - 1 \right), \quad (23)$$

где $a^* = \epsilon/Me^2$ — эффективный борковский радиус для частицы с массой экситона, N_0 — равновесная концентрация экситонов. В конденсированной фазе, характер экранирования существенно меняется. Если примесь или дефект лежит в плоскости диполей $H = 0$, то, соответственно, для иона и короткодействующего дефекта, экранированный потенциал имеет асимптотическое поведение $W(\rho) \sim \rho^{-7}$, $W(\rho) \sim \rho^{-5}$.

В разделе 4.4 изучается вопрос о влиянии на экранирование 2D электронного газа, расположенного вблизи слоя непрямых экситонов, Рис. 6. Показано, что вследствие электрон-экситонного взаимодействия, фазовый переход экситонного газа в состояние бозе-конденсата меняет лишь коэффициент при асимптотической зависимости $1/\rho^3$ пространственного поведения плотности электронов и никак не сказывается на фриделевских осцилляциях экситонной плотности. Последнее обстоятельство можно объяснить тем фактом, что конденсация существенно перестраивает поведения системы при малых импульсах, в то время как осцилляции Фриделя определяются большой величиной — импульсом Ферми. Принципиально новым эффектом, обусловленным электрон-экситонным взаимодействием, являются фриделевские осцилляции плотности экситонов. Физическая причина явления очевидна: пространственные осцилляции электронов приводят и к неоднородному распределению экситонной плотности вследствие электростатической связи между экситонной и электронной компонентами. В разделе 4.5 представлены выводы к Главе 4. Четвертая глава написана на основе работ соискателя [A11-A15].

Кроме коллективных свойств, одиночные элементарные возбуждения в низкоразмерных структурах также могут обладать рядом интересных физических свойств, особенно в нульмерных системах, таких как квантовые точки

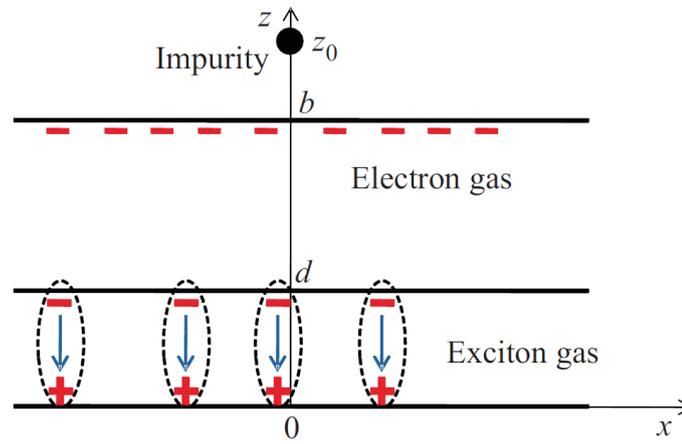


Рис. 6. Гибридная система, состоящая из двумерного электронного и двумерного экситонного газов при наличии примеси.

и квантовые кольца. **Пятая глава** диссертации "*Взаимодействие одиночных элементарных возбуждений с электромагнитным полем в квантовых ямах и квантовых кольцах*" посвящена рассмотрению некоторых физических явлений, в которых главная роль отводится одиночным элементарным возбуждениям. В разделе 5.1 описывается постановка задач и изучаемые эффекты. В разделе 5.2 изучаются свойства экситона Ванье-Мотта в квантовом кольце (КК) в электромагнитном поле внешней низкочастотной подсветки. Электрическое поле внешней электромагнитной волны считается однородным, поскольку длина волны намного превышает радиус кольца. Однородное поле не может изменить импульс \mathbf{P} нейтральной частицы — экситона, но в КК мы имеем дело с задачей трех тел: электрона, дырки и самого кольца. Динамика центра масс экситона в этом случае характеризуется угловым моментом J , а не величиной \mathbf{P} , и однородное переменное поле существенно изменяет динамику экситона как целого. Более того, это движение, в свою очередь, связывается с внутренним движением экситона (относительное движение электрона и дырки в экситоне), что приводит к специфической тонкой структуре в спектре люминесценции. Динамика экситона в КК во внешнем циркулярно-поляризованном поле с ам-

плитудой F_0 описывается гамильтонианом

$$H_0 = -B \frac{\partial^2}{\partial \varphi_C^2} - \beta \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} - \frac{e^2}{2\epsilon a |\sin(\theta/2)|} + 2eF_0 a \sin(\varphi_C + \gamma\theta - \omega t) \sin(\theta/2) \quad (24)$$

где $\varphi_C = (m_e \varphi_e + m_h \varphi_h)/M$, $\theta = \varphi_e - \varphi_h$ переменные центра масс и относительного движения электрона и дырки, a – радиус КК, и введены характерные энергии: вращательный квант, описывающий движение центра масс, $B = \hbar^2/2Ma^2$ и внутреннее движение $\beta = \hbar^2/2\mu a^2$; $\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$ приведенная масса экситона. Вычисление вероятности рекомбинации экситона с Гамильтонианом (24) проведено в трех случаях: 1) внешняя подсветка учитывается по теории возмущений; 2) в резонансном (Раби) приближении; 3) в адиабатическом приближении, когда внутреннее движение экситона гораздо быстрее по сравнению с движением его центра масс т.е. $B \ll \mu e^4/\epsilon^2 \hbar^2$. Показано, что во всех трех режимах спектр люминесценции кроме основного пика содержит сателлиты, амплитуда и положение которых определяется амплитудой и частотой внешней подсветки. При этом в адиабатическом режиме, при определенных соотношениях параметров, интенсивность сателлитных линий может осциллировать при изменении частоты внешнего электромагнитного поля.

В разделе 5.3 построена теория комбинационного рассеяния света на дипольных экситонах в двойной квантовой яме. Рассматриваются как межзонные виртуальные процессы, так и внутризонные переходы. Предсказано отсутствие резонансного фактора увеличения сечения при частоте рассеиваемого света близкой к ширине запрещенной зоны материала. Комбинационное рассеяние света описывается известной формулой Крамерса-Гейзенберга, применимой для нерелятивистских систем в дипольном приближении $ka, k'a \ll 1$ (k, k' - волновые числа падающего и рассеянного фотонов, a - размер рассеивающей системы):

$$d\sigma = \frac{\omega \omega'^3}{\hbar^2 c^4} \left| \sum_n \left[\frac{(\mathbf{e}'^* \mathbf{d}_{fn})(\mathbf{e} \mathbf{d}_{ni})}{E_n - E_i - \omega} + \frac{(\mathbf{e} \mathbf{d}_{fn})(\mathbf{e}'^* \mathbf{d}_{ni})}{E_n - E_f + \omega} \right] \right|^2 d\Omega, \quad (25)$$

где \mathbf{d}_{ni} - матричные элементы дипольного момента, E_n - уровни энергии рассеивателя, \mathbf{e}, \mathbf{e}' - вектора поляризации света. Начальному состоянию системы

E_i - соответствует присутствие в ней одного экситона. Следовательно, энергия E_i близка к E_g - ширине запрещенной зоны (ноль отсчета энергий выбирается на вершине валентной зоны). Резонансный вклад в рассеяние при $\omega \approx E_g$ возникает от *двух* слагаемых в формуле (25). Показано, что в такой постановке оба слагаемых компенсируют друг друга и сечение рассеяния, определяемое выражением (25), обращается в ноль. В нерезонансной ситуации анализ сечения показывает, что отличный от нуля результат получается лишь при учете ангармонических слагаемых в потенциале электрон-дырочного взаимодействия внутри экситона.

Физическим свойствам D^- центра (двух электронов, локализованных вблизи положительно заряженного иона), триона в ДКЯ и биэлектрона в одиночной КЯ в скрещенных однородных электрическом и магнитном полях посвящен раздел 5.4. Вычисляется энергетический спектр D^- центра, триона и их поляризуемость. В одиночной квантовой яме исследуются связанные состояния биэлектрона во внешнем однородном магнитном поле. Связанные состояния двух (а также трех) электронов в поперечном магнитном поле рассматривались в работе [21]. Авторы [21] считали магнитное поле достаточно сильным, чтобы можно было пренебречь смешиванием уровней Ландау. Было показано, что, несмотря на отталкивание, спектр системы дискретный, и были найдены уровни энергии, примыкающие к нулевому уровню Ландау и зависящие от квантового числа азимутального момента относительного движения двух электронов. В разделе 5.4 обращается внимание на то, что в противоположном предельном случае относительно слабых магнитных полей система из двух электронов также обладает дискретным спектром и является связанной, хотя природа этих связанных состояний существенно отличается от случая сильного поля. Указанные состояния возникают в потенциале, ограничивающем относительное движение частиц со стороны малых относительных расстояний r кулоновским барьером \tilde{e}^2/r , а со стороны больших относительных расстояний - магнитной параболой $m\omega_c^2 r^2/16$. В рамках такой модели удается получить спектр радиального относительного

движения биэлектрона в виде

$$w_n = \frac{\sqrt{3}}{2} \omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (26)$$

Анализ поведения биэлектрона в слабом переменном магнитном поле показывает, что он может быть обнаружен экспериментально в области слабых магнитных полей по магнито-дипольному поглощению на частоте $\sqrt{3}\omega_c$.

Раздел 5.5 пятой главы посвящен анализу особенностей эффекта Аронова-Бома для плазменных возбуждений в КК конечной ширины. Учет конечной ширины КК можно провести в рамках точно решаемой аналитической модели [22], когда КК описывается потенциалом вида $U(\rho) = A/\rho^2 + B\rho^2$, где A, B — произвольные параметры. Такая модель позволяет определить точные волновые функции одноэлектронных состояний и рассчитать спектр плазменных колебаний. Результат численного расчета представлен на Рис. 7 для плазмона с угловым моментом $\ell = 1$ как функции магнитного потока сквозь КК. Видно, что в КК конечной ширины зависимость частоты плазмонов от магнитного поля содержит как монотонную часть, так и осцилляции Ааронова-Бома, период и амплитуда которых также меняются с магнитным полем. Характерная напряженность поля определяется сравнением магнитной длины и ширины кольца. В разделе 5.5 представлены выводы к Главе 5. Пятая глава написана на основе работ соискателя [A16-A20].

В Заключении обобщены основные результаты работы:

- Построена теория взаимодействия поверхностных акустических волн Релея и Блюштейна-Гуляева с двумерным газом дипольных экситонов по деформационному и пьезоэлектрическому механизмам выше и ниже температуры конденсации экситонного газа. Рассмотрены два характерных эффекта — поглощение ПАВ и эффект увлечения экситонного газа посредством ПАВ. Показано, что оба эффекта претерпевают радикальное изменение при переходе через точку бозе-конденсации экситонного газа.

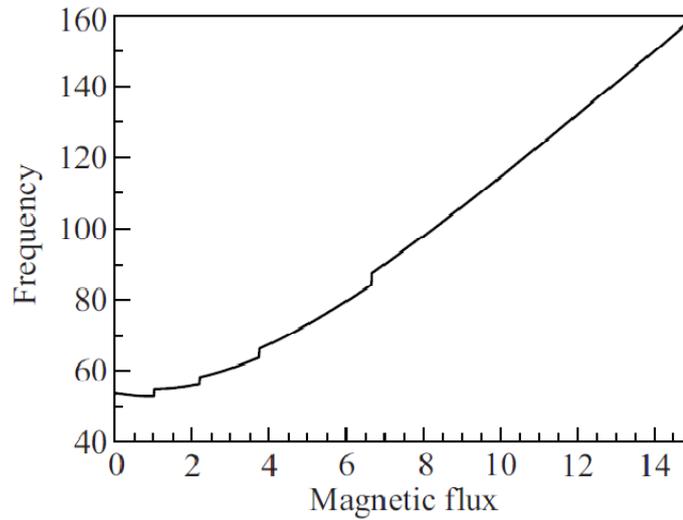


Рис. 7. Зависимость плазменной частоты для $\ell = 1$ от магнитного потока сквозь срединную окружность кольца.

Рассеяние экситонов на статическом флуктуационном потенциале в нормальной фазе и в фазе БЭК приводит к затуханию возбуждений и модификации частотных зависимостей поглощения ПАВ и плотности тока акустоэкситонного увлечения. Переход экситонного газа в режим бозе-конденсата приводит к существенному увеличению времени примесного рассеяния боголюбовских мод по сравнению со временем экситон-примесного рассеяния в нормальной фазе. Рассеяние боголюбовских возбуждений на потенциале беспорядка в двумерном конденсате более эффективно, чем в случае 3D конденсата.

- Развита теория межчастичных столкновений и рассчитаны времена жизни возбуждений в двумерных электрон-дырочном, электрон-экситонном и поляритонном газах. Показано, что: 1) В равновесном электрон-дырочном газе двумерного полуметалла столкновительное время жизни электронов (дырок) определяется той компонентой газа, концентрация которой меньше. Время жизни акустического и оптического плазмона в равновесном электрон-дырочном газе двумерного полуметалла определяются испусканием объемных звуковых волн (фононов) в объем подложки. При пье-

зоэлектрическом механизме взаимодействия звука с электрон-дырочной плазмой оптический плазмон затухает сильнее акустического, а при деформационном — наоборот. 2) В гибридной электрон-экситонной системе в режиме экситонного конденсата рассеяние электронов на экситонах существенно уменьшает время жизни электронных возбуждений, при этом основной вклад во время жизни электронов происходит от рассеяния электронов на надконденсатных экситонах. У плазмонов появляется ненулевое затухание в области, где отсутствует затухание Ландау. 3) В двумерном газе экситон-поляритонов с линейным спектром увеличивается интенсивность поляритон-поляритонного рассеяния при малых энергиях.

- Разработана теория эффекта экранирования и осцилляций Фриделя в наноструктурах, содержащих многокомпонентный электронный (двойная квантовая яма, сверхрешетка), экситонный газы, а также в гибридных электрон-экситонных системах. Показано, что: 1) Экранированный потенциал в двойной квантовой яме, каждая из которых содержит электронный газ, имеет на больших расстояниях поведение, характерное для двумерных систем. Фриделевские осцилляции экранированного потенциала в ДКЯ содержат вклады с комбинационной частотой. Поведение монотонной части экранированного потенциала в сверхрешетке становится квазитрехмерным и анизотропным. Осциллирующая часть экранированного потенциала имеет координатное поведение, характерное для двумерных систем. 2) В равновесном газе дипольных экситонов экранирование статического возмущения зависит от фазового состояния экситонного газа. Выше температуры конденсации экранирование носит диэлектрический характер. В режиме БЭК экранирование приводит к резкому убыванию потенциала статического возмущения с высокими показателями степени расстояния. 3) В гибридной электрон-экситонной системе возможно возникновение пространственных осцилляций экситонной плотности — элек-

тростатически наведенных осцилляций Фриделя. Фазовый переход экситонного газа в состояние БЭК никак не сказывается на их поведении.

- Теоретически исследованы свойства одиночных экситонов и плазмонов в квантовых кольцах. Показано, что экситонная люминесценция квантовых колец во внешнем переменном электромагнитном поле, кроме основной линии излучения, имеет набор сателлитных резонансов — фотонных повторений. Изучены особенности эффекта Ааронова-Бома в квантовом кольце для плазмонов, который проявляется в виде осцилляций частоты плазмонов как функции магнитного поля через кольцо. Конечная ширина квантового кольца приводит к зависимости частоты плазмона от магнитного поля, содержащей монотонную и осциллирующую составляющие.
- Построена теория комбинационного рассеяния света на дипольных экситонах в квантовых ямах и показано, что в сечении рассеяния отсутствует резонансный фактор усиления при частоте света, близкой к ширине запрещенной зоны материала. Вычислены спектры и поляризуемости D^- -центра и триона в двойной квантовой яме. В одиночной квантовой яме исследованы связанные состояния биелектрона и указана возможность его экспериментального обнаружения по магнитодипольному поглощению электромагнитных волн.

Список публикаций автора по теме диссертации

Статьи в реферируемых журналах

[A1] Ковалев В.М. Поглощение поверхностных акустических волн газом двумерных не прямых дипольных экситонов/В.М. Ковалев, А.В. Чаплик//Письма в ЖЭТФ.—2012.—Т.96—С.865

[A2] Батыев Э.Г. Отклик бозе-эйнштейновского конденсата дипольных экситонов на статические и динамические возмущения/Э.Г. Батыев, В.М. Ковалев, А.В. Чаплик//Письма в ЖЭТФ.—2014.—Т.99—С.623

[A3] Ковалев В.М. Эффект увлечения экситонов поверхностной звуковой волной/В.М. Ковалев, А.В. Чаплик//Письма в ЖЭТФ.—2015.—Т.101—С.194

[A4] Боев М.В. Rayleigh surface wave interaction with the 2D exciton Bose-Einstein condensate/М.В. Боев, В.М. Ковалев//ЖЭТФ.—2015.—Т.147—С.1155

[A5] Боев М.В. Акустоэкситонные эффекты в двумерном газе дипольных экситонов/М. В. Боев, В. М. Ковалев, А. В. Чаплик//Письма в ЖЭТФ.—2016.—Т.104—С.203

[A6] Ковалев В.М. Акустоэкситонное взаимодействие в газе двумерных непрямых дипольных экситонов в присутствии беспорядка/В.М Ковалев, А.В. Чаплик//ЖЭТФ.—2016.—Т.149—С.578

[A7] Kovalev V.M. Ultrafast Exciton-Polariton Scattering Towards the Dirac Points/V.M. Kovalev, I.G. Savenko and I.V. Iorsh//J. Phys.: Condens. Matter. 2016.—V.28—P.105301

[A8] Ковалев В.М. Время жизни квазичастиц в двумерном полуметалле /В.М. Ковалев, А.В. Чаплик//Письма в ЖЭТФ.—2011.—т.93—в.7—с.442-445

[A9] Ковалев В.М. Взаимодействие поверхностной и объемной акустических волн с двумерным полуметаллом/В.М. Ковалев, А.В. Чаплик//ЖЭТФ. 2015.—т.147—с.356-362

[A10] Ковалев В.М. Время жизни квазичастиц в гибридной электрон-экситонной системе/В.М. Ковалев, А.В. Чаплик// Письма в ЖЭТФ.—2013. — т.98 — с.371-374

[A11] Ковалев В.М. Эффекты экранирования и осцилляции Фриделя в наноструктурах с квантовыми ямами/В.М. Ковалев, А.В. Чаплик//ЖЭТФ. —2008.— т.134—с.980-987

[A12] Kovalev V.M. Electrostatic screening in nanostructures with multicomponent electron plasma/V.M. Kovalev and A.V. Chaplik//Journal of Physics: Conference Series.—2008.—V.129—P.012007

[A13] Ковалев В.М. Экранирование статического возмущения в системе дипольных экситонов/В.М. Ковалев, А.В. Чаплик//Письма в ЖЭТФ. — 2010.

– т.92 – с.208-211

[A14] Ковалев В.М. Модуляция плотности экситонов в гибридной электрон-экситонной системе/В. М. Ковалев, А.В. Чаплик//Письма в ЖЭТФ. – 2011. – т.94. – с.601-604

[A15] Electrostatic screening and Friedel oscillations in nanostructures/A.V. Chaplik, V.M. Kovalev, L.I. Magarill and R.Z. Vitlina//Journal of Superconductivity and Novel Magnetism – 2012. –v.25–p.699-709

[A16] Kovalev V.M. Fine structure of the exciton luminescence in quantum ring under external electromagnetic radiation/V.M. Kovalev, A.V. Chaplik//Europhysics Letters. – 2007. –v.77 –p.47003

[A17] Ковалев В.М. Композитные частицы в квантовых ямах/В.М. Ковалев, А.В. Чаплик// Письма в ЖЭТФ.— 2008.— т.88 —с.527-530

[A18] Ковалев В.М. Эффект Ааронова-Бома для плазмонов в квантовом кольце конечной ширины/В.М. Ковалев, А.В. Чаплик//Письма в ЖЭТФ. – 2009. –т.90 – с.753-755

[A19] Ковалев В.М. Неупругое рассеяние света дипольными экситонами/В.М. Ковалев, А.В. Чаплик//Письма в ЖЭТФ.— 2011. – т.94 —с.339-342

Глава в монографии

[A20] Chaplik A.V. New versions of the Aharonov-Bohm effect in Quantum Rings/A.V. Chaplik, V.M. Kovalev//Physics of Qunatum Rings. Ed. V. Fomin. Nanoscince and Technology, Springer Berlin Heidelberg, 2013.—P.199-245

Цитированная литература

1. Брандт Н.Б., Кульбачинский В.А. Квазичастицы в физике конденсированного состояния.- М: Физматлит, 2005
2. Эйнштейн А. Квантовая теория одноатомного идеального газа/А. Эйнштейн//УФН.— 1965. – Т.86 – С.381-403
3. Cornell E.A. Nobel lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first

- 70 years and some recent experiments/E.A. Cornell, C.E. Wieman//Rev. Mod. Phys. — 2002. — Vol.74 — P.875-893
4. Горбунов А.В. Коллективные явления в ловушках для бозе-конденсации диполярных экситонов: дис.... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.07/Горбунов Александр Васильевич.-М., 2015.-171 с.
 5. Butov L.V. Exciton condensation in coupled quantum wells/Butov L.V.//Solid State Comm. — 2003. — Vol.127 — P.89
 6. Shelykh I.A. Rotons in a Hybrid Bose-Fermi System/I.A. Shelykh, T. Taylor, A. Kavokin//Phys. Rev. Lett. — 2010. — Vol.105 — P.140402
 7. Горбунов А.В. О фазовой диаграмме бозе-конденсации диполярных экситонов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с квантовыми ямами/ А.В.Горбунов, В.Б.Тимофеев//Письма в ЖЭТФ. — 2012. — Vol.96 — P.145
 8. Rudolph J. Long-Range Exciton Transport by Dynamic Strain Fields in a GaAs Quantum Well/Rudolph J., Hey R., Santos P.V.//Phys. Rev. Lett. — 2007. — Vol.99 — P.047602
 9. Polariton Condensation in Dynamic Acoustic Lattices/E.A. Cerda-Mendez, D.N. Krizhanovskii, M. Wouters, R. Bradley, K. Biermann, K. Guda, R. Hey, P. V. Santos, D. Sarkar, M.S. Skolnick//Phys. Rev. Lett. — 2010. — Vol.105 — P.116402
 10. Гергель В.А. Разреженный неидеальный бозе-газ в поле хаотически распределенных примесей/В.А. Гергель, Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис//ЖЭТФ. — 1970. — Т.58 — С.686
 11. Чаплик А.В. Энергетический спектр и процессы рассеяния электронов в инверсионных слоях/А.В. Чаплик//ЖЭТФ.—1971.—т.60—с.1845-1852.
 12. Chaplik A.V. Two-dimensional plasmons (2DP) and acoustic waves in crystals/A.V. Chaplik, M.V. Krashenninnikov//Surface Science.— 1980.—V.98—P.533
 13. Усиление нелинейного акустоэлектронного взаимодействия в фотовозбужденной плазме квантовой ямы//А.В. Каламейцев, А.О. Говоров, Х.Д. Кутчер, А. Виксфорд//Письма в ЖЭТФ.—2000—т.72.—С.273

14. Chung M. Damping in 2D and 3D dilute Bose gases/M. Chung and A. Bhattacharjee//New J. Phys. – 2009 – Vol.11 – P.123012
15. Могилюк Т.И. Фермион-фермионное взаимодействие в разбавленной бозе-конденсированной газовой смеси/Т.И. Могилюк//ЖЭТФ.—2011.—т.140, 835 (2011)
16. *f*-band condensates in exciton-polariton lattice systems/N.Y. Kim и др.//Phys. Rev. B.—2014.—V.89—P.085306
17. Polariton lasing vs. photon lasing in a semiconductor microcavity/Н. Deng и др.//Proc. Nat. Acad. Sci. USA—2003.—V.100—P.15318
18. An electrically pumped polariton laser/C. Schneider и др.//Nature.—2013.—V.497—P.348
19. Stern F. Polarizability of a Two-Dimensional Electron Gas/ F. Stern//Phys. Rev. Lett.—1967.—V.18—P.546
20. Control of Exciton Fluxes in an Excitonic Integrated Circuit/A.A. High и др.//Science.—2008.—V.321—P.229
21. Бычков Ю.А. Двумерные электроны в сильном магнитном поле/Ю.А. Бычков, С.В. Иорданский, Г.М. Элиашберг//Письма в ЖЭТФ.—1981.—Т.33—С.152
22. Tan W.-C. Landau quantization and the Aharonov-Bohm effect in a two-dimensional ring/W.-C. Tan, J.C. Inkson//Phys. Rev. B.—1996.—V.53—P.6947