

На правах рукописи

Кулик Леонид Викторович

**ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ
МЕТОДОМ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА**

Специальность 01.04.07. – физика конденсированного состояния

**Автореферат диссертации
на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук**

Черноголовка 2006

Работа выполнена в Институте физики твердого тела РАН.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук **Сибельдин Николай Николаевич**,
доктор физико-математических наук **Волков Владимир Александрович**,
доктор физико-математических наук **Сапега Виктор Федорович**.

Ведущая организация: Институт спектроскопии РАН (Троицк).

Защита состоится "21" сентября 2006 года в 10 часов
на заседании диссертационного совета Д 002.100.01 в Институте физики твердого тела РАН по адресу: 142432, г. Черноголовка, Московская область, ИФТТ РАН, Институтский пр. 15.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН.

Автореферат разослан "28" июня 2006.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Зверев В.Н.

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы. Исследование полупроводниковых низкоразмерных электронных систем в течение последних десятилетий является одним из наиболее актуальных и интенсивно развивающихся направлений в физике твердого тела. В первую очередь, это связано с открытием принципиально новых фундаментальных физических явлений – целочисленного и дробного квантового эффекта Холла [1, 2]. Кроме того, достигнутый прогресс в области технологии приготовления образцов позволил уменьшить характерные размеры элементов полупроводниковых структур до масштаба, сравнимого с межатомным расстоянием, а число электронов, участвующих в работе полупроводниковых устройств, достигло нескольких десятков и даже единиц. Поэтому внедрение технологии столь высокого уровня оказалось тесно связано с развитием квантомеханической теории низкоразмерных электронных систем. Специфика такого рода объектов заключается в том, что из-за пространственного ограничения роль кулоновских корреляций между электронами в них существенно возрастает.

Для описания сильно взаимодействующих многоэлектронных систем обычно используется представление об элементарных возбуждениях, как квазичастицах, предложенное Ландау еще в 1941 году [3]. В рамках теории квазичастиц электроны или квазиэлектроны заполняют в p -пространстве такой же объем с радиусом p_F , как и свободные электроны, а возбужденные состояния описываются слабо взаимодействующими квазичастицами с зарядами $-e$ и $+e$, спином $1/2$, соответствующими эффективными массами и временами жизни. Концепция квазичастиц позволила свести сложную динамику системы сильно взаимодействующих частиц к более простой динамике совокупности квазинезависимых объектов. Практически проблема сведена к рассмотрению газоподобной системы, что позволяет описывать равновесные и неравновесные свойства систем с сильным взаимодействием с помощью относительно простых методов статистической термодинамики и кинетики газов.

Концепция квазичастиц успешно применяется и для описания пространственно-анизотропных многоэлектронных систем на базе электронов на поверхности жидкого гелия, кремниевых МДП структур и полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами. В результате ограничения движения в одном из пространственных направлений энергетический спектр таких систем разбивается на совокупность подзон размерного квантования. Если энергетические масштабы, связанные с поперечным квантованием, превышают все другие характерные энергии (энергию Ферми и тепловую энергию) электронная система становится двумерной (2Д), а ее плотность состояний – константой, зависящей только от эффективной массы электронов. Спектр возбуждений 2Д-электронной системы обладает рядом уникальных особенностей. По-

являются новые ветви возбуждений: внутри нижней размерноквантованной подзоны (внутриподзонные или собственно двумерные) и с изменением индекса подзоны (межподзонные).

В последнее время в исследовании 2D-систем возникло новое направление – электронные системы с пространственным разделением заряда или двойные электронные слои. Физической реализацией двойных слоев является полупроводниковая гетероструктура с двумя симметрично легированными квантовыми ямами (ДКЯ), разделенными узким потенциальным барьером. Наличие двух слоев в ДКЯ приводит к появлению дополнительной степени свободы – псевдоспина, связанной с возможностью электронов изменять слоевой индекс. По физическим свойствам двойные слои можно разбить на две группы: с кулоновской связью и с туннельной связью между слоями. Двойные слои с кулоновской связью интересны для фундаментальных исследований. Кулоновские корреляции между электронами разных ям могут приводить к таким физическим явлениям как кулоновское увлечение, ферромагнетизм, сверхпроводимость и Вигнеровская кристаллизация. В свою очередь, двойные слои с туннельной связью представляют значительный интерес для технических приложений. ДКЯ с пространственно модулированной туннельной связью являются наиболее вероятными кандидатами для создания базовых элементов квантовых компьютеров – кубитов и квантовых логических гейтов, интегрируемых в стандартные электронные цепи. Варьируя число и распределение поверхностных затворов к ДКЯ можно организовать любое квантовое вычисление [4].

Несмотря на обширную теоретическую литературу, посвященную возбуждениям в одиночных и двойных электронных слоях, экспериментальные работы сводятся, по существу, к магнетотранспортным исследованиям основного состояния. Это связано с тем, что большинство возбуждений неактивны в процессах поглощения электромагнитного излучения и не детектируются стандартными методами ИК-спектроскопии. Поэтому все большую актуальность приобретают исследования двумерных систем методом неупругого рассеяния света. В отличие от активационного транспорта, дающего информацию о структуре состояний вблизи уровня Ферми, неупругое рассеяние света является наиболее точным методом для исследования всего энергетического спектра двумерных электронных систем. Более того, это – прямой метод исследования дисперсии электронных возбуждений.

Целью диссертационной работы является описание спектра и дисперсии коллективных возбуждений и магнетовозбуждений в одиночных и двойных электронных слоях.

Методы исследований. Разработан новый многосветоводный метод, позволяющий измерять сигнал рассеяния света с большим импульсом передачи в сильном магнитном поле (до 20 Т) и при низких температурах (до 30 мК).

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

1. Измерены энергии комбинированных возбуждений в двумерных электронных системах, связанных с одновременным изменением орбитального и спинового квантового числа. Обнаружено новое возбуждение спиново-зарядового типа. Измерены обменные поправки к энергиям комбинированных возбуждений в ультраквантовом пределе и в состояниях четного и нечетного целочисленного квантового эффекта Холла. Показано, что комбинированные возбуждения в состояниях четного целочисленного квантового эффекта Холла являются нижайшими по энергии.
2. Исследована модификация спектра межподзонных возбуждений магнитным полем. Экспериментально проверен аналог теоремы Кона для межподзонных возбуждений. Обнаружены новые ветви межподзонных магнетовозбуждений, связанные с многокомпонентной природой основного состояния электронной системы с несколькими заполненными уровнями Ландау. Измерены дисперсионные зависимости межподзонных возбуждений, и получена информация о коллективных свойствах двумерных электронных систем, о взаимодействии коллективных мод разной природы и о взаимодействии электронных и фононных подсистем.
3. Исследовано влияние параллельного магнитного поля на энергии межподзонных возбуждений и магнетовозбуждений. Показано, что форма дисперсионной зависимости межподзонных возбуждений при произвольной ориентации магнитного поля определяется только перпендикулярной компонентой магнитного поля. Параллельная же компонента сдвигает дисперсионную зависимость в импульсном пространстве. Используя параллельное магнитное поле измерена дисперсия межподзонных магнетовозбуждений в области импульсов, недостижимых в стандартных экспериментах по неупругому рассеянию света.
4. Обнаружен новый класс одночастичных возбуждений в двойных электронных слоях с туннельной связью между слоями. Измерен закон дисперсии и зависимость энергий данных возбуждений от степени разбалансировки слоев. Предложен новый спектроскопический метод определения степени разбалансировки двойных слоев. Измерены щели в спектре коллективных и одночастичных возбуждений, связанные с туннельным расщеплением.
5. Исследованы плазменные моды в симметричном и асимметричном состояниях двойных слоев, а также модификация этих мод при переходе от симметричного к асимметричному состоянию. Обнаружена и исследована новая коллективная мода – туннельный

плазмон. Измерен закон дисперсии туннельного и акустического плазмонов, зависимость их энергии от электронной плотности, расстояния между ямами и степени пространственной асимметрии двойных слоев.

6. В перпендикулярном магнитном поле обнаружена гибридизация акустического и оптического плазмонов с циклотронной модой и исследованы свойства гибридных магнитоплазменных возбуждений в двойных электронных слоях. Изучен спектр коллективных магнетовозбуждений в двойных электронных слоях с туннельной связью. Обнаружены магнетовозбуждения, соответствующие электронным переходам с одновременным изменением номеров уровней Ландау и индексов туннельных подзон – туннельные бернштейновские моды.

Научная и практическая ценность работы определяется полученными новыми экспериментальными результатами, дающими информацию об энергетическом спектре двумерных электронных систем в одиночных и двойных квантовых ямах, роли кулоновского взаимодействия в таких системах. Эти результаты важны не только для более глубокого понимания фундаментальных вопросов физики низкоразмерных структур, но и с точки зрения практических применений при разработке каскадных лазеров, фотодетекторов, СВЧ генераторов и приемников, а также других оптоэлектронных приборов.

Апробация работы. Результаты представленных в диссертации исследований докладывались на 25-й Международной конференции по физике полупроводников (Осака 2000 г.), на 14-й Международной конференции по электронным свойствам 2Д-систем (Прага 2001 г.), на VI Российской конференции по физике полупроводников (Санкт-Петербург 2003 г.), на VII Российской конференции по физике полупроводников (Звенигород 2005 г.), а также на научных семинарах в ИФТТ РАН и MPI-FKF (Штуттгарт, Германия).

Личный вклад автора состоял в постановке задач, разработке методик, проведении экспериментов, обработке и интерпретации результатов, написании научных статей.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и списка цитированной литературы. Общий объем диссертации составляет ____ страниц, включая ____ рисунков.

Содержание диссертации

Во введении объясняется выбор темы диссертации, обосновывается ее актуальность, сформулированы цели и результаты, выносимые на защиту. Описана структура диссертации и ее содержание.

Глава первая представляет собой обзор основных результатов исследований двумерных электронных систем. Рассмотрены наиболее интересные квантовые явления, наблюдающиеся в таких системах – целочисленный и дробный квантовый эффекты Холла. Описаны особенности спектра возбуждений в одиночных и двойных электронных слоях.

Во второй главе дано описание оригинальной экспериментальной методики для измерения спектров неупругого рассеяния света в перпендикулярном и наклонном магнитном поле, технологии приготовления образцов и используемой измерительной аппаратуры.

Для исследования неупругого рассеяния света была разработана многосветоводная методика, позволяющая измерять спектры 2Д-электронных систем при сверхнизких температурах в произвольно ориентированном внешнем магнитном поле. Посредством первого световода осуществляется оптическое возбуждение электронной системы, а второй световод служит для детектирования сигнала неупругого рассеяния света. Детектирующий световод является эффективным *in-situ* предмонохроматором, отфильтровывающим лазерное излучение, отраженное от поверхности образца, и весь сигнал собственного неупругого рассеяния света возбуждающего световода. Поскольку 2Д-система обладает трансляционной симметрией только в плоскости квантовой ямы, в процессах неупругого рассеяния света сохраняется продольная компонента импульса излучения. Это открывает уникальную возможность исследовать дисперсию двумерных возбуждений, не перестраивая длину волны возбуждающего излучения. Величина импульса определяется ориентацией световодов относительно поверхности исследуемого образца, а максимальный импульс ограничен длиной волны возбуждающего фотона. Световоды и исследуемый образец жестко закрепляются на вращающемся держателе, причем образец располагается под произвольным углом к оси держателя. Держатель помещается в криостат со сверхпроводящим соленоидом, поле в котором направлено либо горизонтально либо вертикально. Вращая держатель в соленоиде с горизонтальным магнитным полем можно непрерывно изменять угол между направлениями магнитного поля, импульса и нормали к 2Д-системе. Горизонтальная ориентация поля позволяет проводить эксперименты в геометрии Фойгта, а вертикальная – в геометрии Фарадея. При исследовании неупругого рассеяния света световодная методика свободна от таких недостатков стандартной методики с оптическим окном как загрязнение оптического тракта и разъюстировка оптической схемы вследствие развертки магнитного поля. Она позволяет проводить измерения в параллельной и перпендикулярной конфигурациях векторов поляризации возбуждающего и рассеянного фотонов. Анализ поляризации света осуществляется линейными поляризаторами и фазово-вращающими пластинами, размещенными в жидком гелии непосредственно перед образцом.

Исследования проводились на серии высококачественных гетероструктур, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Гетероструктуры представляли собой асимметричные, селективно-легированные $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0.3 \div 1$) одиночные квантовые ямы ширинами $120 \div 450 \text{ \AA}$, и двойные симметричные квантовые ямы ширинами $120 \div 250 \text{ \AA}$, разделенные изолирующими барьерами ширинами $25 \div 50 \text{ \AA}$. Электронные плотности были $1 \div 7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижности – на уровне $1 \div 10 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Плотность электронов в исследуемых структурах изменялась с помощью методики фотообеднения [5]. Также фотообеднение использовалось для балансировки двойных квантовых ям.

В третьей главе обсуждаются комбинированные циклотронные возбуждения в одиночных квантовых ямах, связанные с одновременным изменением номера уровня Ландау и спинового квантового числа. Комбинированные возбуждения существенно отличаются от возбуждений, активных в поглощении электромагнитного излучения – магнетоплазмонов и магнонов. Энергии последних удовлетворяют теоремам Кона и Лармора. Теорема Кона запрещает вклады в энергию магнетоплазмона от электрон-электронного взаимодействия в пространственно однородной системе, а теорема Лармора вклады в энергию магнона в системе инвариантной к вращениям в спиновом пространстве. Подобных ограничений на энергию комбинированных возбуждений не существует, а их экспериментальное наблюдение открывает уникальную возможность исследовать электрон-электронное взаимодействие в двумерных системах.

В первой части главы рассмотрены комбинированные возбуждения в ультраквантовом пределе, когда фактор заполнения электронов на нижайшем уровне Ландау $\nu < 1/2$. Во второй части изучается поведение комбинированных возбуждений в состоянии холловского ферромагнетика $\nu = 1$. В третьей части обсуждается новое комбинированное возбуждение – циклотронная спиновая волна в области факторов заполнения от 1 до 2. В последней части будет рассмотрен специальный случай четных целочисленных факторов заполнения.

3.1 Комбинированные возбуждения в ультраквантовом пределе. В ультраквантовом пределе $\nu \sim 1/10$ (ν -фактор заполнения нижайшего уровня Ландау) роль кулоновских корреляций мала, и почти все электроны образуют связанные комплексы с положительно заряженными примесями в барьере квантовой ямы. В области исследуемых магнитных полей нижайшим по энергии является синглетное состояние локализованного триона (D^- -центра) – трехчастичного комплекса, в котором два электрона с разными спинами в квантовой яме связаны с заряженной примесью в барьере. Поэтому, спиновое квантовое число основного состояния равно нулю, а возбуждения делятся на синглетные и триплетные. Спектр неупругого рассеяния света состоит из че-

тырех линий, причем две из них совпадают и имеют энергию равную циклотронной, а две другие отщеплены на зеемановскую энергию. Совпадающие линии соответствуют магнетоплазмону ($m = 1, S = S_z = 0$) и спиновой волне ($m = 1, S = 1, S_z = 0$), а отщепленные – спин-флип модам ($m = 1, S = 1, S_z = \pm 1$) (Рис. 1). Здесь m -орбитальное квантовое число, S -спин, а S_z -проекция спина на ось магнитного поля.

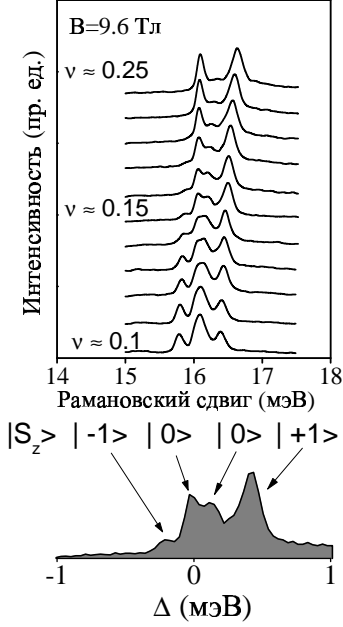


Рис. 1: спектры неупругого рассеяния света квантовой ямы в области циклотронной энергии при разных факторах заполнения электронов. Внизу показана классификация спектральных линий (энергия отложена от циклотронной энергии).

$E(\mathbf{k}) = F(\mathbf{k})/S(\mathbf{k})$, где $S(k) = \int d\mathbf{r} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} [g(\mathbf{r}) - 1]$ - статический структурный фактор, $g(\mathbf{r})$ - парная корреляционная функция, а $F(\mathbf{k})$ - сила осциллятора. При произвольном факторе заполнения парная корреляционная функция не известна, но ее численная аппроксимация для ряда Лафлиновских состояний дробного КЭХ может быть получена методом Монте-Карло. Учет корреляций в основном и возбужденном состояниях существенно понижают энергию спин-флип моды, которая находится в

С увеличением фактора заполнения обменное взаимодействие между электронами на нулевом уровне Ландау усиливает эффективный g -фактор электронов. Как следствие, электронная система поляризуется по спину, что сопровождается исчезновением линий спиновой волны и низкоэнергетической спин-флип моды. При этом энергия второй спин-флип моды вырастает. Разница в энергиях высокоэнергетической спин-флип моды и магнетоплазмона дает величину обменно-корреляционной энергии, которая теряется электроном при переходе с нулевого на первый уровень Ландау (Δ).

Сравнение эксперимента и теории показывает что учет только обменного взаимодействия, дает двукратное превышение теоретического значения этой величины над экспериментальным. За столь масштабное расхождение теории и эксперимента ответственна корреляция электронов на частично заполненном уровне Ландау, которую можно учесть в рамках однодогового приближения [6]. Энергии возбуждений определяются как

полном согласии с экспериментом.

Заметим, что спин-флип мода, в отличие от магнетоплазмона является распадным возбуждением, поскольку в электронной системе могут быть пары возбужденных состояний с той же энергией, суммарным обобщенным импульсом и спиновым квантовым числом, состоящие из спинового экситона ($m = 0, \delta S = 1, \delta S_z = +1$) и магнетоплазмона ($m = 1, \delta S = 0, \delta S_z = 0$). Плотность состояний таких пар растет с увеличением энергии спин-флип моды. Действительно, в эксперименте наблюдается значительное увеличение ширины линии или обратного времени жизни спин-флип моды при изменении фактора заполнения от $\nu = 1/10$ до $\nu = 1/2$, а на факторе заполнения $\nu = 1/2$ линия спин-флип моды не детектируется из-за слишком короткого времени жизни последней. В области $\nu \rightarrow 1$ линия спин-флип моды опять сужается, что может быть связано с уменьшением числа каналов распада в целочисленном состоянии КЭХ.

3.2 Комбинированные возбуждения в состоянии холловского ферромагнетика. Основным состоянием двумерной электронной системы при $\nu = 1$ является холловский ферромагнетик, свойства которого полностью определяются многочастичным обменным взаимодействием. Низжайшими по энергии возбуждениями в длинноволновом пределе ($ql_B \ll 1$) являются голдстоуновские магноны (спиновые экситоны) с энергией равной объемной зеемановской энергии исследуемых структур. Здесь q - двумерный обобщенный импульс, а l_B - магнитная длина. Спиновой экситон является коллективным возбуждением в длинноволновом пределе и становится существенно одночастичным в коротковолновом пределе. В этом случае данное возбуждение представляет собой пару заряженных частиц, состоящую из возбужденного электрона и дырки в основном состоянии, разделенными на бесконечное расстояние в реальном пространстве. Прямым методом измерения энергии образования такой пары является активационный транспорт, при этом активационная энергия может быть выражена в виде $g^* \mu_B$, где g^* - "обменно-усиленный" g -фактор электронов, а μ - магнетон Бора.

Измерение энергии комбинированной спин-флип моды дает альтернативный метод исследования обменного взаимодействия в холловском ферромагнетике. Кулоновский вклад в энергию комбинированного возбуждения можно выразить в виде суммы двух членов, описывающих кулоновское притяжение между возбужденным электроном и дыркой и обменное взаимодействие между электронами на нижнем уровне Ландау. При возбуждении спин-флип моды с заполненного спинового подуровня теряется обменная энергия, т.к. обменного взаимодействия между электронами с противоположными спинами нет. Эта энергия частично компенсируется кулоновским притяжением между электроном и дыркой. При этом полной компенсации двух кулоновских членов, как

в случае длинноволнового магнтона, не происходит из-за различных орбитальных компонент волновых функций электронов на 0 и 1-м уровнях Ландау. Из энергии циклотронной спин-флип моды при $\nu = 1$ получена оценка обменно-усиленного g -фактора электронов. Оказалось, что эта величина достигает огромных значений $g^* = 50$ (Рис.2). Более того g^* -фактор расходуется с уменьшением электронной концентрации.

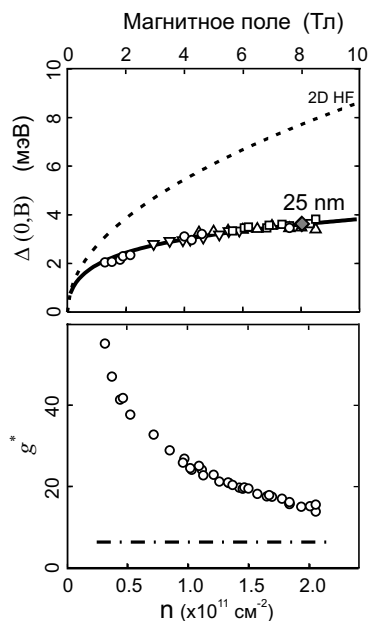


Рис. 2: $\Delta(0, B)$ для квантовой ямы шириной 25 нм, эксперимент (точки) и расчет в приближении Хартри-Фока. Штриховой линией показан расчет в двумерном случае. Внизу показана зависимость обменно-усиленного g -фактора при $\nu = 1$ от электронной концентрации. Штрих-пунктирной линией показано усредненное значение g -фактора, полученное в магнитотранспортных экспериментах.

Энергия отличается в образцах с различным распределением примесного потенциала. Энергия циклотронной спиновой волны устойчива к флуктуациям случайного потенциала, а наклон ее магнитолевой зависимости

3.3. Циклотронная спиновая волна.

Заполнение второго спинового подуровня Ландау ($\nu > 1$) сопровождается появлением нового коллективного возбуждения зарядово-спиновой волны – циклотронной спиновой волны. Магнетоплазмон и циклотронная спиновая волна – это синфазное и противофазное колебания спиновых подсистем 2D-электронной системы с циклотронной частотой. При нулевом обобщенном импульсе циклотронная спиновая волна является возбуждением спиновой волны, а в коротковолновом пределе ($ql_B \rightarrow \infty$) становится возбуждением зарядового типа. В длинноволновом пределе циклотронная спиновая волна бездисперсионна, а ее энергия равна циклотронной и не зависит от распределения электронов по двум спиновым подуровням Ландау. По этой причине энергия спиновой волны может служить мерой циклотронной массы электронов, причем более точной чем энергия циклотронного резонанса. Известно, что в двумерных системах длинноволновые флуктуации случайного потенциала от слоя ионизованных доноров сдвигают энергию циклотронного резонанса к энергии магнетоплазмона с импульсом равным обратной длине флуктуаций, а сама энергия

позволяет определить циклотронную массу электронов с высокой точностью.

3.4. Спин-триплетные возбуждения в четных целочисленных состояниях КЭХ. Специальным случаем для комбинированных циклотронных возбуждений является фактор заполнения $\nu = 2$, при котором основное состояние 2Д-электронной системы не поляризовано по спину ($S = 0$), а возбужденные состояния можно классифицировать как синглетное и триплетное. Считается, что состояние $\nu \rightarrow 2$ эквивалентно рассмотренному ранее состоянию $\nu \rightarrow 0$, так как свойства электронной системы на почти пустом уровне Ландау эквивалентны свойствам дырочной системы на почти полностью заполненном уровне Ландау (электрон-дырочная симметрия). Что касается возбуждений при $q = 0$, то их энергии в первом порядке малости по параметру $r_c = (e^2/\epsilon l_B)/\omega_c$ (отношения кулоновской энергии к циклотронной) совпадают при $\nu = 2$ и $\nu \rightarrow 0$ [7].

Можно показать, что и в остальных порядках теории возмущений кулоновские поправки в энергию спин-синглетного возбуждения зауляются. Однако обменные поправки в энергию спин-триплетного возбуждения не зауляются уже во втором порядке. Обменное взаимодействие понижает энергию спин-триплетного возбуждения относительно энергии циклотронного резонанса, причем обменный вклад (ΔE_x) не зависит от величины магнитного поля ($\omega_c + \Delta E_x$, а $\Delta E_x \propto -\omega_c r_c^2$) (Рис. 4). Такое поведение обменной энергии приводит к нетривиальному физическому результату: для того чтобы перевести электрон с нулевого на первый уровень Ландау и при этом перевернуть его спин нужна энергия меньше циклотронной, а поскольку поправки второго порядка 'работают' в сравнительно малых полях, то обменный вклад составляет значительную часть от циклотронной энергии ($\approx 1/3\omega_c$ в 0.5 Тл). При этом зеемановская энергия может быть сколь угодно малой.

Суммирование всех обменных поправок во втором порядке теории возмущений дает следующую величину ΔE_x

$$\Delta E_x = - \sum_{n=2}^{\infty} R_n \frac{1 - 2^{1-n}}{n(n^2 - 1)}, \quad (1)$$

где

$$R_n = \frac{2}{n!} \int_0^{\infty} dq q^{2n+3} V^2(q) e^{-q^2},$$

в единицах $r_c^2 \omega_c \approx 11.34$ мэВ. В идеальной двумерной системе $R_n \equiv 1$ и $\Delta E_x = (\ln 2 - 1)/2 = -0.1534\dots$ В реальной 2Д-электронной системе нелокальность волновых функций электронов в направлении роста квантовой ямы смягчает кулоновское взаимодействие, при этом двумерное выражение для $V(q) = 1/q$ необходимо заменить на $V(q) = F(q)/q$,

где $F(q)$ – форм-фактор, зависящий от ширины квантовой ямы и электронной плотности. С учетом форм-фактора величина обменного вклада находится в хорошем согласии с экспериментом. Отметим, что обменные поправки второго порядка понижают энергии спин-триплетных возбуждений не только при $\nu = 2$, но и во всех остальных четных целочисленных состояниях КЭХ. Величина обменного вклада при этом уменьшается вследствие ‘расширения’ волновых функций магнетоэкситонов. Например, отрицательный обменный вклад в энергию спин-триплетного магнетоэкситона при $\nu = 4$ в два раза меньше чем в рассмотренном случае $\nu = 2$.

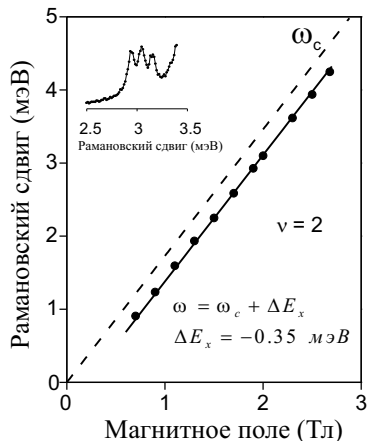


Рис. 3: магнитополевая зависимость энергии спин-триплетного магнетоэкситона при факторе заполнения электронов $\nu = 2$. Штриховой линией показана циклотронная энергия. На вставке показан характерный спектр неупругого рассеяния света.

ных систем, о взаимодействии коллективных мод разной природы и о взаимодействии электронных и фононных подсистем квантовых ям. В третьей части будет показано влияние параллельного магнитного поля на энергии межподзонных возбуждений и магнетовозбуждений.

4.1 Межподзонные магнетовозбуждения с нулевым обобщенным импульсом. Спектр межподзонных возбуждений в нулевом поле состоит из двух коллективных мод экситонного типа, которые можно рассматривать, как синглетное и триплетное состояния экситона, образованного электроном в возбужденной подзоне и дыркой под уровнем

В четвертой главе обсуждается модификация спектра межподзонных возбуждений в двумерных электронных системах магнитным полем. Подобно комбинированным циклотронным возбуждениям, большинство межподзонных возбуждений неактивны в поглощении электромагнитного излучения, а единственным методом их исследования является неупругое рассеяние света. В первой части главы экспериментально проверяется аналог теоремы Кона для межподзонных возбуждений. Также рассмотрены новые ветви межподзонных магнетовозбуждений, связанные с многокомпонентной природой основного состояния электронной системы с несколькими заполненными уровнями Ландау. Во второй части изучены дисперсионные зависимости межподзонных возбуждений, и получена информация о коллективных свойствах двумерных электрон-

Ферми электронов в основной [8]. При $q \rightarrow 0$ энергия триплетного экситона меньше одночастичной энергии межподзонаного расщепления, что обусловлено кулоновским взаимодействием электрона и дырки (экситонный сдвиг). Энергия синглетного экситона может быть как больше, так и меньше одночастичной энергии. Помимо экситонного сдвига, в нее входит энергия макроскопической поляризации электронной системы (деполяризационный сдвиг).

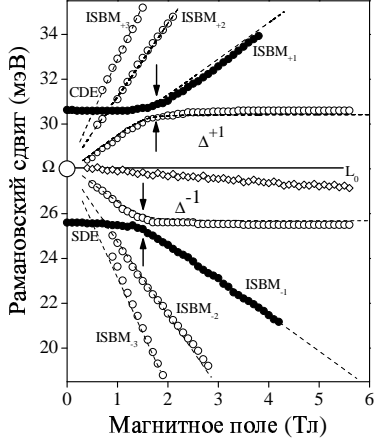


Рис. 4: слева – спектры неупругого рассеяния света квантовой ямы с шириной 250 Å, измеренные с шагом 0.1 Т в диапазоне 0.7-2.4 Т при $q = 0.4 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$. Для сравнения приведен спектр в нулевом магнитном поле. Справа – энергии межподзонных магнетовозбуждений (эксперимент – точки и теория – пунктирные линии).

Спектр неупругого рассеяния света состоит из двух узких линий коллективных возбуждений экситонного типа, а также широкой полосы континуума одночастичных возбуждений. В магнитном поле, перпендикулярном плоскости квантовой ямы, происходит расщепление континуума одночастичных возбуждений на ряд индивидуальных спектральных компонент, соответствующих межподзонным бернштейновским модам – коллективным возбуждениям с одновременным изменением номера уровня Ландау и индекса размерноквантованной подзоны (Рис. 4). Энергии межподзонных бернштейновских мод формируют отрицательный и положительный 'веера' уровней Ландау, выходящие из энергии межподзонного расщепления с наклоном, определяемым эффективной массой электронов в полупроводнике квантовой ямы

$$E_{B\pm n} = |\Omega \pm n\omega_c|, \quad (2)$$

$|n| \geq 1$, Ω – одночастичная энергия межподзонного расщепления. Фундаментальное выражение (2) является аналогом теоремы Кона для межподзонных возбуждений: энергии межподзонных бернштейновских мод при нулевом импульсе не зависят от электрон-электронного взаимодействия [9]. Замечательно то, что выражение (2) не содержит вкладов, отражающих особенности ограничивающего потенциала квантовой ямы (формы, ширины и высоты), а единственной величиной, характеризующей поперечное движение электронов, является одночастичная энергия.

В отличие от случая бернштейновских мод, энергии синглетного и триплетного экситонов не зависят от величины магнитного поля. Эти

возбуждения трансформируются в магнетоэкситоны, связанные с электронными переходами с сохранением номера уровня Ландау. Пренебрегая непараболичностью зоны проводимости в интервале энергий межподзонного расщепления, энергии всех таких переходов равны между собой и не зависят от величины магнитного поля.

Если в основном состоянии 2Д-электронной системы заполнено больше одного уровня Ландау, появляются дополнительные ветви возбуждений с сохранением номера уровня Ландау. Это противофазные колебания электронов с разных уровней Ландау. В спектре неупругого рассеяния света они представлены резонансом L_0 . Когда в основном состоянии заполнено n уровней Ландау существуют $2n$ коллективных межподзонных ветвей, объединенных в пары, причем каждая пара включает возбуждения зарядовой и спиновой плотности. Энергии одной пары не зависят от величины магнитного поля. Это синфазные ветви (синглетный и триплетный межподзонные магнетоэкситоны). Энергии всех других (противофазных) ветвей уменьшаются с увеличением магнитного поля, а при $B \rightarrow 0$ сходятся к энергии одночастичного межподзонного расщепления. Синфазные ветви расщеплены на величину деполяризационного сдвига. Энергии противофазных ветвей совпадают внутри каждой пары, а отличие в энергиях разных пар мало.

Рассмотренные ветви, в некотором смысле, аналогичны фононам в кристаллах. В электронной системе элементарной ячейке кристалла можно соотнести квант магнитного потока. Аналогом акустической ветви являются синфазные межподзонные ветви. Их энергии определяются полной плотностью электронов в 2Д-системе. Аналогом оптических ветвей являются все остальные противофазные ветви. Их число для возбуждений каждого типа (зарядовой или спиновой плотности) равно $n-1$, при этом противофазные ветви не наблюдаются при $\nu < 2$, когда только по одному электрону каждого спина приходится на квант магнитного потока. Естественно, что аналогия между фононами и коллективными магнетовозбуждениями достаточно условна. Например, фактор заполнения электронов является непрерывной функцией магнитного поля, тогда как число атомов в элементарной ячейке изменяется дискретно. Это приводит к тому, что энергии противофазных ветвей монотонно меняются с изменением фактора заполнения электронов.

4.2 Дисперсия межподзонных магнетовозбуждений в длинноволновом пределе. Соотношение (2) описывает поведение межподзонных бернштейнских мод при $ql_B \rightarrow 0$. С увеличением импульса, их энергии отклоняются от линейных зависимостей в области энергетического резонанса с межподзонными магнетоэкситонами. Кулоновское взаимодействие гибридизует коллективные возбуждения с изменением и без изменения номеров уровней Ландау, при этом гибридные щели пропорциональны $(ql_B)^{|n|}$, где n -номер бернштейнсовской моды. Величины гибридных щелей, и характер их дисперсионных зависимостей

согласуются с теоретическими расчетами в рамках приближения Локальной Плотности (Рис. 6) [9].

Из-за динамического экранирования кулоновского взаимодействия оптическими фононами зависимости от плотности электронов гибридных щелей не монотонны. Вследствие изгиба зон полупроводника квантовой ямы увеличение электронной плотности неизбежно приводит к увеличению энергии межподзонного расщепления. При этом энергия синглетного межподзонного экситона растет, а при некоторой величине электронной плотности синглетный экситон попадает в резонанс с продольным оптическим фононом. Поле макроскопической поляризации смешивает электронные и фононные моды, а в спектре неупругого рассеяния света наблюдаются две гибридные моды. В свою очередь, гибридные моды взаимодействуют с межподзонными бернштейновскими модами с образованием тройных мод. При этом сами бернштейновские моды не взаимодействуют с модой оптического фонона, по крайней мере в длинноволновом пределе, а взаимодействуют только с электронной компонентой гибридных мод. Если изменять параметры квантовых ям таким образом, что синглетный экситон выходит из резонанса с оптическим фононом, взаимодействие бернштейновских мод с электронной компонентой гибридной моды усиливается, а с фононной ослабевает.

4.3 Межподзонные возбуждения и магнетовозбуждения в параллельном магнитном поле. Необычными свойствами обладают межподзонные возбуждения в параллельном и наклонном магнитном поле. Вследствие нелокальности волновых функций электронов в направлении роста квантовых ям, электроны и дырки межподзонных возбуждений движутся в двух пространственно разделенных плоскостях. Они представляют собой диполи с дипольным моментом

$$\mathbf{d} = -e |z_{00} - z_{11}| \mathbf{n}, \quad (3)$$

где \mathbf{n} нормаль к плоскости ямы, $z_{00} - z_{11} = \int dz \psi_0^*(z) z \psi_0(z) - \int dz \psi_1^*(z) z \psi_1(z)$ – среднее расстояние между электроном и дыркой, а $\psi_i(z)$ – компонента электронной волновой функции в направлении роста квантовой ямы в размерноквантованной подзоне с индексом i . Во внешнем магнитном поле, ориентированном вдоль плоскости ямы, вектор

$$\mathbf{P} = \mathbf{\Pi} + \frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{B} \quad (4)$$

играет роль обобщенного импульса межподзонных возбуждений, сохраняющегося в процессах рассеяния ($\mathbf{P} = \mathbf{q}$), где $\mathbf{\Pi}$ – кинематический импульс в плоскости ямы [10]. Кинетическая энергия межподзонных возбуждений является функцией кинематического импульса

$$E(\mathbf{\Pi}) = E(|\mathbf{P} - \frac{1}{c} \mathbf{d} \times \mathbf{B}|), \quad (5)$$

т.е. помимо обобщенного импульса в энергию входит калибровочный член $\frac{1}{c}\mathbf{d} \times \mathbf{V}$. Таким образом, можно исследовать дисперсию межподзонных возбуждений, прилагая ориентированное определенным образом магнитное поле. Если выполнено условие:

$$\mathbf{P} = \frac{1}{c}\mathbf{d} \times \mathbf{V}, \quad (6)$$

кинематический импульс, и, соответственно, кинетическая энергия обращаются в нуль, причем ни обобщенный импульс, ни калибровочный член не равны нулю по отдельности.

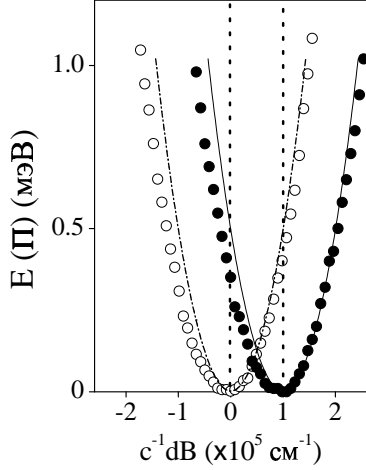


Рис. 5: экспериментальная зависимость кинетической энергии синглетного межподзонного экситона от величины $c^{-1}dV$ для двух значений импульса неупругого рассеяния света, $q = 0$ (белые точки) и $q = 1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ (черные точки). Вектор $\mathbf{d} \times \mathbf{V}$ направлен вдоль \mathbf{q} . Штрих-пунктирными линиями показан расчет дисперсии синглетного экситона в рамках приближения локальной плотности. Та же дисперсионная кривая, сдвинутая вдоль оси абсцисс на $1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, показана сплошной линией.

их дисперсионные зависимости ведут себя аналогично. Специальный

Влияние калибровочного члена на энергии межподзонных возбуждений показано на примере межподзонного синглетного экситона. Когда импульс равен нулю, его энергия зависит квадратично от магнитного поля (Рис. 5). При увеличении продольного импульса вдоль вектора $\mathbf{d} \times \mathbf{V}$ магнитолевая зависимость сдвигается вдоль оси абсцисс на величину импульса. Таким образом можно отождествить магнитолевую зависимость энергии возбуждения с дисперсионной зависимостью. При изменении относительной ориентации \mathbf{q} и $\mathbf{d} \times \mathbf{V}$ с сохранением их абсолютных величин кинетическая энергия демонстрирует вращательную анизотропию, а ее угловая зависимость с хорошей точностью описывается выражением (5)

$$E(\Pi) = \frac{1}{2m^*}(\mathbf{q} - \frac{1}{c}\mathbf{d} \times \mathbf{V})^2, \quad (7)$$

где m^* – эффективная масса возбуждения. Несмотря на то, что различные межподзонные возбуждения отличаются квантовыми числами внутренних и спиновых степеней свободы, они обладают одинаковым дипольным моментом, и

случай представляют одночастичные возбуждения, которые не являются связанными комплексами с собственной дисперсионной зависимостью. Энергии одночастичных и коллективных возбуждений имеют различные зависимости от угла между обобщенным импульсом и магнитным полем.

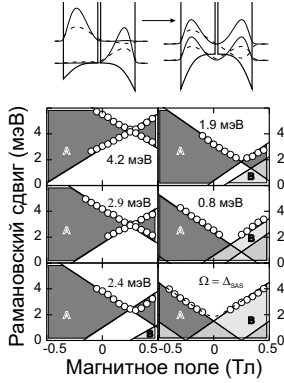


Рис. 6: изменение спектра межподзонных возбуждений ДКЯ при переходе от асимметричного состояния к симметричному. Темные области соответствуют возбуждениям из первой во вторую квантовую подзону (*A*-ветвь), светлые области обозначают возбуждения из второй в первую подзону (*B*-ветвь) без учета туннелирования. Экспериментальные точки показаны белыми кружками.

импульсном пространстве на величину калибровочного члена. Используя параллельное магнитное поле, можно измерить дисперсию межподзонных магнетовозбуждений в области импульсов, недостижимых в стандартных экспериментах по неупругому рассеянию света.

В пятой главе рассмотрены возбуждения и магнетовозбуждения в двойных квантовых ямах. Межподзонные (межслоевые) возбуждения в двойных квантовых ямах имеют много общего с межподзонными возбуждениями в одиночных. Ранее считалось, что основным физическим параметром, характеризующим свойства основного и возбужденных состояний в ДКЯ, является отношение туннельной энергии (Δ_{SAS}) к энергии Ферми электронов (E_F). В настоящей главе показано, что бо-

По существу, параллельное поле дает мощный экспериментальный инструмент, позволяющий отличить коллективные возбуждения от одночастичных, что является серьезной экспериментальной проблемой в физике возбуждений низкоразмерных систем. Соотношения (5,6) можно также использовать с целью определения количественной меры асимметрии ограничивающего потенциала квантовой ямы – дипольного момента межподзонного перехода. Зная дипольный момент можно установить направление и величину градиента потенциала, а поскольку анизотропная часть энергии возбуждений является линейной функцией магнитного поля, измерения могут быть выполнены в малых магнитных полях. При произвольной ориентации магнитного поля форма дисперсионной зависимости межподзонных возбуждений определяется только перпендикулярной компонентой магнитного поля. Параллельная же компонента сдвигает дисперсионную зависимость в им-

лее важной характеристикой является степень пространственной асимметрии. Это связано с тем, что отношение туннельной и фермиевской энергий невозможно сделать сколь угодно малым, сохраняя при этом симметрию электронной системы. При некоторой величине этого отношения происходит нарушение симметрии основного состояния, причем параметры перехода определяются не только туннельной и фермиевской энергиями, но также ширинами ям и распределением случайного потенциала примесей. Определение степени асимметрии ДКЯ является важнейшей экспериментальной задачей, которой посвящена первая часть пятой главы. Влияние асимметрии на плазменные возбуждения обсуждаются во второй части, а на магнетовозбуждения в третьей.

5.1 Одночастичные возбуждения в двойных квантовых ямах в параллельном магнитном поле. В пределе слабого туннелирования ($\Delta_{SAS} \ll E_F$) волновые функции одночастичных состояний в асимметричном состоянии ДКЯ локализованы в отдельных слоях. Для каждого значения импульса существует континуум одночастичных возбуждений из-под поверхности Ферми электронов первой размерноквантованной подзоны в пустые состояния над поверхностью Ферми второй. В асимметричной ДКЯ данные возбуждения являются межслоевыми. Граничные энергии континуума $\Omega - qv_F$ и $\Omega + qv_F$ достигаются для возбуждений, импульс которых либо параллелен, либо антипараллелен импульсу Ферми электронов в первой подзоне, при этом с увеличением импульса граничные энергии изменяются разнонаправленно. Из-за заполнения фазового пространства второй подзоны плотность состояний для резонансов неупругого рассеяния света с граничными энергиями значительно выше, чем для остальной части континуума, поэтому спектр состоит из двух линий с граничными энергиями континуума. Аппроксимация этих энергий в $q = 0$ дает величину межподзонного расщепления Ω , а наклон линейных зависимостей – скорость Ферми электронов в первой размерноквантованной подзоне. Согласно (5) энергии возбуждений на границах континуума зависят линейно от магнитного поля, ориентированного вдоль плоскости ДКЯ, $\Omega \pm qv_{F_1} + \frac{1}{c}dBv_{F_1}$, если \mathbf{q} и \mathbf{B} – параллельны, и $\Omega \pm |\mathbf{q} - \frac{1}{c}[\mathbf{d} \times \mathbf{B}]|v_{F_1}$, если \mathbf{q} и \mathbf{B} перпендикулярны. Здесь $v_{F_{1(2)}}$ скорость Ферми в первой (второй) подзоне.

При переходе ДКЯ из асимметричного к симметричному состоянию (Рис. 6) энергии межподзонного расщепления, а следовательно и энергии возбуждений, уменьшаются. При этом критическое магнитное поле, при котором выполняется условие (6), не изменяется, так как дипольный момент постоянен. Нетривиальный случай возникает, когда член $|\mathbf{q} - \frac{1}{c}[\mathbf{d} \times \mathbf{B}]|v_{F_2}$ превышает энергию межподзонного расщепления. В спектре появляются две ветви одночастичных возбуждений, соответствующие прямым переходам электронов из слоя с большей плотностью в слой с меньшей плотностью (А-ветвь), $[\Omega - |\mathbf{q} - \frac{1}{c}[\mathbf{d} \times \mathbf{B}]|v_{F_1}, \Omega + |\mathbf{q} - \frac{1}{c}[\mathbf{d} \times \mathbf{B}]|v_{F_1}]$, и обратным переходам (В-ветвь), $[0, -\Omega + |\mathbf{q} - \frac{1}{c}[\mathbf{d} \times \mathbf{B}]|v_{F_2}]$.

Возбуждения обеих ветвей имеют равные по модулю, но противоположно направленные дипольные моменты, поэтому возрастание энергии одной ветви в магнитном поле сопровождается уменьшением энергии другой, и наоборот. При определенном значении параметров системы $\Omega < 1/2(|\mathbf{q} - \frac{1}{c}[\mathbf{d} \times \mathbf{V}]|v_{F2} - |\mathbf{q} - \frac{1}{c}[\mathbf{d} \times \mathbf{V}]|v_{F1})$, верхняя граница В-ветви превышает таковую для А-ветви, что приводит к симметризации спектра возбуждений (Рис. 6).

Таким образом, чтобы перевести ДКЯ в симметричное состояние, необходимо передать конечный импульс одночастичным электронным возбуждениям и балансировать систему до тех пор, пока энергии возбуждений не будут сохраняться при инверсии магнитного поля. Точность такого метода определяется соотношением между ширинами линий неупругого рассеяния света и величиной туннельной энергии. Экспериментальные оценки показывают, что можно балансировать ДКЯ с туннельной энергией вплоть до 0.1 мэВ.

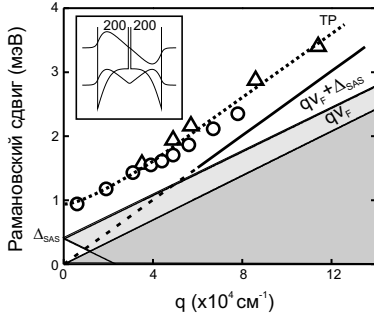


Рис. 7: экспериментальные (точки) и вычисленные в приближении Хаотических Фаз (сплошная линия) дисперсионная зависимость туннельного (ТР) плазмона. Заштрихованными областями показаны внутри- и межподзональные континуумы одночастичных возбуждений. На вставке показан профиль потенциала двойных квантовых ям с огибающими волновых функций в симметричной и антисимметричной подзонах размерного квантования.

частичных возбуждений.

Место акустического плазмона занимает туннельный плазмон, который в длинноволновом пределе $qa_B \ll 1$ является щелевой модой с

5.2 Плазменные возбуждения в двойных квантовых ямах. С помощью описанного метода балансировки были исследованы плазменные моды в симметричном и асимметричном состояниях ДКЯ, а также модификация этих мод при переходе от симметричного к асимметричному состоянию. Характерной особенностью симметричного состояния является отсутствие в спектре бесщелевой плазменной моды с линейным законом дисперсии – акустического плазмона, который является противофазным колебанием плотности заряда в симметричной и антисимметричной подзонах. Энергия акустического плазмона определяется разностью в кулоновском взаимодействии электронов в одной и в разных подзонах. Электронная плотность в двух подзонах симметричной ДКЯ распределена почти одинаково, поэтому мода акустического плазмона смягчается и попадает в континуум одно-

линейной дисперсией. Линейный наклон близок к наклону акустического плазмона в асимметричной ДКЯ с теми же параметрами (полной электронной плотностью и расстоянием между ямами). Действительно, две совершенно различные по природе плазменные моды туннельная и акустическая обладают линейными дисперсионными зависимостями, причем наклоны этих зависимостей уравниваются с уменьшением туннельной связи. При этом поперечное сечение неупругого рассеяния света от туннельного плазмона в симметричном состоянии и акустического плазмона в асимметричном состоянии также совпадают. Поскольку поперечное сечение пропорционально динамическому структурному фактору, то можно заключить, что туннельный плазмон – это противофазное колебание электронной плотности в двух слоях ДКЯ. С увеличением туннельной щели ($\Delta_{SAS} \sim qv_F$) поперечное сечение рассеяния для туннельного плазмона уменьшается, а длинноволновая дисперсия выполаживается. В этом пределе энергия поперечных колебаний электронов превышает кинетическую энергию в плоскости, а туннельный плазмон становится коллективной модой экситонного типа. Помимо туннельного плазмона в спектрах неупругого рассеяния света присутствует оптический плазмон, с энергией слабо зависящей от величины туннельной связи.

Переход от симметричного к асимметричному состоянию сопровождается уменьшением поперечного сечения рассеяния туннельного плазмона, причем сам туннельный плазмон затухает на межподзонных одночастичных возбуждениях. Напротив, энергия акустического плазмона увеличивается, а при некотором параметре перекоса ДКЯ она превышает граничную энергию одночастичного континуума. Таким образом, в ДКЯ с туннельной связью существует перекоп, при котором в спектре присутствуют две противофазные слабозатухающие плазменные моды. Если устремить туннельную связь к нулю, то переход из симметричного в асимметричное состояние – фазовый, туннельный плазмон существует только в симметричной фазе, а акустический плазмон в асимметричной, причем двух плазменных мод одновременно быть не может.

5.3 Магнетоплазменные возбуждения в двойных квантовых ямах. Рассмотрим как модифицируется спектр межподзонных возбуждений в ДКЯ в перпендикулярном магнитном поле. Наиболее простым является случай асимметричных ДКЯ, коллективными возбуждениями в которых являются акустический и оптический плазмоны. Магнитным полем акустический и оптический плазмоны трансформируются в гибридные магнетоакустические и магнетооптические плазменные моды, в которых электроны участвуют одновременно в плазменных и циклотронных колебаниях. В рамках классической электродинамики их энергии выражаются как

$$\omega^2(k) = \omega_c^2 + \omega_{AP,OP}^2(q), \quad (8)$$

где $\omega_{AP,OP}^2(q)$ – плазменные частоты акустического и оптического плазмонов без магнитного поля с величиной импульса $q = k$. Это выражение хорошо согласуется с экспериментом (Рис. 8). Обе магнетоплазменные моды взаимодействуют с внутризонными бернштейновскими модами, причем в эксперименте наблюдаются два типа бернштейновских мод. Бернштейновские моды с одним и тем же индексом могут взаимодействовать либо с оптическим либо с акустическим плазмоном, причем энергии соответствующих гибридных плазменно-бернштейновских мод расталкиваются (антипересекаются). Вне области резонансов энергии двух бернштейновских мод совпадают.

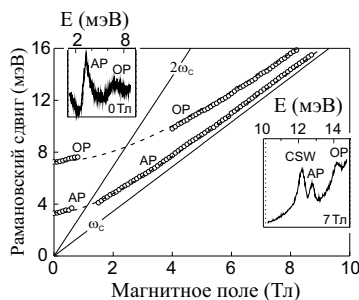


Рис. 8: магнитопольевые зависимости энергий магнетоакустического (AP) и магнетооптического (OP) плазмонов. Сплошными линиями показаны кратные циклотронные энергии. Пунктирными линиями показаны зависимости $\omega(k) = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_{AP,OP}^2(q)}$. На вставках показаны характерные спектры неупругого рассеяния света при $B = 0$ и 7 Тл.

мода экситонного типа с энергией превышающей туннельную щель на величину деполяризационного сдвига. Данная мода аналогична межподзонному синглетному магнетоэкситону в одиночных квантовых ямах, а ее энергия не зависит от величины магнитного поля. В пределе сильного туннелирования ($\Delta_{SAS} \sim E_F$) спектр магнетовозбуждений ДКЯ аналогичен спектру межподзонных магнетовозбуждений одиночных квантовых ям, а в спектрах неупругого рассеяния света доминирует мода экситонного типа.

В заключении сформулированы основные результаты полученные в диссертационной работе:

1. Исследованы комбинированные возбуждения в двумерных электронных системах, связанные с одновременным изменением орби-

- тального и спинового квантового числа. Измерены их энергии и длинноволновые дисперсионные свойства.
2. Измерены кулоновские поправки к энергиям комбинированных возбуждений в ультраквантовом пределе.
 3. Измерено время затухания этих возбуждений в зависимости от фактора заполнения электронов на 0-м уровне Ландау.
 4. Измерена магнитополевая зависимость эффективного g -фактора электронов в холловском ферромагнитном состоянии.
 5. Впервые экспериментально наблюдалась циклотронная спиновая волна, которая является противофазным колебанием спиновых подсистем двумерной электронной системы с циклотронной частотой.
 6. Измерены поправки второго порядка малости (по отношению кулоновской энергии к циклотронной) к энергии комбинированных возбуждений в состояниях четного целочисленного эффекта Холла. Показано, что комбинированные возбуждения являются нижайшими по энергии в этих состояниях.
 7. Исследована модификация спектра межподзонных возбуждений магнитным полем. Экспериментально проверен аналог теоремы Кона для межподзонных возбуждений.
 8. Обнаружены новые ветви межподзонных магнетовозбуждений, которые являются противофазным колебанием электронных подсистем на разных уровнях Ландау.
 9. Измерены дисперсионные свойства межподзонных возбуждений. Исследовано взаимодействие электронных возбуждений разной природы и взаимодействие электронных и фононных возбуждений.
 10. Исследовано влияние параллельного магнитного поля на дисперсионные свойства двумерных диполей. Предложен новый метод исследования дисперсионных зависимостей межподзонных возбуждений.
 11. Обнаружен новый класс одночастичных возбуждений в двойных электронных слоях с туннельной связью между слоями. Предложен спектроскопический метод определения степени разбалансировки двойных слоев, на основе поведения энергий одночастичных возбуждений в параллельном магнитном поле.
 12. Исследованы плазменные моды в двойных электронных слоях с туннельной связью между слоями. Измерены дисперсионные зависимости плазменных возбуждений в состояниях с различной пространственной симметрией.
 13. Измерены дисперсионные зависимости гибридных магнетоакустического и магнетооптического плазмонов в асимметричных двойных электронных слоях.

14. Исследовано взаимодействие гибридных плазменных мод с различными типами бернштейновских мод.
15. Изучен спектр коллективных магнетовозбуждений в двойных электронных слоях с сильной туннельной связью. Обнаружены магнетовозбуждения, соответствующие электронным переходам с одновременным изменением номеров уровней Ландау и индексов туннельных подзон.

Список публикаций

По теме диссертационной работы опубликовано 19 работ в ведущих отечественных и зарубежных журналах. Основные результаты представлены в следующих отечественных изданиях: ЖЭТФ, Письма в ЖЭТФ, УФН.

1. V. E. Kirpichev, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, K. v. Klitzing, K. Eberl, W. Wegscheider, "Direct observation of the intersubband Bernstein modes. Many-body coupling with spin and charge density excitations.", *Phys. Rev. B* **59**, R12751-12754 (1999).
2. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, K. v. Klitzing, K. Eberl, "Magnetic-field-induced dispersion anisotropy of intersubband excitations in an asymmetrical quasi-two-dimensional electron system", *Phys. Rev. B* **61**, 1712-1715 (2000).
3. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, K. v. Klitzing and K. Eberl, "Interaction between intersubband Bernstein modes and coupled plasmon-phonon modes", *Phys. Rev. B* **61**, 12717-12720 (2000).
4. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, K. v. Klitzing and K. Eberl, "Modification of the intersubband excitation spectrum in a two-dimensional electron system under perpendicular magnetic field", *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1837-1840 (2001).
5. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, J. H. Smet, K. v. Klitzing and W. Wegscheider, "Cyclotron spin-flip excitations in the extreme quantum limit", *Phys. Rev. B* **63**, 201402-1-4(R) (2001).
6. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, J. H. Smet, K. v. Klitzing, V. Umansky, and W. Wegscheider, "Cyclotron Spin-Wave in the 2D Electron System", *Письма в ЖЭТФ* том **74**, вып. **5**, 300-303 (2001).
7. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, J. H. Smet, K. v. Klitzing, V. Umansky, and W. Wegscheider, "Cyclotron spin-flip excitations in the 2D-electron system", *Physica E* **12**, 574-576 (2002).
8. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, D. V. Kulakovskii, K. v. Klitzing, and K. Eberl, "Pseudomomentum of a dipole in a two-dimensional system", *Phys. Rev. B* **66**, 073306-1-4 (2002).

9. Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин, В. Е. Кирпичев, С. В. Товстоног, В. Е. Бисти, К. ф. Клитцинг и К. Эберл, "Межподзонные коллективные возбуждения квазидвумерной электронной системы во внешнем магнитном поле", *ЖЭТФ* том **122**, вып. **5**(11), стр. 1-15 (2002).
10. С. В. Товстоног, И. В. Кукушкин, Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев, "Акустические магнитоплазменные возбуждения в двойных электронных слоях", *Письма в ЖЭТФ* том **76** вып. (8), стр. 511-515 (2002).
11. S. V. Tovstonog, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, A. V. Chaplik, J. H. Smet, K. V. Klitzing, D. Schuh, and G. Abstreiter "Acoustical and optical magnetoplasma excitations in a bilayer electron system", *Phys. Rev. B* **66**, 241308-1-4(R) (2002).
12. С. В. Товстоног, Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев, И. В. Кукушкин, В. Дитче, К. фон Клитцинг, "Элементарные возбуждения в двойных электронных слоях с туннельной связью", *Письма в ЖЭТФ* том **78** вып. (10) стр. 1151-1155 (2003).
13. С. В. Товстоног, Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев, И. В. Кукушкин, В. Дитче, К. фон Клитцинг, "Коллективные возбуждения в двойных квантовых ямах с сильной туннельной связью", *Письма в ЖЭТФ* том **79** вып. (1) стр. 54-58 (2004).
14. L. V. Kulik, S. V. Tovstonog, V. E. Kirpichev, I. V. Kukushkin, W. Dietsche, M. Hauser, and K. v. Klitzing, "Symmetry driven plasmon transformations in a bilayer electron system", *Phys. Rev. B* **70**, 033304-1-4 (2004).
15. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. V. Tovstonog, V. E. Kirpichev, V. E. Bisti, W. Dietsche, M. Hauser, and K. v. Klitzing, "Dipole excitations in a bilayer electron system in a parallel magnetic field", *Phys. Rev. B* **71**, 165303-1-4 (2005).
16. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. Dickmann, V. E. Kirpichev, A. B. Van'kov, A. L. Parakhonsky, J. H. Smet, K. v. Klitzing, and W. Wegscheider, "Cyclotron spin-flip mode as the lowest-energy excitation of unpolarized integer quantum Hall states", *Phys. Rev. B* **72**, 073304-1-4 (2005).
17. Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин, В. Е. Кирпичев, С. В. Товстоног, В. Е. Бисти, "Межподзонные возбуждения однослойных и двухслойных электронных систем в параллельном магнитном поле", *ЖЭТФ* том **128**, вып. **4**, стр.831-843 (2005).
18. В. Е. Бисти, В. Е. Кирпичев, Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин, "Дисперсионные свойства плазменных возбуждений в туннельно связанных двухслойных электронных системах", *Письма в ЖЭТФ* том **83** вып. (6) стр.300-304 (2006).
19. Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев, "Спектроскопия неупругого рассеяния света электронных систем в одиночных и двойных квантовых ямах", *УФН* **176**, стр.365-382 (2006).

Список литературы

- [1] K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, *Phys.Rev.Lett.* **45**, 494 (1980).
- [2] D.C. Tsui, H.L. Stormer, and A.C. Gossard, *Phys.Rev.Lett.* **48**, 1559 (1982).
- [3] Л.Д. Ландау, *ЖЭТФ* **11**, 581 (1941).
- [4] A. Bertoni, P. Bordone, R. Brunetti, C. Jacoboni, S. Reggiani, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5912 (2000).
- [5] I. V. Kukushkin and V. B. Timofeev, *Advances in Physics* **45**, 147 (1996).
- [6] R.P. Feynman *Statistical Mechanics* (Benjamin Reading Mass, 1972) Chap. 11.
- [7] C. Kallin, and B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **30**, 5655 (1984).
- [8] A. Pinczuk, S. Schmitt-Rink, G. Danan, J. P. Valladares, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1633 (1989).
- [9] T. Ando, *Phys. Rev. B* **19**, 2106 (1979).
- [10] J.E. Avron, I.W. Herbst, B. Simon, *Ann. Phys.* **114**, 431 (1978).

Л. В. Кулик

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ
МЕТОДОМ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Сдано в набор 25.05.2006 г. Подписано в печать 26.05.2006 г.

Формат 60×90 1/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Гарнитура "Ариал". Усл. печ. л. 1,25. Тир. 60. Зак. 409.

Подготовлено в редакционно-издательском отделе ИПХФ РАН.

Изд. лицензия № 03894 от 30.01.2001 г.

142432, г. Черноголовка, Московская обл., пр-т. Академика Н.Н. Семенова, 5

Отпечатано в типографии ИПХФ РАН