

Ваньков Александр Борисович

**Оптическая спектроскопия
сильнокоррелированных
двумерных электронных систем
в квантующем магнитном поле**

Специальность 1.3.8 —
«Физика конденсированного состояния»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт физики твёрдого тела имени Ю. А. Осипьяна Российской академии наук

Официальные оппоненты: **Волков Владимир Александрович**, доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, главный научный сотрудник

Глазов Михаил Михайлович, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе РАН, ведущий научный сотрудник

Пудалов Владимир Моисеевич, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, главный научный сотрудник

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников имени А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

Защита состоится «___» _____ 2023 г. в ___ часов ___ минут на заседании диссертационного совета 24.1.136.01 (Д 002.100.02) при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт физики твердого тела имени Ю. А. Осипьяна Российской академии наук (ИФТТ РАН), расположенном по адресу: 142432, г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д. 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН и на сайте диссертационного совета при ИФТТ РАН по ссылке: <http://www.issp.ac.ru/main/dis-council.html>

Автореферат разослан «___» _____ 2023 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
24.1.136.01 (Д 002.100.02),
доктор технических наук

Курлов В. Н.

© Ваньков А. Б., 2023

© ИФТТ РАН, 2023

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Огромный раздел физики конденсированных сред посвящен изучению двумерных электронных систем (ДЭС) - они обладают специфической топологией, их энергетический спектр зависит от многих параметров - всё это приводит к широкому спектру физических явлений. Разнообразие эффектов в ДЭС постоянно пополняется за счет открытия совершенно новых двумерных материалов [1] и прогресса в создании сверхчистых гетероструктур с сильным взаимодействием [2]. Свойства сильнокоррелированных ДЭС подчас являются непредсказуемыми ввиду отсутствия строгой теории при доминирующей роли кулоновского взаимодействия. Поэтому на передний план выходят экспериментальные исследования ДЭС.

Проявление экзотических коллективных эффектов и когерентных состояний возможно лишь в сверхчистых и высокоподвижных ДЭС. На настоящий день рекордными характеристиками в этом отношении обладают структуры на основе GaAs, AlAs и ZnO, причём на двух последних материальных платформах достигается режим сверхсильных кулоновских корреляций. Значимость кулоновского взаимодействия часто характеризуют величиной безразмерного параметра Вигнера-Зейтца, равного отношению среднего межатомного расстояния к эффективному борновскому радиусу:

$$r_s = \frac{1}{a_B \sqrt{\pi n_s}}, \quad (1)$$

где n_s - концентрация ДЭС. В материалах с сильным взаимодействием стало возможным проявление впечатляющих коллективных явлений, включая атипичные последовательности состояний дробного квантового эффекта Холла (КЭХ), ферромагнитную неустойчивость и даже вигнеровскую кристаллизацию при $r_s \sim 30$ (см. [3–5]).

В квантующем магнитном поле у ДЭС качественным образом преобразуются структура основного состояния, энергетический спектр, при этом могут возникать новые квазичастицы с необычными свойствами. Квантование Ландау приводит к формированию сильно вырожденных состояний, в которых роль кинетической энергии подавлена, а при доминирующей роли многочастичного взаимодействия, обменные и корреляционные эффекты могут приводить к перестройке основного состояния. Иерархия уровней Ландау (УЛ) тогда становится неочевидной ввиду перенормировки эффективных спинового и орбитального расщеплений, что влечёт за собой фазовые переходы, изменение характера межатомного взаимодействия, закрытие энергетических щелей в одних состояниях КЭХ и появление других несжимаемых фаз [6]. В результате, даже состояния

целочисленного КЭХ в сильновзаимодействующих ДЭС приобретают многочастичный характер. Зондирование элементарных возбуждений ДЭС в режиме КЭХ является ключом для доступа к величине энергии многочастичного взаимодействия, расшифровке микроскопического устройства сильнокоррелированных фаз, вопросов их термодинамической устойчивости. Исследование коллективных возбуждений представляет и самостоятельный интерес, ведь многие из них обладают уникальным сочетанием свойств - двумерный характер взаимодействия, щелевой закон дисперсии, огромные времена жизни и специфическая статистика [7, 8].

Богатую информацию об энергетическом спектре двумерных полупроводниковых систем позволяют получить методы оптической спектроскопии. Одним из наиболее эффективных методов зондирования всевозможных нейтральных электронных возбуждений является неупругое рассеяние света (НРС). Как показано в многочисленных оптических исследованиях прямозонных полупроводниковых гетероструктур, например GaAs/AlGaAs, спектры НРС могут быть успешно зарегистрированы даже для систем пониженной размерности, если выполнены определенные условия оптического резонанса для энергий фотонов вблизи прямого края поглощения полупроводника [9]. Преимущества метода состоят в получении сверхдетальной информации о дисперсии нейтральных возбуждений системы и посредством них - в прямом доступе к ключевым энергетическим параметрам ДЭС. Кроме того, НРС - бесконтактная методика, зондирующая локальные характеристики ДЭС, не подверженные влиянию краевых состояний. Таким образом можно исследовать многообразие возбуждений ДЭС в зависимости от материальных параметров, типа основного состояния, спинового упорядочения и во внешних полях. Это особенно актуально для расширения понимания процессов, происходящих в новых фазах сильнокоррелированных ДЭС, появившихся на материальных платформах с высокими значениями параметра r_s . Поэтому оптическая спектроскопия сильнокоррелированных ДЭС в прямозонных гетероструктурах MgZnO/ZnO является уникальным способом детального зондирования их энергетического спектра и изучения механизмов нетривиальных многочастичных эффектов.

Помимо экспериментального исследования свойств ДЭС, оправдывает себя моделирование энергетического спектра численными методами, которые незаменимы ввиду отсутствия строгой квантовой теории при доминирующем кулоновском взаимодействии. Не только теория возмущений, но и теория ферми-жидкости Ландау оказываются неприменимыми при значениях параметра $r_s \gg 1$ - ведь априори неизвестна даже структура основного состояния. В таких условиях сочетание экспериментального зондирования и расчёта энергетического спектра методом точной диагонализации [10] позволяет нащупать

адекватные модели описания сильнокоррелированных ДЭС и происходящих в них многочастичных процессов.

Целью данной диссертационной работы является изучение многочастичных эффектов и коллективных возбуждений в сильновзаимодействующих двумерных электронных системах в квантующих магнитных полях.

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

1. В двумерных электронных системах на основе гетероструктур $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ методом оптически детектируемого резонансного микроволнового поглощения были исследованы плазменные и магнитоплазменные возбуждения, из которых извлечена циклотронная масса в зоне проводимости. При возрастании электронной концентрации до значений $n_s \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ масса увеличивается примерно на 20% относительно зонного значения. Данный эффект на порядок сильнее, чем возможное влияние непараболичности зоны, и приписывается дополнительному влиянию кулоновского взаимодействия.
2. В тех же системах методом резонансного неупругого рассеяния света изучен спектр межподзонных возбуждений. При увеличении концентрации двумерных электронов изучен характер возрастания энергий возбуждений, извлечены значения деполяризационного и экситонного энергетических вкладов для коллективных возбуждений зарядовой и спиновой плотности. Показано, что отрицательный экситонный вклад доминирует среди многочастичных энергетических вкладов. Обнаружено, что энергия межподзонного возбуждения зарядовой плотности чувствительна к локальной спиновой поляризации электронной системы.
3. Обнаружена сильная перенормировка масштаба обменной энергии квантово-холловского ферромагнетика $\nu = 1$ для систем с параметром Вигнера-Зейтса $r_s \gg 1$. Зондирование обменной энергии выполнено через величину многочастичного вклада в энергию и дисперсию коллективных возбуждений - циклотронного спин-флип экситона и спинового экситона. Установлено, что обменная энергия растет с концентрацией околелинейно, имеет масштаб циклотронной энергии, что заметно отличается от типичного масштаба кулоновской энергии на магнитной длине. Эта же тенденция была подтверждена численными расчётами методом точной диагонализации энергетического спектра конечного числа электронов.
4. Проведено магнитооптическое исследование ДЭС на основе $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ в режиме ферромагнитной неустойчивости при чет-

ных факторах заполнения. Переход между двумя конкурирующими фазами - парамагнитной и ферромагнитной - прослежен по реконструкции оптических спектров. Наблюдались синхронные резкие преобразования как в структуре спектра фотолюминесценции, так и в параметрах спин-чувствительных коллективных возбуждений, регистрируемых методом НРС. На основе полученных данных построена фазовая диаграмма зависимости критического угла наклона магнитного поля для $\nu = 2$ от концентрации ДЭС. Показано, что при $n_s \lesssim 1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ основное состояние при $\nu = 2$ имеет ферромагнитное упорядочение даже без наклона магнитного поля. Получена зависимость перенормированной кулоновским взаимодействием спиновой восприимчивости ДЭС от её концентрации. На основе анализа спектров фотолюминесценции в окрестности точки перехода предложен метод оценки соотношения площадей поверхности, занятых доменами обеих фаз. Исследовано температурное размытие фазового контраста вблизи точки ферромагнитного перехода, обусловленное зарождением доменов.

5. Методом НРС исследовано влияние кулоновских корреляций на спектр низкоэнергетических коллективных возбуждений парамагнитной фазы квантового эффекта Холла при $\nu = 2$ - циклотронных спин-флип магнитоэкситонов (CSFM). Установлено, что в диапазоне концентраций, соответствующих параметру Вигнера-Зейтца $r_s \sim 5-7$, корреляционный вклад сильно понижает энергию CSFM относительно циклотронной энергии, но даже в точке ферромагнитного перехода энергия одиночных CSFM не обнуляется. С использованием расчёта методом точной диагонализации показано, что быстрее смягчаются мульти-CSFM комбинации с нулевым импульсом - они выступают в роли ферромагнитных доменов и приводят к неустойчивости.
6. В ферромагнитной фазе КЭХ $\nu = 2$ методом НРС обнаружена аномальная ветвь спинового экситона (SE). Она имеет отрицательную дисперсию по импульсу, крутизна которой зависит от электронной концентрации. Отрицательная дисперсия SE связана со взаимодействием этих возбуждений с вышележащими спиновыми модами. Экспериментальные данные подтверждаются расчётами, которые показывают формирование магнито-ротонного минимума в дисперсии SE, а также притягивающее взаимодействие между возбуждениями в магнито-ротонном минимуме. При резонансной оптической накачке обнаружено усиление сигнала анти-стоксового НРС на SE на несколько порядков, что свидетельствует о макроскопическом накоплении этих возбуждений в ДЭС.

7. В ДЭС на основе $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ с параметрами далеко за гранью существования скирмионов, получены свидетельства формирования орбитальных спиновых текстур при факторах заполнения $1 \lesssim \nu \lesssim 1.5$. В дополнение к ларморовскому спиновому экситону обнаружена низкоэнергетическая спиновая мода, свидетельствующая о нарушении спин-вращательной симметрии в основном состоянии. Продемонстрировано выраженное антипересечение между двумя спиновыми модами при изменении фактора заполнения. На параметры расталкивания влияют двумерный импульс, концентрация электронов и наклон магнитного поля. Эксперименты при повышенных температурах показывают разрушение орбитальных спиновых текстур с критической температурой намного ниже зеемановской энергии. Свойства основного состояния промоделированы с использованием метода точной диагонализации и установлено, что смешивание уровней Ландау играет ключевую роль в нетривиальной спиновой конфигурации, то есть спиновые текстуры вовлекают орбитальную степень свободы.
8. Разработана модифицированная схема точной диагонализации в режиме КЭХ со значительно сокращенным базисом многочастичных конфигураций, позволяющая адекватный учёт смешивания состояний на нескольких уровнях Ландау при $r_s \gtrsim 1$. Изучено поведение функции распределения электронов по уровням Ландау в зависимости от ν и r_s . Показано, что при фиксированной электронной концентрации квантование Ландау существенно подавляет размытие функции распределения двумерной электронной системы относительно случая с нулевым магнитным полем. Так, при $r_s \lesssim 1$ и $\nu \lesssim 3$ квазичастичный вклад в величину скачка Мигдала $(1 - Z)$ зависит околolineйно от ν и квадратично от r_s , одновременно при уменьшении ν "хвосты" функции распределения удлиняются. Механизм перестройки функции распределения описан в терминах рождения магнитоплазменных флуктуаций.
9. В состоянии дробного КЭХ $\nu = 1/3$ произведен расчёт дисперсии нижайших коллективных возбуждений со спином $S = 1$ и $S = 0$. Установлено формирование в дисперсии SE магнито-ротонного минимума при $ql_B \sim 2$ за счет антипересечения с вышележащим комбинированным спиновым возбуждением. Показано, что в широком диапазоне импульсов спиновые экситоны могут иметь энергию ниже, чем у волн зарядовой плотности. Обнаруженные свойства SE способствуют их участию в долгоживущих возбужденных состояниях при $\nu = 1/3$.

Научная и практическая значимость работы состоит в полученных экспериментальных результатах и результатах численного моделирования,

описывающих коллективные эффекты в двумерных электронных системах с сильным кулоновским взаимодействием и находящихся в квантующем магнитном поле. Данные результаты являются актуальными с точки зрения изучения фундаментальных явлений физики конденсированного состояния, а также для потенциального применения при разработке оптоэлектронных приборов и устройств спинтроники.

Апробация работы. Основные результаты работы были представлены: При выступлениях на IX, X, XII, XIII, XIV и XV Российских конференциях по физике полупроводников; на 1-й, 2-й, 3-й и 4-й школах молодых ученых "НМТСБ", Черноголовка; 1-й конференции "Квантовые материалы и технологии на нанометровой шкале", Троицк; на 24-й международной конференции "Электронные свойства двумерных систем", Токио; а также на научных сессиях и семинарах ИФТТ РАН.

Личный вклад автора состоял в разработке методик, проведении экспериментальных исследований, обработке, анализе и интерпретации результатов экспериментов, проведении численных расчётов, подготовке публикаций.

Объём и структура работы. Диссертация состоит из введения, восьми глав, заключения и списка литературы. Полный объём диссертации составляет 224 страницы с 92 рисунками и 1 таблицей. Список литературы содержит 138 наименований.

Содержание работы

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

В первой главе приводится обзорное описание основных экспериментальных и теоретических результатов исследований многочастичных эффектов в сильно коррелированных ДЭС, и в том числе в квантующем магнитном поле.

Вторая глава представляет собой описание экспериментальных образцов и применяемых оптических методик. В разделе 2.1 описаны использованные гетероструктуры $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ - с концентрациями ДЭС $0.7 - 11.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и транспортными подвижностями, достигающими $710 \times 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. В разделе 2.2 пояснены главные моменты в проведении низкотемпературного оптического эксперимента - тип используемого криостата с откачкой паров He^3 для достижения рабочих температур $T \sim 0.35 \dots 4.2 \text{ К}$ и магнитных полей $B = 0 \dots 15 \text{ Тл}$. Оптический доступ к образцу в криостате был организован посредством кварцевых световодов. Для работы в актуальном для ZnO спектральном диапазоне $\lambda = 3650 - 3690 \text{ \AA}$ фотовозбуждение образца осуществлялось либо непрерывным

перестраиваемым Ti-Sp-лазером, удвоенным по частоте, либо He-Cd-лазером с дискретной $\lambda = 325$ нм. Спектры анализировались с помощью спектрометра Monospec с линейной дисперсией $4\text{\AA}/\text{мм}$ и разрешением $0.05\text{--}0.1$ мэВ, а оптический сигнал регистрировался охлаждаемой азотом ПЗС-матрицей. Также описаны основные приёмы метода фотолюминесценции (ФЛ) при исследовании ДЭС - способ *in-situ* определения концентрации ДЭС, признаков состояний целочисленного КЭХ в магнитополевой эволюции спектров ФЛ (Рис. 1а). В разделе 2.3 пояснены теоретические основы метода резонансного неупругого рассеяния света. Приведены основные соотношения, характеризующие резонансное усиление сечения НРС на коллективных возбуждениях зарядовой и спиновой плотности и соответствующие поляризационные правила отбора.

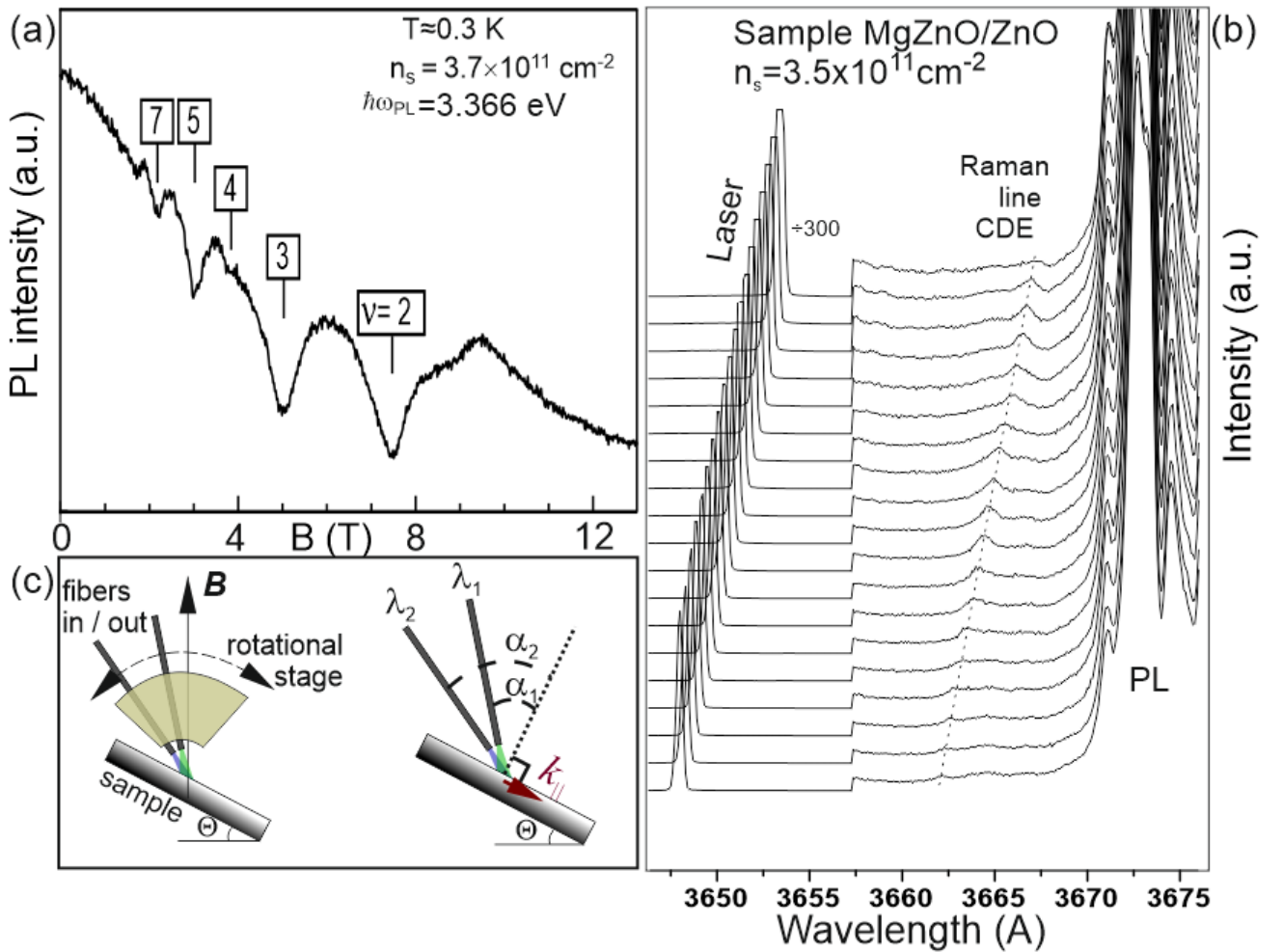


Рис. 1: (а) Магнитополевая зависимость сигнала ФЛ при фиксированной энергии рекомбинации. Отмечено несколько минимумов при целочисленных факторах заполнения. (б) Эволюция спектров ДЭС при перестройке длины волны лазера. Линия НРС смещается параллельно позиции лазера, при этом пики ФЛ не сдвигаются. (с) Схема вращательной подвижки образца и световодов и схема передачи импульса от фотонов к ДЭС в процессе НРС.

Описано экспериментальное воплощение методики резонансного НРС в двухсветоводной конфигурации. Один из световодов служил для фотовозбуж-

дения ДЭС, а второй - для регистрации сигнала НРС и/или ФЛ. При правильной угловой конфигурации (Рис. 1с) собирающий световод выступает в роли предмонохроматора, и такая схема сбора сигнала выигрывает из-за эффективной фильтрации упруго рассеянного света от поверхности образца. Для контролируемого изменения переданного импульса в процессе НРС, образец располагался на вращательной подвижке, позволяющей изменять углы наклона световодов к образцу (Рис. 1с). Таким образом может быть вычислен импульс, переданный от фотонов к ДЭС. Его можно было варьировать в диапазоне $q_{||} \sim 0.4 - 3.0 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$. Пики НРС отыскивались в оптических спектрах при варьировании длины волны лазерного фотовозбуждения по признаку их фиксированного энергетического сдвига (Рис. 1b).

Третья глава посвящена вопросам расчёта состояний КЭХ методом точной диагонализации (ТД). После краткого введения в разделе 3.2 рассмотрен стандартный подход к ТД энергетического спектра ДЭС в режиме КЭХ. Приведены выражения для волновых функций электронов на поверхности тора, пронизанной однородным магнитным полем. Указаны принципы формирования базиса многочастичных конфигураций, в которых учтены определенные инварианты - полное значение проекции спина и величина обобщенного импульса ДЭС в магнитной зоне Бриллюэна. Для расчёта системы с большими значениями параметра r_s в режиме КЭХ требуется явный учёт состояний на нескольких УЛ. Полное количество многоэлектронных конфигураций равно $N_{tot} \sim C_{N_{LL}N_S}^{N_E}$ и растёт сверхэкспоненциально от параметров числа электронов N_E , квантов магнитного потока N_S и числа УЛ N_{LL} . А поскольку точность расчётов энергетического спектра и прочих характеристик мезоскопической ДЭС сильно зависит от шага дискретизации N_S , то полноценный учёт нескольких УЛ становится практически нереализуемым при современных вычислительных мощностях.

В разделе 3.3 показано, что многоэлектронные конфигурации на лестнице УЛ неравновероятны и имеют определенную иерархию. В зависимости от параметра смешивания УЛ $r_c = (e^2/\epsilon l_B)/\hbar\omega_c = r_s\sqrt{\nu/2}$, из них может быть выделено сокращённое подмножество актуальных конфигураций (базисных векторов), которые достаточно учитывать в расчётах методом ТД. Без учёта смешивания в основном состоянии ДЭС участвует только конфигурация с расположением всех электронов на нижайших УЛ. По мере увеличения параметра r_c растёт вовлеченность возбужденных многоэлектронных конфигураций в структуру основного состояния. Естественно, возбуждения эти носят электронейтральный и бесспиновый характер, а ввиду трансляционной инвариантности системы, они соответствуют не одноэлектронным переходам, а коллективным магнитоплазменным (МР) процессам с суммарным нулевым импульсом. Для сортировки многоэлектронных конфигураций по вероятности реализации вводится дискрет-

ный параметр 'лишних' квантов циклотронной энергии Δ_{CR} , необходимых для рождения соответствующей магнитоплазменной флуктуации.

Формирование 'урезанного' базиса гильбертова пространства конфигураций и само вычисление гамильтоновой матрицы производятся при ограничении $\Delta_{CR}(i) \leq \Delta_{CR}^{max}$, а по целочисленному параметру Δ_{CR}^{max} оценивается сходимость схемы. Главным выигрышем от указанного вычислительного подхода [A17] является возможность расчёта характеристик многоэлектронных состояний при сильном смешивании УЛ ($r_c \sim 5$) и беспрецедентно большой суммарной ёмкости $N_S \cdot N_{LL} \sim 60 - 70$. В частности, таким способом было рассчитано и проанализировано распределение электронов по УЛ при $r_s > 1$ для состояний КЭХ с $\nu = 1/3, 2/3, 1, 2$ и 3 .

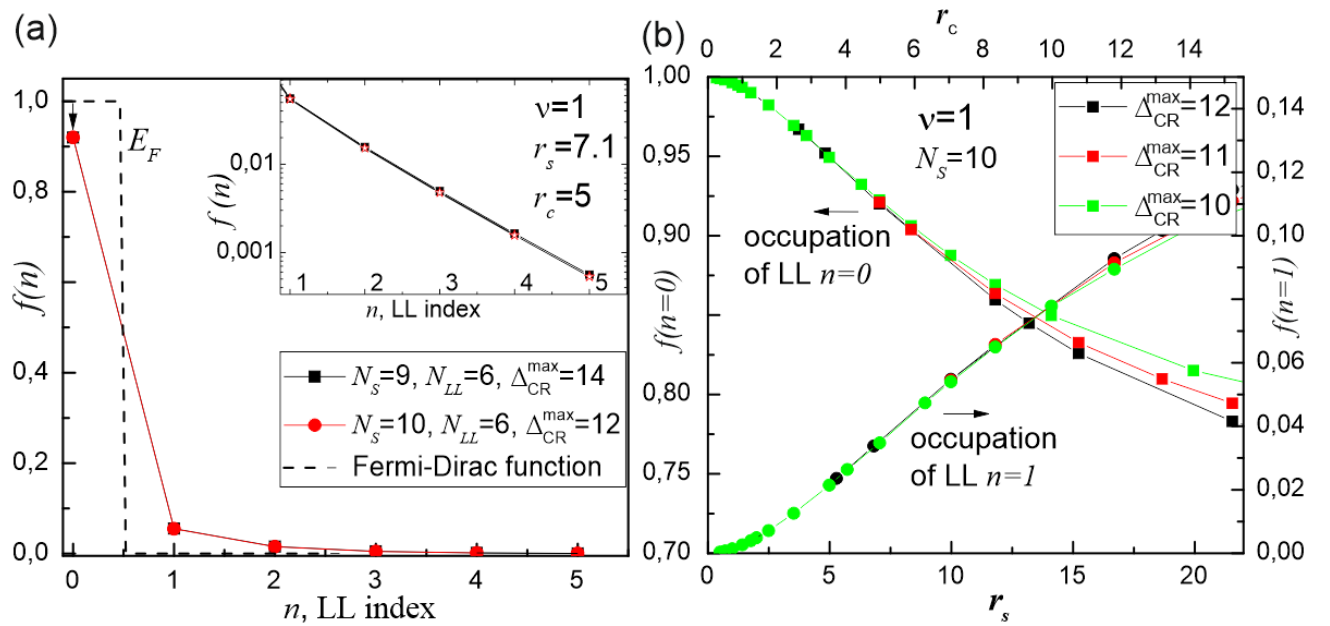


Рис. 2: (a) Расчет функции распределения электронов по УЛ для ДЭС при $\nu = 1$, $r_c = 5$, выполненный методом ТД с указанными дискретными параметрами. На вставке - $f(n)$ в логарифмической шкале. (b) Числа заполнения нулевого и первого УЛ как функция параметра r_s , рассчитанные при разных значениях параметра Δ_{CR}^{max} и фиксированных N_S и N_{LL} .

Извлеченные из процедуры ТД комплексные амплитуды всех многочастичных конфигураций в структуре основного состояния могут быть использованы для подсчета чисел заполнения УЛ $f(n)$, $n = 0, 1, 2, \dots$. На Рис. 2а показан расчёт функции распределения электронов по УЛ при $\nu = 1$, $r_s = 7.1$, и параметрах дискретного счета $N_S = 10$, $N_{LL} = 6$, $\Delta_{CR}^{max} = 12$ (численность урезанного базиса, достаточного для сходимости расчёта, составляет около 2 миллионов векторов при размерности полного базиса ~ 750 миллионов). При анализе в логарифмической шкале (вставка к Рис. 2а) получено, что характер угасания $f(n)$ при $n \geq 1$ близок к экспоненциальному. На Рис. 2b приведена расчётная зависимость заселенности УЛ с индексами $n = 0$ и $n = 1$ при росте

параметра r_s . Разность между значениями $f(n = 0)$ и $f(n = 1)$ в сущности является аналогом скачка Мигдала для функции распределения электронов в квантующем магнитном поле.

Качественно похожая картина функции распределения электронов для разных ν имеет существенные отличия - при фиксированном r_s декремент затухания функции распределения $-d \ln f(E)/d(E/E_F)$ при $E > E_F$ существенно возрастает от ν , а величина скачка Мигдала Z для малых факторов заполнения значительно меньше отличается от единицы, чем для нулевого магнитного поля при тех же r_s , для которого было получено $1 - Z \approx 0.13r_s$ (см. [11]). Вторым неожиданным результатом - при малых ν зависимость $(1 - Z)$ от фактора заполнения близка к линейной. Для $\nu \geq 4$ и $r_s \sim 1$ применяемая численная схема не обеспечивает сходимости, и потому не достигнута асимптотика скачка Мигдала.

Обнаруженное поведение функции распределения в различных состояниях КЭХ может быть объяснено механизмом влияния смешивающего параметра r_c на поляризационные процессы. Зарождение МР-флуктуаций в основном состоянии было проанализировано из расчёта собственного вектора основного состояния системы [A17]. Его структура модифицирована подмешиванием мульти-МР вкладов через одну или несколько циклотронных щелей и с полным импульсом $q = 0$. Были посчитаны полные веса МР вкладов различной структуры и получена гистограмма распределения весов МР-флуктуаций для простейшего случая $\nu = 1$ при $r_c = 2.6$. Свойства распределения следующие:

1. экспоненциальный характер спада суммарного веса МР-комбинаций в зависимости от Δ_{CR} ;
2. в основном состоянии $\nu = 1$ полностью отсутствуют одноплазменные флуктуации с $q = 0$;
3. при фиксированном количестве 'лишних' квантов $\hbar\omega_c$ лидируют структуры, состоящие из двух-МР флуктуаций, с некоторыми переигрываниями веса по типу разбиения Δ_{CR} на два слагаемых;
4. вклад мульти-МР флуктуаций подавлен на порядки относительно двухмагнитоплазменных.

В состояниях дробного КЭХ имеется дополнительная степень свободы для внутриуровневых волн зарядовой плотности (CDW), которые могут спариваться с МР в структуре флуктуаций. Это показано на примере основного состояния $\nu = 1/3$, для которого в расчётной гистограмме лидирующий вклад дают флуктуации с $\Delta_{CR} = 1$, очевидно, состоящих из спаренных $MP(\vec{q}) \times CDW(-\vec{q})$.

Получив представление о структуре зарядовых флуктуаций основного состояния системы, возможно на качественном уровне объяснить полученную за-

висимость функции распределения электронов от параметров r_s и ν . Для этого можно воспользоваться соображениями теории возмущений, когда кулоновское взаимодействие порождает МР-флуктуации с некоторым суммарным количеством квантов Δ_{CR} и определенной внутренней конфигурацией. Поправки первого порядка малости позволяют оценить комплексные амплитуды α_i подмешанных МР-флуктуаций в структуре основного состояния:

$$\alpha_i = \frac{B_i e^2 / \epsilon \ell_B}{\Delta_{CR} \hbar \omega_c + A_i e^2 / \epsilon \ell_B} = \frac{B_i r_c}{\Delta_{CR} + A_i r_c} = \frac{B_i r_s \sqrt{\nu/2}}{\Delta_{CR} + A_i r_s \sqrt{\nu/2}}, \quad (2)$$

где $A_i \sim O(1)$ - константа, отвечающая за величину кулоновского вклада в энергию i -й многоплазменной комбинации при $q = 0$, а константа $B_i \sim O(1)$ связана с матричным элементом кулоновской части гамильтониана. Эти числа зависят от типа основного состояния, фактора заполнения и от индексов УЛ, но при этом сама форма (2) универсальна для любых состояний КЭХ. Из формулы видно, что веса подмешанных мультиплазменных состояний $|\alpha_i|^2$, а значит и степень размытия $f(n)$, при малом смешивании растут вначале линейно по ν и квадратично по r_s , что явно подтверждается расчётами ТД, а затем обе зависимости должны выходить на насыщение. Обнаружена независимость декремента затухания от r_s при фиксированном ν , это доказывает взаимосвязь размытия $f(n)$ со структурой МР возбуждений в конкретном состоянии КЭХ, а от r_s зависит лишь амплитуда флуктуаций. На качественном уровне усложнение картины МР-флуктуаций при увеличении ν связано с увеличением количества каналов распада и дробления 'высоких' МР на мелкие куски. В пределе нулевого магнитного поля это приводит к более выраженному ферми-жидкостному искажению величины $(1 - Z)$. В разобранный механизм искажения функции распределения электронов в режиме КЭХ магнитоплазменные комплексы играют роль аналогичную нулевому звуку в классической ферми-жидкости.

Изменение функции распределения при росте r_s было также продемонстрировано по искажению парной корреляционной функции $g(r)$, вычисленной при $\nu = 1/3 \dots 3$. Показано, что при $r_s > 1$ заметно усилены осцилляции $g(r)$ на расстояниях $r\sqrt{n_s} > 1$, вызванные перераспределением электронов. Как будет показано в Главах 5-7, увеличенная за счет магнитоплазменных флуктуаций поляризуемость ДЭС приводит к эффективной экранировке электрон-электронного взаимодействия.

В разделе 3.4 приведены результаты расчёта дисперсии коллективных возбуждений со спином $S = 1$ и $S = 0$ при $\nu = 1/3$. В режиме дробного КЭХ коллективные возбуждения существуют в пределах нижайшего УЛ. И если про дисперсию зарядовых волн существует огромное множество данных, то про спиновые известно мало. Они могут иметь комбинированный характер,

сочетая спин-флип процесс с зарядовой волной. Одночастичный вклад спиновых возбуждений задан зеемановской энергией, а многочастичный представлен комбинацией обменной и корреляционной энергий. Учитывая сложную структуру корреляций, дисперсию таких волн сложно описать аналитически, поэтому был использован метод ТД. Моделирование проводилось для сравнения с экспериментом в GaAs [A15], при незначительном смешивании УЛ с $r_c \sim 0.5$. Чтобы избежать расчётных артефактов на краю магнитной зоны Бриллюэна в схеме ТД и надёжно установить особенности дисперсии спиновых экситонов (SE) при больших импульсах, использовались параметры вплоть до $N_E = 10$ и $N_S = 30$, обеспечивающие надёжность расчёта вплоть до предельных значений $q_{max}l_B = \sqrt{\frac{2\pi}{N_S} \frac{N_E}{2}} \approx 2.3$, и с детализацией $\Delta ql_B \sim \sqrt{\frac{2\pi}{N_S}} \approx 0.46$.

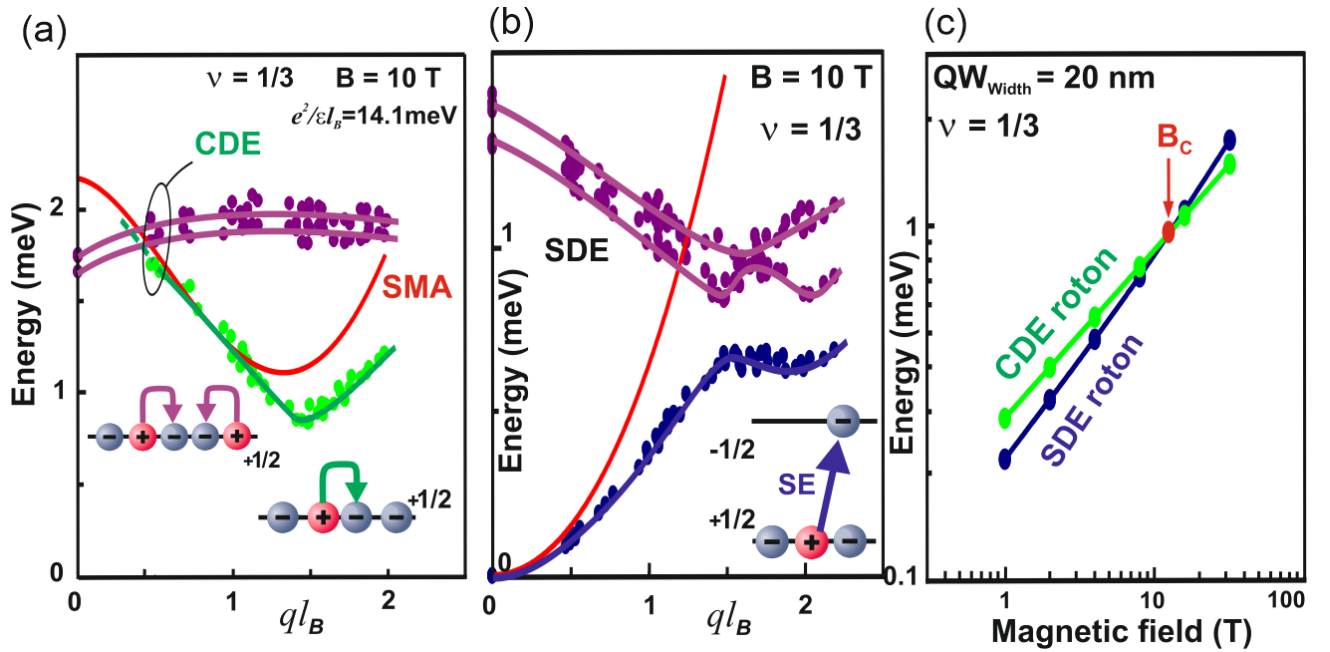


Рис. 3: (a) Дисперсия нижайших ветвей возбуждений зарядовой плотности при $\nu = 1/3$, рассчитанных для параметров ДЭС в GaAs при $B = 10$ Тл. Ветвь магниторотонов (зеленые символы) и ветвь 'магнитогравионов' (фиолетовые). Сплошные кривые проведены для наглядности. (b) Дисперсия нижайших ветвей возбуждений спиновой плотности, расчёт для идеальной ДЭС. Одномодовая дисперсия SE показана красным. (c) Энергии магниторотонов $S = 1$ и $S = 0$ при $\nu = 1/3$, полученные методом ТД для ДЭС в GaAs-квантовой яме шириной 20 нм в зависимости от магнитного поля.

В расчётах возбуждений с $S = 0$ получена не только ветвь 'магниторотонов', но и континуум квадрупольных колебаний электронной плотности с полным угловым моментом 2 - так называемых 'магнитогравионов' (номенклатура, введенная в [12]) (пересечение в верхней части Рис. 3a). Центральным результатом расчёта является появление ветви спиновых возбуждений с энергией меньше, чем у CDE магниторотонов. Оказалось, что кроме SE в спектре

присутствует комбинированное спин-зарядовое возбуждение SDE. Оно имеет отрицательную дисперсию, которая при некотором импульсе проявляет анти-пересечение с дисперсией ветви SE (Рис. 3b). В результате при $ql_B \gtrsim 1$ ветвь SE приобретает магниторотонные свойства, и энергия его становится нижней среди всех нейтральных возбуждений (если принять во внимание фактические параметры ДЭС - геометрический форм-фактор в квантовой яме [13] и вклад от зеемановской энергии - Рис. 3с). Оказалось, что такие низкоэнергетические коллективные возбуждения с $S = 1$ участвуют в формировании сверх-долгоживущих квазиравновесных ансамблей в состоянии $\nu = 1/3$. Такие ансамбли с временами жизни ~ 15 секунд были обнаружены методом фотоиндуцированного резонансного отражения в ДЭС в узких GaAs-квантовых ямах [A15].

Четвертая глава посвящена исследованию магнитоплазменных и межподзонных возбуждений в ДЭС на основе гетероструктур $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$. Раздел 4.1 - введение. Раздел 4.2 посвящен экспериментам по исследованию магнитоплазмонов методом оптически детектируемого резонансного микроволнового поглощения [A2]. В частности, была зарегистрирована зависимость циклотронной массы m^* от концентрации ДЭС [A1, A2].

Эксперименты проводились при $T \sim 0.35 - 3 \text{ K}$ на наборе из шести гетероструктур с концентрациями ДЭС в диапазоне $n_s = 0.7 - 11 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Для регистрации двумерных плазменных возбуждений с частотами $\sim 1 - 60 \text{ ГГц}$ образцы дополнительно помещались в цилиндрический резонатор, образованный SMA-разъёмом на конце коаксиального СВЧ-кабеля, доводящего излучение от генератора к образцу. Механизм оптически детектируемого резонансного микроволнового поглощения следующий: последовательно регистрируются спектры ФЛ при СВЧ-облучении и без него, а при резонансном поглощении СВЧ плазмонами неравновесное изменение функции распределения электронов приводит к изменению в спектре ФЛ. Мерой поглощения служит интеграл от модуля разностного спектра ФЛ. Для обнаружения резонанса либо плавно перестраивается частота СВЧ излучения при фиксированном магнитном поле, либо наоборот - разворачивается поле при фиксированной частоте СВЧ. Превосходная чувствительность этого метода была установлена ранее [14].

При малом магнитном поле B наблюдался только один уширенный резонанс поглощения, а с увеличением B пик расщеплялся на два. Один из них имел отрицательную магнитодисперсию, характерную для краевых МР возбуждений в ДЭС [15, 16], а второй - положительную магнитодисперсию, характерную для объёмных МР. На Рис. 4а показаны обе магнитоплазменные ветви, измеренные на одном из образцов.

Был проведен анализ дисперсии МР. В прямоугольных образцах частоты 2D-плазмонов определяются концентрацией ДЭС и линейными размерами, задающими квантование импульса. В магнитном поле происходит гибридизация плазменных колебаний с циклотронным характером движения. Для сравнения с экспериментом были использованы приближенные выражения для геометрии эллиптических дисков из [17]:

$$\omega_{\pm}^2 = (\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_c^2)/2 \pm \{(\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_c^2)^2/4 - \omega_x^2\omega_y^2\}^{1/2}. \quad (3)$$

С ростом поля B частота верхней моды асимптотически приближается к циклотронной, а частота нижней моды уменьшается как $\sim 1/B$. Кривые на Рис. 4а проведены, с использованием эффективной массы в качестве подгоночного параметра в (3). Они корректно описывают экспериментальные данные для обеих ветвей. Значение циклотронной массы ДЭС может быть ещё точнее извлечено из анализа магнитодисперсии объемной моды в координатах $(B^2; \omega^2)$, учитывая ее асимптотическое поведение в сильных магнитных полях: $\omega_{mp}^2 = A + \omega_c^2$, где A — константа, обусловленная плазменной частотой при $B = 0$. Наклон прямой позволяет точно определить значение циклотронной массы ДЭС.

Аналогичным образом были проанализированы экспериментальные данные на нескольких образцах. На Рис. 4b показана полученная зависимость циклотронной массы m^* от концентрации. При $n_s \lesssim 6.54 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ наблюдается возрастание примерно на $\sim 20\%$ относительно зонного значения $m^* = 0.28$.

Монотонный рост циклотронной массы с концентрацией ДЭС в неполярных полупроводниках обычно связывают либо с эффектами непараболичности зон, либо с поляронным эффектом. Последнее неактуально для ZnO, так как энергия LO-фонона ($\hbar\omega_{LO}^{ZnO} = 72 \text{ мэВ}$) на порядки превышает циклотронную энергию при магнитных полях, использованных в эксперименте ($\hbar\omega_c \lesssim 0.4 \text{ мэВ}$). Влияние непараболичности зоны на циклотронную m^* было проанализировано по аналогии с работой [18], в которой проводилось исследование массы от концентрации для ДЭС в GaAs. В $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -приближении модельная зависимость эффективной массы от энергии получена в виде:

$$\frac{1}{m^*(E)} = \frac{1}{m_0^*} \left(1 + \frac{2K_2}{E_g} E \right), \quad (4)$$

где m_0^* — масса на дне зоны, K_2 — параметр непараболичности и E_g — ширина запрещенной зоны.

Для ДЭС в гетеропереходах MgZnO/ZnO энергия электронов E вблизи химического потенциала имеет два вклада: $E_F = n_s \pi \hbar^2 / m_0^*$ и энергию размерного квантования E_{sz} . Для параметров ZnO зависимость обоих вкладов от n_s (в единицах 10^{11} см^{-2}) оценена как $E_F = n_s \cdot 0.795 \text{ мэВ}$ и $\langle E_{sz} \rangle = n_s^{2/3} \cdot 3.37 \text{ мэВ}$

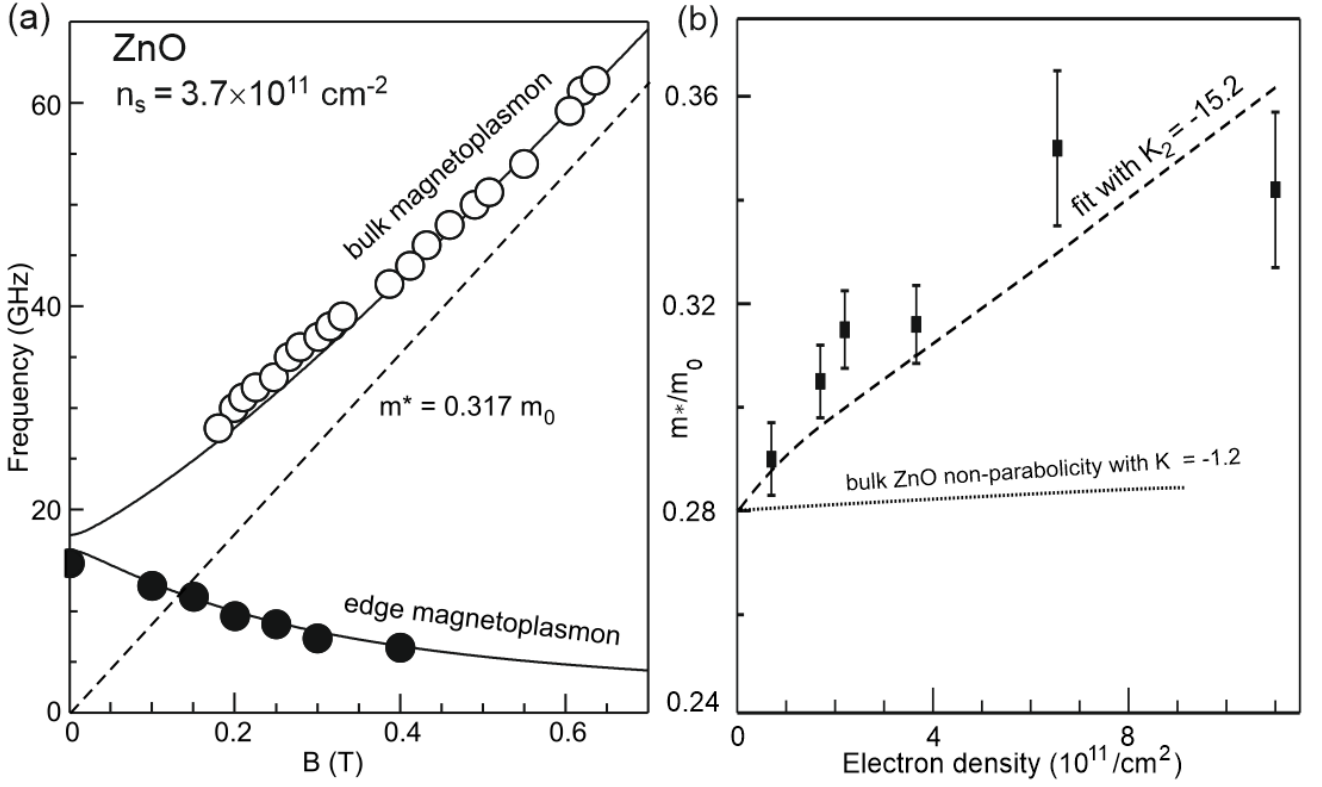


Рис. 4: (a) Частоты МР-резонансов в зависимости от магнитного поля для гетероструктуры MgZnO/ZnO. Кружки - экспериментальные данные для краевой и объемной мод. Сплошные линии - результат расчёта по формуле (3). Штриховая линия — циклотронная частота eB/m^*c . (b) Зависимость циклотронной массы m^* от концентрации ДЭС. Символы: экспериментальные значения. Пунктирная кривая - расчётная (по ур.(4)) зависимость для параметра непараболичности в объемном ZnO $K_2^{bulk} = -1.2$. Штриховая линия - подгоночная кривая при $K_2 = -15.2$.

(функциональный вид для модели с треугольным ограничивающим потенциалом). Для объемного материала ZnO актуальный параметр непараболичности $K_2 \sim -1.2$ был взят из результатов эксперимента по дихроизму и эллипсометрии [19], а соответствующая этому параметру кривая построена пунктирной линией на Рис. 4b, что существенно ниже экспериментальной зависимости. Наилучшая подгоночная кривая для экспериментальных данных (штриховая линия) соответствовала бы параметру $K_2 \approx -15.2$, что на порядок превышает масштаб непараболичности.

Из расхождения можно заключить, что непараболичность — не единственный механизм, ответственный за наблюдаемое увеличение циклотронной массы в ZnO. По-видимому, при параметрах $r_s \gg 1$ оказывается существенен вклад от кулоновского взаимодействия. Возможность совместного влияния непараболичности зоны и кулоновского взаимодействия на энергию циклотронного резонанса в ДЭС ранее рассматривалась теоретически [20]. Механизм следующий: из-за растущей вместе с n_s непараболичности зоны справедливость теоремы Ко-

на нарушается, и кулоновские корреляции влияют на циклотронный резонанс даже в пределе нулевого импульса. На качественном уровне понятно, что при малых n_s эффект искажения массы слабый из-за отсутствия непараболичности, но и при очень больших концентрациях эффект должен ослабевать, ввиду уменьшения $r_s \propto 1/\sqrt{n_s}$, и такая тенденция видна на Рис. 4b.

Раздел 4.3 посвящён исследованию методом НРС коллективных и одночастичных возбуждений в нулевом магнитном поле в ДЭС на основе ZnO [A4]. Эксперимент проводился на наборе из девяти гетероструктур с концентрациями ДЭС $n_s = 1.1\text{--}11.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В спектрах НРС вблизи прямых межзонных переходов обнаружены и идентифицированы спектральные пики, соответствующие межподзонным коллективным возбуждениям зарядовой плотности (CDE) и спиновой плотности (SDE), континууму одночастичных возбуждений (SPE), а также внутривибризонному двумерному плазмону. Определены резонансные условия НРС для наблюдения этих нейтральных возбуждений. Для распознавания CDE и SDE применялись поляризационные правила отбора [21]. Линия CDE наблюдалась только при коллинеарной поляризации падающего и рассеянного фотонов, что оправдывает её идентификацию как возбуждения зарядовой плотности. Напротив, линия SDE наблюдалась только в кросс-поляризованной конфигурации, и потому соответствует возбуждению спиновой плотности.

Была изучена дисперсия коллективных возбуждений. У CDE и SDE в доступном диапазоне $q_{||} = 0.9 \times$ и $2 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$ дисперсия оказалась слабой, на уровне аппаратного разрешения спектрометра. Напротив, внутривибризонный 2D-плазмон проявил дисперсию, идеально соответствующую квадратно-корневому закону $\omega_p(q_{||}) = \sqrt{\frac{2\pi n_s e^2 q_{||}}{\epsilon m^*}}$ с параметрами $\epsilon_{\text{ZnO}}=8.5$ и эффективной массой $m^* = 0.31 m_0$, совпадающей со значением, полученным методом циклотронного резонанса для той же концентрации $n_s = 3.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Сигнал НРС от континуума одночастичных возбуждений SPE рассредоточен вблизи энергии межподзонного расщепления E_{10} . Ширина спектральной полосы согласуется с оценками $2v_F \hbar q_{||}$, где v_F — фермиевская скорость, при подстановке соответствующих параметров ДЭС: n_s и $q_{||}$. Межподзонные возбуждения CDE и SDE обнаружены почти на всех изученных образцах, а полоса SPE обнаружена на четырех гетероструктурах с концентрациями от 3.5×10^{11} до $6.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и обладает большей энергией, чем каждая из коллективных мод. На Рис. 5a показана зависимость энергий всех межподзонных возбуждений от n_s . Монотонный рост энергии CDE, выбранный для анализа как наиболее репрезентативная зависимость, подчиняется степенному закону $E \sim n^{0.57}$. Качественно этот результат аналогичен модельной зависимости межподзонного расщепления в треугольных потенциальных ямах — $n^{2/3}$. Однако это приближение не может быть непосредственно применено к гетероструктурам $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$,

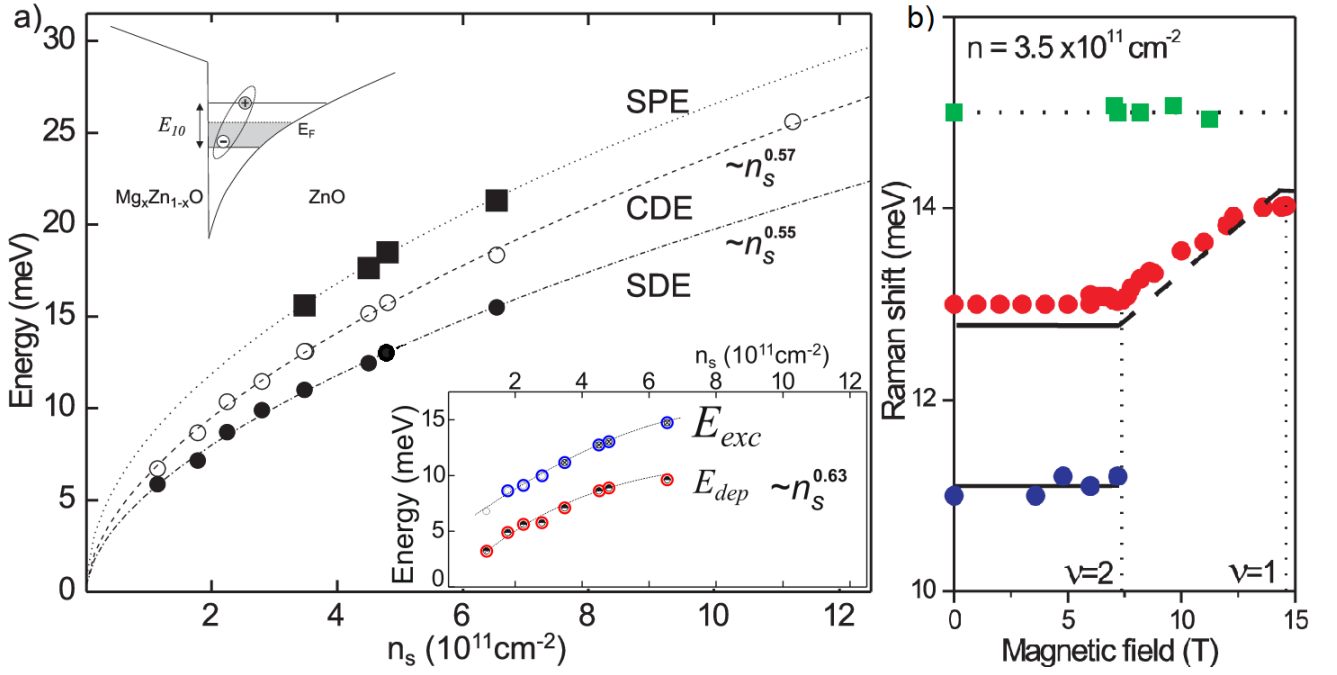


Рис. 5: (а) Энергии трёх межподзонных возбуждений, измеренные на наборе гетероструктур MgZnO/ZnO . Пустые и сплошные кружки соответствуют энергиям CDE и SDE. Большие квадраты указывают энергию SPE. На вставке - зависимости деполаризационного и экситонного сдвигов от n_s . (б) Энергия межподзонных возбуждений в зависимости от магнитного поля. Зелёным отмечены возбуждения SPE, красным - CDE, синим - SDE. Сплошными линиями показаны теоретически рассчитанные энергии при $\nu \geq 2$ для CDE и SDE, и при $\nu \leq 1$ для CDE.

принимая во внимание сложный вид ограничивающего потенциала (схема на Рис. 5а) и влияние многочастичных вкладов. Обе моды CDE и SDE обладают отрицательным экситонным вкладом E_{exc} в энергию, который представляет собой энергию связи электрона в первой возбужденной подзоне и дырки в нижней подзоне. Этот энергетический вклад определяется профилями волновых функций в подзонах и имеет масштаб долей электронного Ридберга. В энергии межподзонного плазмона CDE имеется также положительный энергетический вклад E_{dep} , называемый деполаризационным сдвигом. Извлеченные из эксперимента значения E_{exc} и E_{dep} показаны на вставке к Рис. 5а. При $n_s \rightarrow 0$ имеется тенденция $E_{dep} \rightarrow 0$ приближенно по закону $\sim n_s^{0.63}$, качественно обоснованным тем, что E_{dep} представляет собой плазменную энергию для эффективной концентрации $\sim n_s/\langle z \rangle$, где $\langle z \rangle$ - характерная ширина волновой функции подзоны. Зависимость отличается от квадратно-корневой, так как волновая функция сужается с ростом n_s [A3]. Экситонный сдвиг значительно превышает деполаризационный и составляет ~ 10 мэВ, что объясняется огромной величиной эффективного Ридберга в ZnO . Это приводит к необычной иерархии межподзонных возбуждений по сравнению с хорошо изученным случаем ДЭС в GaAs -квантовых ямах [21].

В разделе 4.4 демонстрируется магнитополевая динамика межподзонных CDE. Обнаружено, что их энергия чувствительна к изменению спиновой поляризации. Это проявляется при переходе от парамагнитного к ферромагнитному упорядочению ДЭС [A6]. Эксперимент проводился в постоянном перпендикулярном магнитном поле, доходя до режима КЭХ $\nu = 1$.

При $\nu \geq 2$ (неполяризованная или частично поляризованная по спину ДЭС) энергии CDE и SDE близки к значениям при $B = 0$ и не претерпевают заметных изменений. Это связано с комплексной природой этих возбуждений, вовлекающих в себя комбинации компонент межподзонных электронных переходов без изменения индексов УЛ [22]. Однако при переходе от неполяризованного состояния $\nu = 2$ к спин-поляризованному $\nu = 1$ энергия CDE монотонно увеличивается, а по достижению $\nu = 1$ перестает изменяться (Рис. 5b). Абсолютно аналогичным образом положение CDE претерпевает резкое изменение при ферромагнитном фазовом переходе [A5] вблизи состояния КЭХ $\nu = 2$ при определенных наклонных ориентациях магнитного поля (обсуждается в Главе 6). Последнее обстоятельство также подтверждает главный вклад в изменение энергии CDE именно от обменного взаимодействия.

На качественном уровне изменение многочастичного вклада в энергию CDE при изменении спиновой поляризации ДЭС согласуется с расчётами [A6] в предположении о доминирующем обменном вкладе и пренебрежении корреляционными поправками (Рис. 5b).

Пятая глава посвящена исследованию свойств коллективных спиновых возбуждений квантово-холловского ферромагнетика (КХФ) при $\nu = 1$ и $r_s \gg 1$ и эффекту перенормировки обменной энергии электронов. Раздел 5.1 - является вводным, где подчеркнуты отличия от известного случая КХФ со слабым кулоновским взаимодействием.

Раздел 5.2 посвящен результатам прямого измерения обменного вклада в энергии циклотронных спин-флип экситонов (CSFE) и сопоставлению с расчётами методом ТД [A9]. Эксперимент проводился на наборе гетероструктур MgZnO/ZnO с концентрациями $n_s = 1.14\text{--}6.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, при температуре $T \sim 0.35 \text{ K}$ и в магнитных полях, соответствующих $\nu = 1$. Идентификация пика НРС, соответствующего возбуждению CSFE, была проведена при учёте известных свойств [23–25] - помимо циклотронной энергии и зеемановского расщепления в его энергию должен входить некоторый многочастичный вклад:

$$E_{CSFE}(q) = \hbar\omega_c + g^* \mu_B B + \Delta E_{CSFE}(q). \quad (5)$$

Этот вклад $\Delta E_{CSFE}(q)$ положителен при всех импульсах и определяется ферромагнитной обменной энергией [24]. Согласно теории возмущений для случая $r_s \lesssim 1$, этот вклад сопоставим с обменной энергией КХФ. Второе свойство -

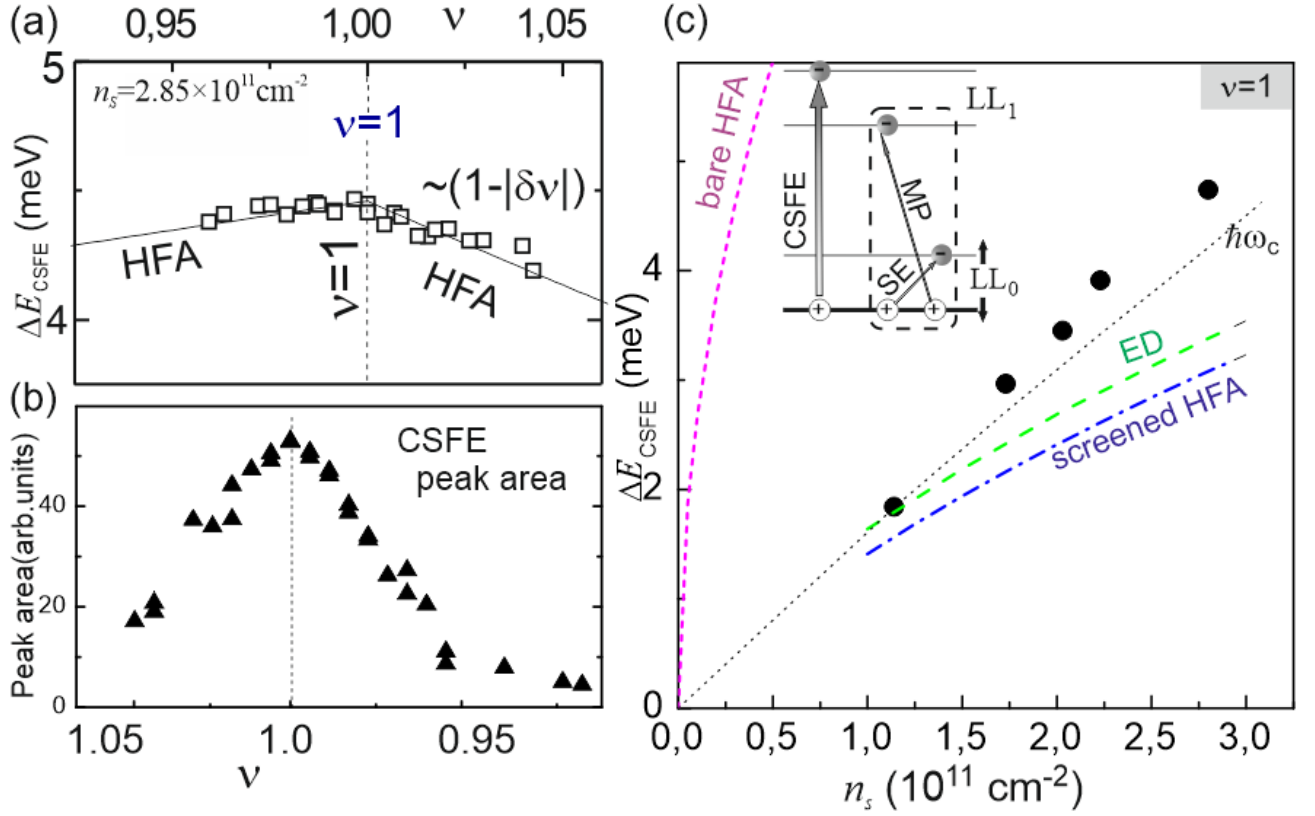


Рис. 6: (а) Зависимость обменного вклада в энергии CSFE от фактора заполнения. Сплошными линиями показано поведение в одномодовой модели. (б) Эволюция интегральной интенсивности пика CSFE. (с) Зависимость обменно-кулоновского энергетического вклада в CSFE при $\nu = 1$ от концентрации ДЭС (символы). Черная пунктирная кривая показывает величину циклотронной энергии, розовая штриховая кривая - расчёт в ПХФ. Зелёной и синей кривыми показаны результаты расчёта. На вставке - диаграмма CSFE, и канал его распада.

CSFE является долгоживущим возбуждением только при $\nu = 1$, а при $\nu \neq 1$ распадается на комбинацию двух примитивных магнитоэкситонов - MP и SE [26] (см. диаграмму переходов на Рис. 6с). Действительно, в спектрах НРС только при $\nu = 1$ CSFE проявляется в виде узкого спектрального пика, а при отклонении по фактору заполнения пик уширяется и угасает (Рис. 6б). Из магнитолевой эволюции спектрального положения линии CSFE вычислено изменение обменно-кулоновского энергетического вклада ΔE_{CSFE} - он уменьшается по обе стороны от $\nu = 1$ (Рис. 6а). Это качественно согласуется с ожидаемым поведением CSFE в одномодовой модели [24, 26] (штриховые линии) и связано с уменьшением обменного вклада $\sim (1 - |\delta\nu|)$. На одном из образцов была в явном виде измерена длинноволновая дисперсия CSFE, которая ожидаемо [24, 25] оказалась слабой.

Измерения энергии ΔE_{CSFE} при $\nu = 1$ были выполнены на нескольких гетероструктурах для установления характера роста обменно-кулоновского вклада ΔE_{CSFE} с концентрацией ДЭС. Экспериментальные данные для широкого

диапазона n_s приведены на Рис. 6с. Видно, что обменно-кулоновский вклад растёт окололинейно и сравним с циклотронной энергией (пунктир, где использовано значение $m^* = 0.3m_0$). Полученный энергетический масштаб и линейный характер его возрастания весьма необычны для обменной энергии КХФ и качественно отличаются от поведения кулоновской энергии на магнитной длине (мелкая штриховая линия). Ввиду отсутствия аналитической теории магнитоэкситонов при $r_s \gg 1$ была проведена оценка влияния смешивания УЛ с помощью статически экранированного приближения Хартри-Фока (ПХФ) [27]. Для этого формально статическая диэлектрическая проницаемость $\epsilon_s(q)$ введена в Фурье-компоненту кулоновского потенциала: $V(q) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon q} \frac{1}{\epsilon_s(q)}$. В качестве оценки для $\epsilon_s(q)$ и многочастичных вкладов в энергию CSFE были взяты выражения при конфигурации $\nu = 1$, когда электроны целиком занимают нижний УЛ:

$$\epsilon_s(q) = 1 + \frac{e^2/\epsilon l_B}{\hbar\omega_c} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sqrt{2}}{m \cdot m!} \left(\frac{ql_B}{\sqrt{2}} \right)^{2m-1} e^{-q^2 l_B^2/2} \quad (6)$$

и, соответственно, кулоновское слагаемое в энергии CSFE, вычисленное в k -представлении:

$$\Delta E_{CSFE}^{q=0} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2k \frac{2\pi e^2}{\epsilon k} \frac{1}{\epsilon_s(k)} \frac{k^2 l_B^2}{2} e^{-k^2 l_B^2/2}. \quad (7)$$

Второе слагаемое в (6) пропорционально параметру смешивания УЛ $r_c \gg 1$, что приводит к драматическому ослаблению эффективного кулоновского взаимодействия и, следовательно, изменению масштаба многочастичных вкладов в (7) до величины порядка $\hbar\omega_c$. Оценки по формуле (7) для актуальных параметров ДЭС представлены штрихпунктирной линией на Рис. 6с.

Для того чтобы оценить влияние перераспределения электронов по УЛ на расчётные значения многочастичных вкладов, можно несколько уменьшить степень произвола в выборе основного состояния системы и одновременно подкорректировать вид экранирующей функции $\epsilon_s(q)$. Это было сделано при расчёте энергии CSFE методом ТД для $N_E = 11$ электронов в базисе состояний на двух нижних УЛ. В этом подходе уже явно учтены корреляции в распределении электронов, поэтому экранирующий фактор для кулоновского потенциала следует вычислять для виртуальных переходов на все вышележащие неучтенные УЛ. Другими словами, суммирование в (6) нужно начинать с $m \geq 2$, что смягчает искусственную экранировку. Получившаяся энергия CSFE (возбужденное состояние с $\delta S_z = +1$, $\delta n_{LL} = 1$) для набора актуальных концентраций и при $q = 0$ построена на Рис. 6с штриховой линией, в качественном согласии с экспериментом. Таким же способом была рассчитана длинноволновая дисперсия CSFE, и её едва различимый отрицательный наклон согласуется с полученными экспериментальными данными.

Окололинейный по концентрации характер роста обменного вклада в активационную щель КХФ уже наблюдался в серии магнитотранспортных экспериментов на GaAs [28, 29], но количественному согласию эффекта с теорией даже при учёте смешивания УЛ в значительной мере препятствовало неконтролируемое влияние беспорядка на транспортные характеристики ДЭС. Зондирование системы методом НРС в этом смысле значительно менее уязвимо, так как многочастичный вклад в энергию длинноволновых магнитоэкситонов набирается на относительном расстоянии порядка магнитной длины. Полученный здесь масштаб обменной энергии $\hbar\omega_c$ согласуется с ранее приведенными теоретическими оценками, сделанными для смежных задач о КХФ [30–32]. Однако в энергии комбинированного возбуждения CSFE обменный вклад сочетается с кулоновским, и потому может быть извлечен лишь оценочно в предположении, что слагаемые эти сравнимы. В случае $r_s \gg 1$ их соотношение неизвестно, поскольку нет аналитических ответов теории коллективных возбуждений.

В разделе 5.3 рассмотрены результаты альтернативного зондирования обменной энергии через дисперсию спиновых экситонов [A12]. Структура этого простейшего типа магнитоэкситонов выглядит значительно понятнее. Энергия SE при $q = 0$ совпадает с одночастичной зеемановской энергией независимо от величины кулоновских корреляций (теорема Лармора), а в коротковолновом пределе основной вклад в его энергию определяется обменной энергией КХФ. Та же величина обменной энергии определяет спиновую жесткость системы, то есть крутизну квадратичной дисперсии SE при малых импульсах - установлено теоретически [33, 34] и экспериментально [35].

Здесь дисперсия SE была непосредственно измерена с помощью НРС на ДЭС в ZnO с $n_s = 1.75...3.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, для которых $r_s = 6...9$. Для уменьшения неопределенности импульса, передаваемого в процессе НРС, использовались световоды с уменьшенной числовой апертурой ($NA = 0.11$). Ширина линии НРС, соответствующей SE, определялась аппаратным разрешением спектрометра. Для дальнейшего уточнения энергетического положения SE использовался метод статистического анализа измеренных рамановских сдвигов по набору из $N \sim 20 - 30$ спектров, полученных при смещении длины волны накачивающего лазера и при прочих равных условиях. Из набора спектров извлекались среднее значение рамановского сдвига $\bar{E}$ и его стандартное отклонение σ_E , которое определяло итоговую ошибку определения энергии SE и достигало 3-4 мкэВ.

Измеренная дисперсия SE при $\nu = 1$ представлена на Рис. 7а, где усы в горизонтальном/вертикальном направлении обозначают ошибку определения импульса/энергии. Точка с $q = 0$ поставлена, исходя из известного значения фактора Ланде $g^* = 1.95$ для электронов проводимости в гетероструктурах

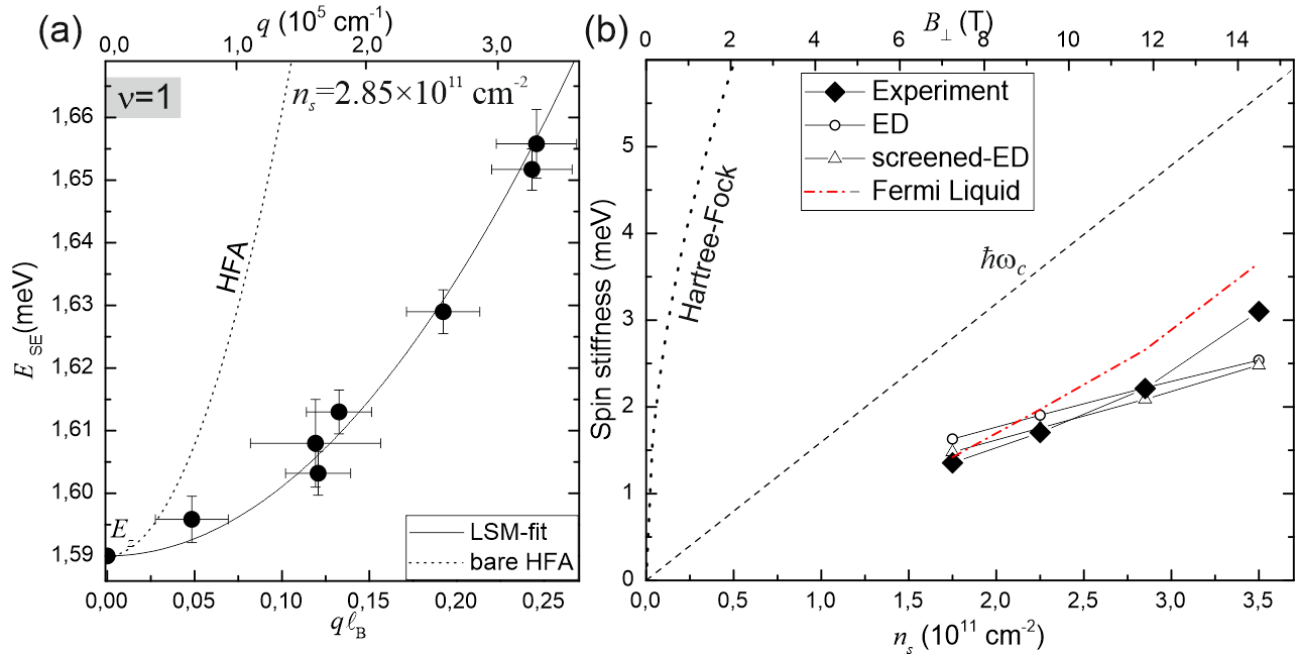


Рис. 7: (a) Экспериментальная дисперсия SE при $\nu = 1$. Сплошная кривая построена с учётом извлеченного параметра жесткости (см. текст), а пунктирная линия - расчёт в рамках ПХФ. (b) Зависимость спиновой жесткости при $\nu = 1$ от концентрации. Экспериментальные данные (сплошные ромбы), одночастичная циклотронная энергия (штриховая линия), расчёт в ПХФ (пунктирная линия), расчёт ТД (пустые кружки и треугольники) и $\hbar\omega_c$ для ферми-жидкостных квазичастиц (штрихпунктирная линия).

MgZnO/ZnO. Для определения параметра спиновой жесткости из дисперсионных данных SE следует представить длинноволновый фрагмент дисперсии в виде:

$$E_{SE}(q) = E_z + J/2 (ql_B)^2, \quad (8)$$

где J — спиновая жесткость, ql_B — безразмерный волновой вектор. Для сравнения с экспериментальными данными на Рис. 7a пунктирной линией показана аналитическая кривая дисперсии, полученная в рамках ПХФ для $\nu = 1$ без учёта смешивания УЛ. Здесь спиновая жесткость равна $J_{HFA} = \sqrt{\pi/8}e^2/\epsilon l_B$. Расхождение огромно, поэтому был выполнен анализ и на других образцах.

Были измерены аналогичные дисперсионные зависимости, из которых затем извлечены параметры жесткости J - методом наименьших квадратов при построении дисперсии в координатах $[(ql_B)^2; E_{SE}(q) - E_z]$. Полученные значения J в зависимости от n_s представлены на Рис. 7b сплошными ромбами - они несоизмеримо ниже расчётных значений в ПХФ (крутая пунктирная линия на графике). Это снова наглядно демонстрирует сильное изменение масштаба обменной энергии и необходимость принципиально иного теоретического подхода для ее адекватного описания. Экспериментальные данные сравнивались с расчётами методом ТД. Учитывались многочастичные состояния $N_E=10 - 13$

электронов, распределенных по трём нижним УЛ. Расчётная длинноволновая дисперсия SE имела квадратичный характер, а соответствующая жесткость (светлые круги на Рис. 7b) близка к экспериментальным данным. Дополнительно был проведен расчёт с учётом эффективной экранировки кулоновского потенциала (влияние более высоких УЛ с $n \geq 3$) - на графике данные показаны светлыми треугольниками и отличаются лишь на $\sim 10\%$ от расчётов с 'голым' кулоновским потенциалом. Общая погрешность счета включает также эффект от дискретизации магнитной зоны Бриллюэна, но согласие в пределах 20% представляется вполне оправданным.

Единственное аналитическое предсказание для спиновой жесткости, оцененное для $r_s \gg 1$ с использованием диаграммной техники в [31] приводит к величине одночастичной циклотронной энергии (штриховая линия на Рис. 7b). Видно, что её величина существенно превышает экспериментальные и расчётные данные по спиновой жесткости. Интересно, что жесткость $J = \hbar\omega_c$ приводит к дисперсионному соотношению:

$$E_{SE}(q) = E_z + \frac{\hbar\omega_c}{2}(ql_B)^2 = E_z + \frac{\hbar^2 q^2}{2m_c^*}, \quad (9)$$

которое имеет одночастичный вид с параметром циклотронной массы. Если бы это было так, то коллективное возбуждение SE оказалось бы вовсе не чувствительным к кулоновскому взаимодействию, что нелогично в случае сильновзаимодействующей ферми-системы.

В качестве альтернативы это же состояние ДЭС можно рассмотреть в терминах квазичастиц двумерной ферми-жидкости, состояния которых перенормированы доминирующим кулоновским взаимодействием. Хотя сама теория ферми-жидкости Ландау неприменима для случая $r_s \gg 1$, можно провести рассуждение [A12], согласно которому при $\nu = 1$ дисперсия SE будет определяться выражением типа (9), но с перенормированной массой квазичастиц. Как известно из прошлых экспериментов [6, 36], для ДЭС в ZnO с актуальными концентрациями эта масса увеличена примерно двукратно относительно циклотронной. Поэтому на Рис. 7b спиновая жесткость также сравнена с циклотронной энергией для квазичастиц с перенормированной m_{FL} . Это дает значительно лучшее согласие с экспериментальными данными и свидетельствует в пользу гипотезы о ферми-жидкостном характере дисперсии SE.

В разделе 5.4 изложены результаты зондирования степени спиновой поляризации и величины обменно-кулоновской энергии КХФ в окрестности $\nu = 1$ и также при повышении температуры - из анализа поведения спиновых возбуждений SE и CSFE [A10]. Оптические измерения проводились при температурах в диапазоне 0.35 - 4.2 K вблизи $\nu = 1$. В окрестности состояния КЭХ $\nu = 1$ интенсивность SE была использована в качестве индикатора относительного

изменения спиновой поляризации [37]. В диапазоне $0.95 < \nu < 1$ интегральная интенсивность пика SE практически неизменна, что указывает на сохранение ферромагнитного порядка при появлении вакантных мест на нижайшем спиновом подуровне. При $\nu \sim 1$ в зависимости имеется излом, и при увеличении ν спектральная интенсивность SE монотонно угасает. Это свидетельствует об уменьшении средней спиновой поляризации ДЭС.

Исследовано влияние температуры на свойства спиновых возбуждений и устойчивости самого КХФ. Установлено, что при $\nu = 1$ и в его окрестности не происходит термодинамического разрушения ферромагнитного порядка, коль скоро $T < g^* \mu_B B$. Это установлено как по эволюции интенсивности SE (мера спиновой поляризации) в диапазоне температур от 0.35 до 4.2 К, так и по стабильности величины обменно-кулоновского вклада ΔE_{CSFE} , характеризующего меру локального ферромагнитного порядка. Данный результат укладывается в рамки существующих представлений о термодинамике КХФ [38, 39], согласно которым деполяризация должна наступать при температурах $T \gtrsim g^* \mu_B B$ вследствие рождения SE.

Шестая глава посвящена вопросам магнитооптического исследования ферромагнитных переходов в режиме целочисленного КЭХ. В разделе 6.1 указаны особенности материальных параметров гетероструктур MgZnO/ZnO , которые могут приводить к нетривиальным спиновым конфигурациям ДЭС. В разделе 6.2 рассмотрены основные симптомы ферромагнитных переходов при четных и нечетных факторах заполнения при зондировании методами ФЛ и НРС [A5]. Эксперимент проведен на серии образцов с концентрациями $n_s = 1.14 - 6.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при $T = 0.35 - 4.2 \text{ К}$. С целью выявления симптомов фазовых переходов изучена трансформация спектров вторичного излучения в окрестности целочисленных факторов заполнения, в том числе в зависимости от ориентации магнитного поля. Для этого образцы монтировались на поворотном столике, позволяющем регулировать угол наклона магнитного поля *in situ* с точностью $\sim 0.5^\circ$. Первое указание на фазовые переходы при изменении угловой ориентации образцов проявляется в резком изменении магнитолевой эволюции спектров ФЛ вблизи четных факторов заполнения. Для различных гетероструктур определена узкая область углов, в пределах которой эволюция ФЛ скачкообразно меняется при малом изменении магнитного поля вблизи $\nu = 2, 4, 6$. Это поведение отличается от вышеупомянутой плавной $1/B_\perp$ — периодической эволюции сигнала ФЛ (Рис. 1а). Например, на Рис. 8а показаны спектры ФЛ на образце с $n_s = 2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для трёх близких значений поля B при критическом угле наклона $\Theta = 32.1^\circ$. Верхний и нижний спектры соответствуют двум 'чистым' фазам. Как показано ниже и в соответствии с предыдущими магнитотранспортными результатами [3, 40], две фазы соответствуют парамаг-

нитному упорядочению (одинаково заполнены состояния с противоположными проекциями спина), и ферромагнитному упорядочению (спины всех электронов сонаправлены). Для краткости спектры ФЛ этих двух фаз на Рис. 8а подписаны РМ и FM. В узкой переходной области магнитных полей можно наблюдать характерное переигрывание сигнала ФЛ от двух фаз. Результирующий спектр состоит из суперпозиции спектров РМ и FM. В диапазоне полей $\Delta B \sim 0.1$ Тл около точки перехода соотношение в суммарном сигнале ФЛ постепенно перетекает от РМ к FM спектру, а в промежутке комбинированный спектр можно разложить по базису двух предельных. Пример наилучшей линейной суперпозиции, аппроксимирующей смешанный спектр ФЛ, наложен на средний спектр на Рис. 8а, а на вставке построены относительные веса фаз как функция магнитного поля. Наблюдение суперпозиции сигнала ФЛ свидетельствует о сосуществовании доменов двух фаз в узкой переходной области магнитных полей, а описанная процедура позволяет прямо извлечь соотношение занимаемых ими площадей. Аналогичное переигрывание между сигналом от двух фаз при $\nu = 2$ обнаружено в зависимости от угла наклона Θ , а переходная область составляет для разных образцов $\sim 1 - 2^\circ$. При углах меньших и больших, чем критическая область углов, магнитолевая эволюция ФЛ при четных ν является плавной и соответствует РМ или FM фазам. Скачок сигнала ФЛ при этом смещается в область больших или меньших *критических* факторов заполнения.

Аналогичные измерения были проведены и на других образцах. Данные объединены на графике с зависимостью критического угла для перехода при $\nu = 2$ от электронной концентрации (Рис. 8b). При углах соответственно меньше и больше критического состояние $\nu = 2$ соответствует стабильным РМ- или FM-фазам. Огромное влияние многочастичного взаимодействия на физику FM перехода проявляется именно в радикальной зависимости угла Θ от n_s . Ведь для одночастичных зонных параметров ZnO $g_b^* m_b^* = 0.55$ требуемый угол наклона определялся бы условием кратности спинового расщепления УЛ орбитальному:

$$j = \frac{E_z}{\hbar\omega_c} = \frac{g^* m^*}{2m_0 \cos\Theta}, \quad j \in \mathbb{N}, \quad (10)$$

не зависел бы от концентрации ДЭС и составлял бы $\Theta = \arccos(g_b^* m_b^*/2) = 74^\circ$. В реальности при $n_s \lesssim 1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ стабильная FM фаза формируется даже при нормальной ориентации магнитного поля! Если формально рассматривать FM-переход как результат пересечения квазичастичных спиновых УЛ, то из значения критического угла можно извлечь величину перенормированной спиновой восприимчивости. Расчетные значения $g^* m^*$ для всех исследованных образцов представлены на вставке к Рис. 8b вместе с данными предыдущих магнито-транспортных исследований аналогичных гетероструктур [3, 40–42]. Согласие между двумя наборами данных очевидно. Хотя фазовая диаграмма соответ-

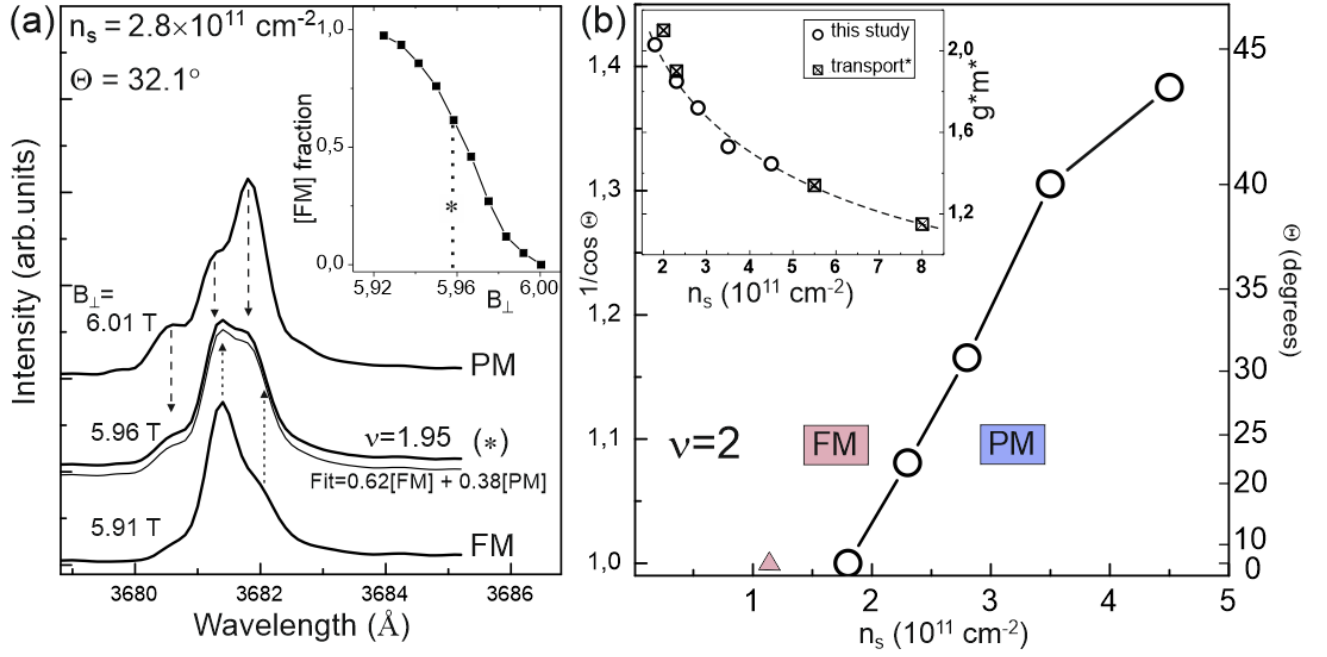


Рис. 8: (a) Модификация спектров ФЛ в окрестности ФМ-перехода вблизи $\nu = 2$ при плавном изменении магнитного поля. Спектры соответствуют фазам ФМ, РМ и их суперпозиции в промежуточной точке. Температура $T \approx 0.35$ К. На вставке показана доля ФМ фазы в переходной области магнитных полей. (b) Фазовая диаграмма при $\nu = 2$ - зависимость критического угла наклона магнитного поля от концентрации. На вставке показана зависимость перенормированной спиновой восприимчивости ДЭС от концентрации в сравнении с магнитотранспортными данными [3, 40–42]

ствуется состоянию КЭХ $\nu = 2$, аналогичные превращения видны при $\nu \approx 4$ и 6 , хотя и с меньшим контрастом. Ключевой вывод из данной фазовой диаграммы - при понижении концентрации (увеличении r_s) переход РМ-ФМ происходит отнюдь не по причине геометрического влияния на соотношение зеемановской и циклотронной щелей, а из-за усиливающейся роли многочастичных корреляций, доминировании обменной энергии над кинетической. В этом смысле, наблюдаемый фазовый переход аналогичен стонеровскому ферромагнитному переходу, с той разницей, что квантующее магнитное поле дополнительно способствует подавлению кинетической энергии.

Методом НРС удалось выявить спиновую конфигурацию конкурирующих фаз. В контексте ферромагнитного перехода наиболее актуальными являются возбуждения, чувствительные к спиновой степени свободы. Прямой индикатор - это внутриуровневый спиновой экситон SE - коллективная мода, завязанная на ферромагнитную конфигурацию, и исчезающая в окрестности парамагнитных состояний. Преимуществом SE является его максимально примитивная структура, в которой задействовано лишь одно квантовое число системы - полный спин. Это обстоятельство затрудняет распад SE на другие элементарные воз-

буждения при отклонении системы от несжимаемых состояний, а соответствующая спектральная линия остаётся узкой. Как уже отмечалось в Главе 5, интенсивность линии SE может служить индикатором общей асимметрии в заселенностях состояний со спинами вверх и вниз, что наиболее корректно вблизи состояний целочисленного КЭХ. Спектры НРС на SE в условиях ФМ-неустойчивости при $\nu = 2$ приведены на Рис. 9а. При критическом угле $\Theta = 32.1^\circ$ интенсивность SE претерпевает резкие преобразования синхронно со скачкообразным поведением спектров ФЛ (Рис. 8а), что подтверждает проведенную идентификацию фаз.

Проанализирована зависимость интенсивности SE от магнитного поля в образце с $n_s = 2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при разных угловых ориентациях магнитного поля. При углах существенно ниже критического SE не наблюдается вблизи $\nu = 2$, что естественно для РМ фазы. При критических углах наклона происходит резкий скачок интенсивности SE при некотором $\nu^* \approx 2$. При $\nu > \nu^*$ интенсивность SE резко падает, хотя и не строго до нуля. При углах, превышающих диапазон неустойчивости, то есть в ФМ фазе наблюдается локальный максимум интенсивности SE при $\nu = 2$. При таких условиях на большей части ДЭС сформирована ФМ фаза $\nu = 2$ с номинально полной спиновой поляризацией.

Резкая трансформация оптических спектров в условиях перехода качественно согласуется с появлением спайков магнито-сопротивления наблюдавшихся ранее в сильно взаимодействующих системах в AlAs [43] и в ZnO [40] в аналогичных условиях. Качественно аналогичные сингулярности как в спектрах ФЛ, так и НРС на SE происходят для серии нечетных факторов заполнения ($\nu = 3$ и 5) при некотором большем угле ($\Theta_2 = 63.5^\circ$ для образца с $n_s = 2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$). При этом удивляет, что критические углы соотносятся как $\cos\Theta_1/\cos\Theta_2 = 1.91 \approx 2$, в кажущемся соответствии с формулой (10), выведенной для одночастичного энергетического спектра в предположении о линейном возрастании спинового и орбитального расщеплений УЛ от магнитного поля. Можно заключить феноменологически, что для серий целочисленных ν соотношение остается справедливым даже при $r_s \gg 1$ несмотря на то, что структура обменно-корреляционных вкладов в энергию ДЭС в общем случае сложно зависит как от магнитного поля, так и от полного спина системы. Это магическое выравнивание лестницы квазичастичных УЛ справедливо, однако, не всегда! В данной работе, а также в магнитотранспортных исследованиях гетероструктур ZnO [3] найденное соответствие углов выполняется только для состояний целочисленного КЭХ, а между ними поведение критических углов для превращений спиновой конфигурации уже сильно немонотонно, а сами спиновые конфигурации ДЭС становятся неколлинеарными.

Контраст скачка интенсивности SE вблизи точек фазовых переходов зависит от средних по образцу заселённостей спиновых УЛ. Он весьма высок для $\nu = 2$, но всё же не является абсолютным. Для фазового перехода при $\nu = 3$ интенсивность SE падает в ~ 2.4 раза в узком диапазоне магнитных полей. Это значение также несколько отличается от ожидаемого изменения степени спиновой поляризации при данном факторе заполнения 3:1.

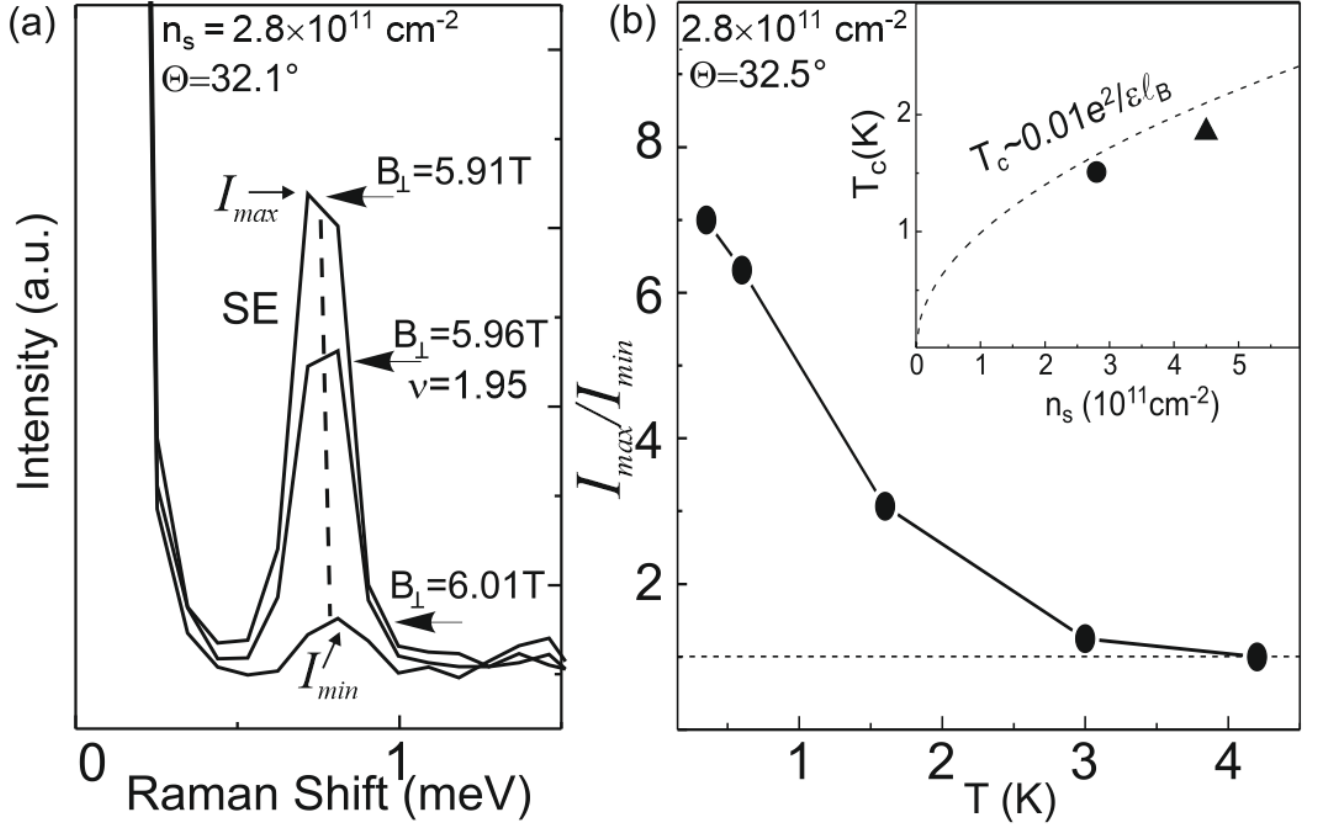


Рис. 9: (a) Спектры НРС на SE при трех значениях магнитного поля вблизи FM перехода. (b) Температурные зависимости отношения I_{max}/I_{min} для пика SE вблизи перехода. На вставке - зависимость оцененной температуры Кюри от концентрации. Штриховая линия - оценка для энергии формирования доменных стенок в изинговом КХФ [44]

В разделе 6.4 рассмотрена термодинамическая устойчивость фаз. Резкое изменение интенсивности SE по обе стороны от точки перехода можно рассматривать как индикатор фазового контраста, который уменьшается при зарождении доменов. По этому признаку можно исследовать температурную стабильность конкурирующих фаз [A8]. При фиксированном угле наклона и различных температурах контраст интенсивности I_{max}/I_{min} рассчитывался как отношение интенсивностей SE в точка максимума и минимума (указаны на Рис. 9a) вблизи $\nu = \nu^*$.

В обработанном виде температурная эволюция контраста интенсивности SE представлена на Рис. 9b в интервале $T = 0.35...4.2$ К. Зависимость является плавной, порога не наблюдается. Характерная критическая температура

разрушения спинового порядка КХФ может быть оценена как декремент затухания I_{max}/I_{min} . Она приведена на вставке к Рис. 9b для двух значений n_s . Характерный масштаб $T_c \sim 2\text{ K}$, что сопоставимо с оценками для средней энергии формирования доменных стенок в изинговом ферромагнетике [44], которая имеет кулоновскую природу $\delta E \approx 0.01 e^2/\epsilon l_B$ (пунктирная линия на графике). Средний размер образующихся при этом доменов зависит от температуры и отклонения магнитного поля от точки неустойчивости.

Для косвенной оценки размеров доменов в переходной области (раздел 6.5) был использован сигнал НРС на межподзонных возбуждениях CDE. Как отмечалось выше, энергия CDE чувствительна к *локальному* спиновому упорядочению ДЭС. В узком переходном диапазоне магнитных полей сигнал неупругого рассеяния на CDE наблюдался из обеих фаз в виде суперпозиции спектров [A5]. Данный факт важен для оценки минимальных размеров доменов, поскольку невозмущенные энергии коллективных возбуждений из доменов различных фаз могут наблюдаться лишь при условии, что их размеры превышают хотя бы несколько магнитных длин. В целом этот вывод согласуется с теоретическими ожиданиями, основанными на модели Изинга [44], согласно которой в точке перехода характерные размеры доменов составляют несколько десятков магнитных длин, но при отклонении от точки перехода на $\delta B \sim 0.02\text{ Тл}$ домены неосновной фазы сжимаются до размеров $\sim 3l_B$.

В седьмой главе рассмотрены свойства спиновых коллективных возбуждений в состоянии КЭХ $\nu = 2$ с парамагнитным и ферромагнитным упорядочением. Особое внимание уделено нижайшим по энергии возбуждениям, которые определяют устойчивость фаз. Во вводном разделе 7.1 указаны предпосылки для возникновения необычной дисперсии спиновых возбуждений при $\nu = 2$ в ДЭС с сильным кулоновским взаимодействием и большим зеемановским расщеплением. В разделе 7.2 рассмотрены свойства нижайших спиновых возбуждений парамагнитной фазы и их роль в ферромагнитной неустойчивости [A7]. Экспериментальные исследования проводились методом НРС при $T \approx 0.35\text{ K}$ на наборе образцов с концентрацией ДЭС $n_s = 2.8 - 6.3 \times 10^{11}\text{ см}^{-2}$.

В парамагнитной фазе КЭХ $\nu = 2$ нижайшие по энергии возбуждения связаны с переходом электронов на следующий УЛ. Одно из них - магнитоплазмон, а другое - триплетная циклотронная спин-флип мода (CSFM). Спиновая симметрия основного состояния обеспечивает невозмущенный вклад зеемановской энергии в расщепление компонент триплета CSFM, что имеет решающее значение для идентификации соответствующих линий НРС. На вставке к Рис. 10a приведены примеры спектров компонент спинового триплета CSFM в образце с $n_s = 4.5 \times 10^{11}\text{ см}^{-2}$ при $\nu = 2$, угле наклона магнитного поля $\Theta = 41.9^\circ$, импульсе $q_{||} = 1.9 \times 10^5\text{ см}^{-1}$ при двух различных длинах волн накачивающего

лазера для реализации условий резонансного НРС. С помощью вариации наклона магнитного поля была отдельно проверена линейная взаимосвязь между расщеплением компонент триплета и индукцией полного поля. Расщепление соответствует одночастичной (для ZnO) величине фактора Ланде $g^* \approx 1.98 \pm 0.02$. Помимо изучения зеемановского расщепления компонент спинового триплета, были извлечены данные по q -дисперсии CSFM. В экспериментально доступном диапазоне импульсов различима незначительная отрицательная дисперсия CSFM на уровне аппаратного спектрального разрешения. Вид зависимости качественно правильный ввиду теоретически предсказанного магниторотонного минимума при $ql_B \sim 1$ (см. [34]).

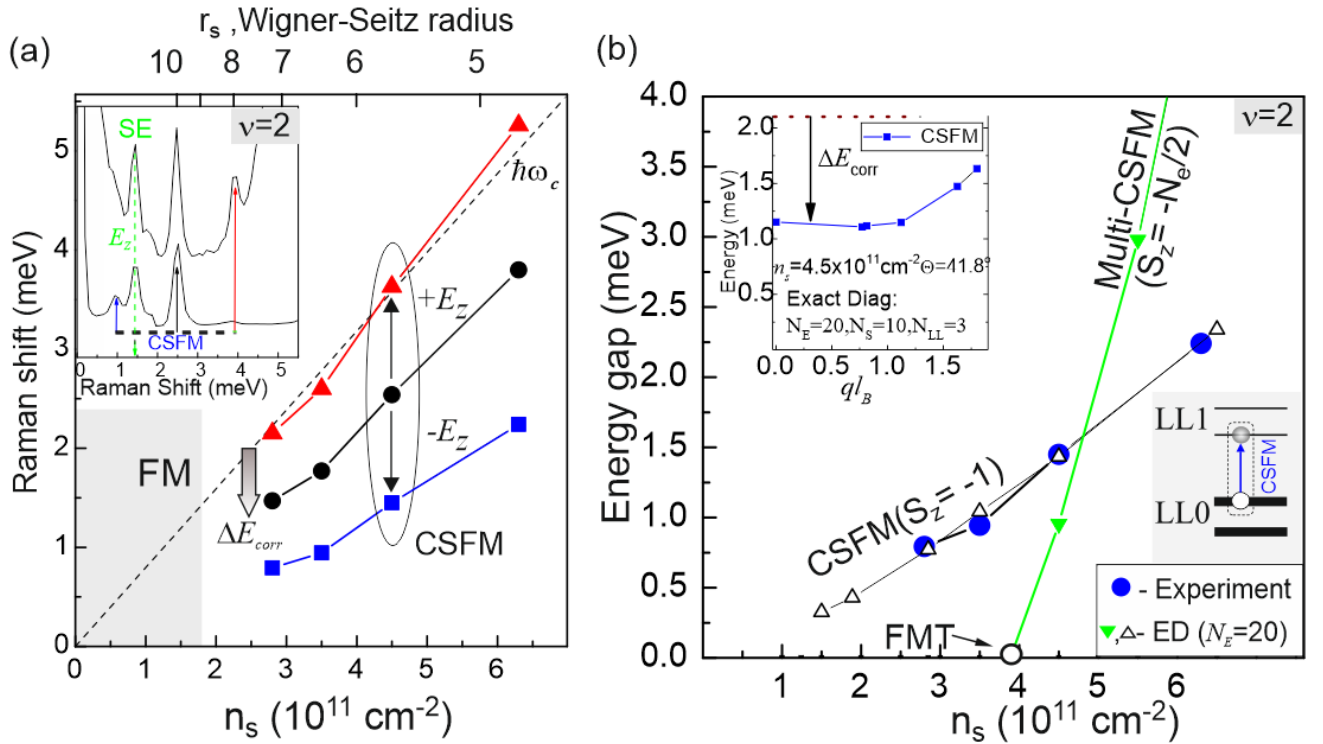


Рис. 10: (a) Энергии компонент триплета CSFM при $\nu = 2$ в зависимости от концентрации n_s . Угол наклона магнитного поля $\Theta = 0^\circ$, значения переданного двумерного импульса $q_{||} \lesssim 1.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$. На вставке - два спектра НРС для образца с $n_s = 4.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ вблизи точки неустойчивости ($\Theta = 41.9^\circ$). Видны компоненты CSFM из PM-фазы и SE из FM-фазы. (b) Энергетическая щель PM фазы при $\nu = 2$. Измеренная энергия CSFM сравнена с расчётами в рамках ТД для $N_E = 20$ электронов - одиночная CSFM (пустые треугольники) и мульти-CSFM комплексы (сплошные треугольники). На вставке показан расчёт дисперсии нижней CSFM. Также приведена схема CSFM.

Ключевым проявлением многочастичного взаимодействия является то, что энергия компонент триплета CSFM имеет отрицательный корреляционный сдвиг относительно $\hbar\omega_c$, что видно по измерениям на разных образцах при нормальной ориентации магнитного поля (Рис. 10а). Видно, что компонента CSFM($\delta S_z = -1$) имеет тенденцию к смягчению при уменьшении n_s . Это при-

вело бы к лавинообразному спин-флип процессу, то есть - к ферромагнитной неустойчивости. Тем не менее из графика видно, что энергия CSFM₋₁ стремится к нулю при концентрациях ниже, чем установленная в Главе 6 критическая концентрация FM-перехода $n_s \approx 1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (серая область).

Кроме того, удалось проанализировать картину возбуждений в самой точке FM перехода. На спектрах Рис. 10а величина и наклон магнитного поля фактически определяют режим вблизи точки неустойчивости. Это проявляется в наложении сигналов НРС от РМ фазы и от зарождающихся FM доменов - пик SE с энергией вблизи E_z . Ключевое наблюдение в том, что при этих условиях нижняя компонента триплета CSFM имеет энергию ниже E_z , но ещё не достигает нуля! Таким образом, снова есть свидетельства, что ферромагнитная неустойчивость наступает раньше смягчения одиночных CSFM.

По этой причине рассмотрен альтернативный механизм смягчения многочастичной энергетической щели РМ фазы $\nu = 2$. Поскольку подход теории возмущений неправилен для расчётов как основного, так и возбужденных состояний системы при актуальных $r_s \sim 5$, для вычислений многочастичных энергий использовался метод ТД. Расчет проводился для $N_E = 20$ электронов на трёх УЛ с применением процедуры урезания базиса, описанной в Главе 3. Для расчёта энергии и дисперсии нижней компоненты CSFM (схематически изображена на диаграмме Рис. 10b) было задано квантовое число полной проекции спина $S_z = -1$, а для вычисления основного состояния $S_z = 0$. Пример расчётной дисперсионной зависимости CSFM приведен на вставке к Рис. 10b. Помимо отрицательного корреляционного сдвига при $q = 0$, вырисовывается неглубокий ротонный минимум при $ql_B \sim 1$, дополнительно понижающий энергию возбуждения. На главном графике пустые треугольные символы маркируют зависимость расчётной энергии CSFM₋₁ в ротонном минимуме, а крупными круглыми символами - экспериментальные значения энергии CSFM. Вырисовывающийся механизм ферромагнитной неустойчивости через смягчение CSFM в ротонном минимуме, тем не менее, оказывается не самым выгодным — учёт многоэкситонных вкладов способен дополнительно понизить энергию возбужденного состояния. Дело в том, что определенные комбинации таких магнитоэкситонов могут связываться в комплексы - этому способствует высокая плотность состояний в ротонном минимуме и притяжение между CSFM [45]. Поэтому были также проведены расчёты спектра возбужденных состояний с многократными спин-флип переходами. Из-за конкуренции между положительными циклотронными и отрицательными корреляционными и зеемановскими вкладами возможны разные многоэкситонные варианты, однако при подходе к точке неустойчивости со стороны РМ фазы самой энергетически выгодной оказывается комбинация, вовлекающая сразу весь доступный коллектив электронов при суммарном $q = 0$ (по-

казано закрашенными треугольными символами на Рис. 10b). Расчётные значения для критической концентрации ФМ перехода несколько превышают экспериментальные данные, что не изменяет ответа по существу, а лишь является проявлением погрешности счета. Следовательно, неустойчивость происходит в результате зарождения связанных состояний мульти-CSFM возбуждений при $q = 0$, выступающих в роли ферромагнитных доменов.

В разделе 7.3 приведены результаты исследования [A14] нижайшего спинового возбуждения новой ФМ фазы при $\nu = 2$. Априори спектр возбуждений неизвестен, потому как даже основное состояние трансформировано в результате многочастичных корреляций. Одним из очевидных фактов является существование ларморовского SE при $q \rightarrow 0$. Неожиданным оказался характер дисперсии этого возбуждения - его удалось прозондировать напрямую методом НРС с высоким разрешением по E и q (как в разделе 5.3).

В отличие от случая КХФ $\nu = 1$, оказалось, что энергия SE в ФМ-фазе $\nu = 2$ уменьшается с импульсом! Измерениями на нескольких образцах с $n_s = 1.75 - 4.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ установлено, что крутизна дисперсии существенно возрастает от n_s . Отрицательна она даже для ДЭС с самой низкой концентрацией $n_s = 1.75 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, в котором ФМ-переход происходит при нормальной ориентации магнитного поля. Для одного из образцов обработанные данные по дисперсии SE представлены закрашенными квадратами на Рис. 11а.

Анализ дисперсии SE при больших импульсах проведен с использованием расчётов. Процедура ТД проводилась для параметров $N_{LL} = 3$, $N_S = 9$ и 10. Влияние неучтенных УЛ с индексами $n \geq 3$ учитывалось через фактор экранировки $\epsilon_s(q)$, а влияние конечной толщины ДЭС - посредством введения геометрического форм-фактора $F(q)$ в кулоновский потенциал [13]. Расчетная дисперсия SE для ДЭС с $n_s = 2.85 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ приведена на Рис. 11а пустыми символами вместе с экспериментальными точками. Несмотря на грубую дискретность расчётных данных, видно, что результаты расчёта хорошо согласуются с экспериментальным трендом. Кроме того, в расчётах проявляется магнитотонный минимум при $ql_B \sim 1$. Причины его возникновения не могут быть проанализированы в расчётах ТД, однако на качественном уровне их удалось обосновать при рассмотрении коллективных спиновых возбуждений в статически экранированном ПХФ. Несмотря на сильное влияние смешивания УЛ при $r_s \sim 5$ на параметры квазичастиц и характер кулоновского взаимодействия, оказалось, что аналогичную структуру возбуждений можно формально получить для случая относительно слабого кулоновского взаимодействия $r_s < 1$, когда ФМ фаза возникает в результате пересечения УЛ, например, в наклонном магнитном поле. Тогда справедлив аналитический подход теории возмущений ПХФ или экситонного представления [46], который можно формально применить и

для качественного анализа случая $r_s \gg 1$, воспользовавшись экранированным видом кулоновского потенциала.

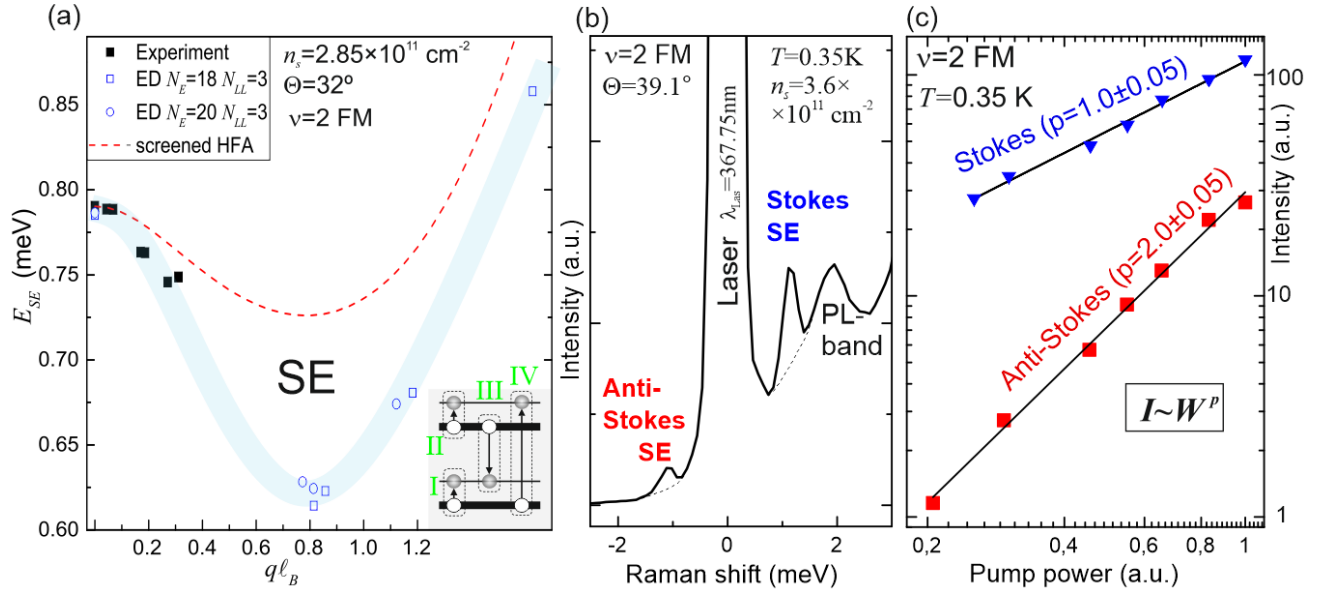


Рис. 11: (а) Дисперсия SE в FM-фазе $\nu = 2$. Закрашенные символы - эксперимент, пустые символы - расчёт методом ТД и штриховая линия - оценка в ПХФ. Одночастичное представление простейших переходов с переворотом спина в FM фазе при $\nu = 2$. Заполненные спиновые УЛ нарисованы жирными линиями. (b) Спектр НРС на SE при резонансной накачке. Видны как стоковса, так и anomalно усиленная антистоксова компонента. (с) Зависимость интенсивностей стоковсой и антистоксовой компонент НРС на SE от мощности накачки.

Картина спиновых возбуждений была рассмотрена в базисе четырех простейших спин-флип переходов между 0м и 1м УЛ (показаны на диаграмме Рис. 11а). Многочастичные вклады в их энергию были учтены через матричные элементы, приведенные в [46]. Решение секулярного уравнения, связывающего данные моды позволило найти собственные значения энергии и собственные векторы результирующих мод. Нижняя из них (SE) имеет зеемановскую энергию при $ql_B = 0$ и также проявляет магниторотонный минимум (сплошная кривая на Рис. 11а). Хотя очевидно количественное несоответствие эксперименту и результатам ТД, преимуществом данного одномодового рассмотрения является то, что оно позволяет объяснить природу отрицательной дисперсии нижней моды SE - как результат её отталкивания от верхних мод. Также из вида собственных векторов удалось расшифровать структуру взаимодействующих мод в экситонном базисе (I)-(IV). Было установлено, что при $ql_B = 0$ SE представляет собой просто синфазную комбинацию простейших спиновых переходов (I) и (II), а в окрестности магниторотонного минимума SE является гибридной комбинацией переходов (I),(II),(III) с доминирующей третьей компонентой, которая опускает электроны с 1-го на 0-й УЛ.

Наличие магниторотонных минимумов для нижних по энергии спин-флип возбуждений в обеих фазах $\nu = 2$ является предпосылкой фазового перехода. В обоих случаях глубины этих ротонных минимумов в точке перехода недостаточны для смягчения одиночных спин-флип переходов. Как было показано в случае РМ фазы, в первую очередь происходит смягчение энергии мульти-CSFM комплексов. Чтобы проанализировать механизм обратного фазового перехода, были изучены свойства магниторотонных возбуждений SE и показано, что они имеют тенденцию слипаться в комплексы. В частности, расчёт методом ТД возбужденных состояний с двойным переворотом спина показывает возникновение связанных SE - в точке $ql_B = 0$ их энергия значительно меньше удвоенной энергии в магниторотонном минимуме. Выигрыш в энергии свидетельствует, что моды SE притягиваются и могут образовывать стабильные мульти-SE комплексы, вызывая неустойчивость FM- фазы в чистой аналогии с механизмом обратного фазового перехода.

Далее обсуждается создание макро-заполненных состояний SE в FM-фазе [A11, A14]. Результатом резонансной оптической накачки может являться не только усиление сигнала, но также возможна активизация нелинейного отклика системы. Это проявилось весьма неожиданным образом — при фотовозбуждении в резонанс с межзонным переходом в один из нижних незаполненных УЛ в спектре появился пик антистоксового НРС на SE, причём с интенсивностью, сопоставимой со стоксовой компонентой (Рис. 11b). Учитывая низкую температуру ДЭС ($T = 0.35$ К), это является проявлением сильной неравновесности подсистемы SE, так как термодинамическое соотношение между интенсивностями пиков должно быть порядка $e^{-E_{SE}/kT} \ll 1$. Эффект наблюдался на трёх образцах с $n_s = 2.8, 3.6$ и $4.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Накопление неравновесных SE подтверждается зависимостью интенсивностей линий НРС от мощности фотовозбуждения. На Рис. 11с в двойной логарифмической шкале показаны характеры возрастания стоксовой и антистоксовой компонент SE. Околоквадратичный рост антистоксового сигнала позволяет установить, что сама концентрация накопленных фотовозбужденных SE пропорциональна интенсивности накачки. Важно, что максимальная плотность оптической мощности, используемая для этой части эксперимента, не поднималась выше, чем для исследования дисперсии в предыдущих разделах. При повышении температуры характер возрастания интенсивности антистоксового рассеяния ослабляется - при $T = 4.2$ К показатель степенного роста снижен до $p = 1.34$, что может свидетельствовать о переходе от режима фотогенерации SE к режиму термоактивации. С целью определить свойства неравновесных SE, накапливаемых в системе, была исследована дисперсионная зависимость для сигнала стимулированного НРС (стоксового и антистоксового). В результате на

трёх образцах установлено, что резонансное стимулированное НРС исходит от коллектива возбуждений с энергией $E = E_z$, то есть накопление SE имеет место в окрестности дисперсионной точки $q = 0$.

Восьмая глава посвящена обнаружению орбитальных спиновых текстур в ДЭС на основе ZnO при отклонении от состояния КХФ с $\nu = 1$. Раздел 8.1- введение. Известные модели о возникновении топологических возбуждений - скирмионов и скирмионных решеток неактуальны для материальных параметров ДЭС в ZnO, когда обменная, зеемановская и циклотронная энергии сопоставимы. С другой стороны, происходит перенормировка расщеплений между квазичастичными УЛ, и орбитальная степень свободы может играть важную роль в спиновых конфигурациях ДЭС. В разделе 8.2 изложены результаты экспериментального зондирования магнитного порядка методом НРС через свойства спиновых коллективных возбуждений [A16]. Наклон магнитного поля к нормали образца использовался для управления соотношением зеемановского и циклотронного расщеплений и позволял индуцировать FM переход при $\nu \leq 2$. На Рис. 12а показана последовательность спектров НРС на низжайших спиновых возбуждениях в одном из образцов при нескольких факторах заполнения. При $\nu = 1$ в КХФ существует единственный ларморовский SE с энергией, превышающей E_z вследствие его положительной дисперсии. Отклонение в сторону $\nu < 1$ качественно не меняет спектра спиновых возбуждений. При параметрах КХФ на платформе ZnO далеко за гранью скирмионного режима было бы естественно всюду ожидать аналогичную примитивную картину спиновых возбуждений, однако она качественным образом меняется со стороны $\nu > 1$! Отчетливо наблюдается антипересечение SE с другим низкоэнергетическим спиновым возбуждением (L-SE) в диапазоне $\nu \approx 1.1 - 1.3$. На трёх нижних спектрах видно переигрывание интенсивностей пиков в зависимости от ν , а в обработанном виде эволюция положения пиков показана на Рис. 12b, где приведены две серии данных, полученных при НРС с разными 2D-импульсами. Для удобства сравнения анализируется именно многочастичный вклад в энергию (вычтена зеемановская энергия). Графики демонстрируют асимметричную картину спиновых возбуждений и наличие моды L-SE с энергией существенно ниже E_z . При $\nu > 1$ верхняя SE-мода приобретает дополнительный многочастичный вклад в энергию. Примечательно, что минимальное энергетическое расщепление между SE и L-SE, выравнивание их спектрального веса, иными словами - точка антипересечения, имеет место при $\nu^* \approx 1.18 \pm 0.01$ для всех исследованных образцов (при не очень больших углах наклона магнитного поля).

По аналогии с рамановскими исследованиями возбуждений в неколлинеарных КХФ в GaAs [35, 47], появление "лишней" низкоэнергетической спиновой моды L-SE объясняется нарушением спин-вращательной симметрии в основном

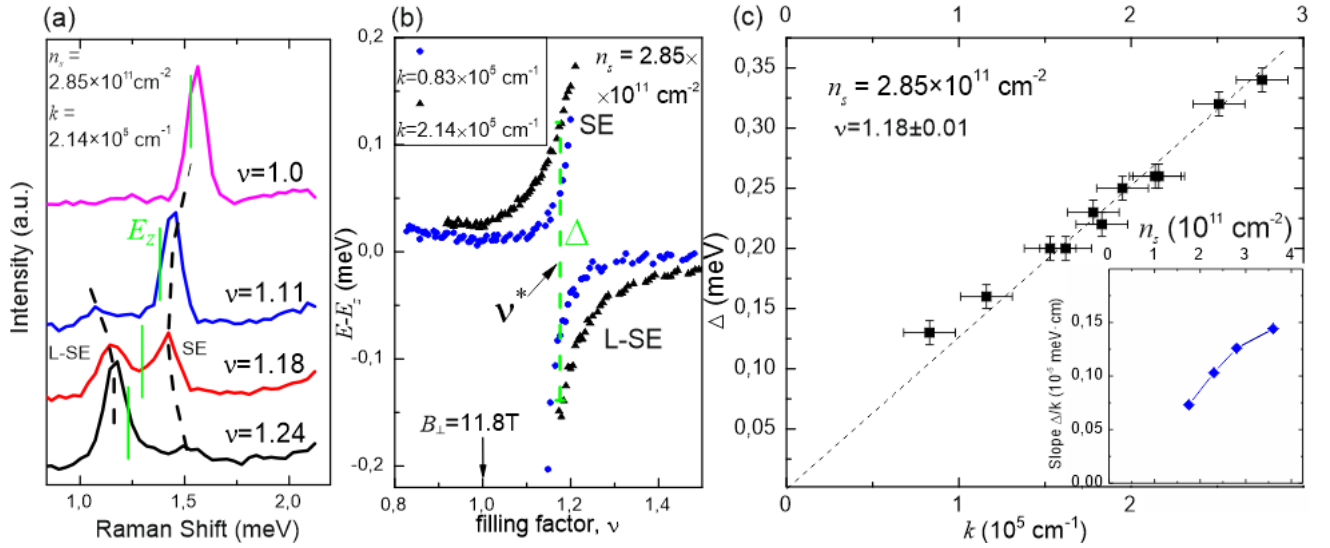


Рис. 12: (a) Каскад спектров НРС на нижайших спиновых возбуждениях при различных ν . Отрезками отмечены позиции зеemanовской энергии. (b) Зависимость многочастичных вкладов в энергии SE и L-SE от фактора заполнения для двух значений 2D-импульса. Величина минимального расщепления Δ показана вертикальным отрезком. (c) Зависимость расщепления Δ от волнового вектора k . На вставке - зависимость крутизны наклона Δ/k от концентрации ДЭС.

состоянии. Энергетическое расщепление между модами может служить индикатором влияния на них замороженного магнитного порядка. Было проверено, что многочастичные вклады в энергию спиновых мод реагируют на концентрацию ДЭС и переданный 2D-импульс. На Рис. 12с показано, что энергетическое расщепление при ν^* возрастает с импульсом. Аналогичные данные для других образцов подтверждают линейный характер роста $\Delta(k)$, причем наклон увеличивается с ростом электронной концентрации (показано на вставке к Рис. 12с), и эта зависимость объясняется увеличением характерной кулоновской энергии.

При $k \rightarrow 0$ обе моды приходят к E_z , то есть L-SE не является истинным голдстоуновским бозоном, а ощущает как замороженную намагниченность в плоскости ДЭС, так и зеemanовское поле. Наблюдаемая картина спиновых мод, возникающих при одностороннем отклонении от $\nu = 1$, качественно отличается от поведения ДЭС на основе GaAs, где текстуры скирмионного типа энергетически выгодны и возникали по обе стороны от $\nu = 1$, в соответствии со скирмион-антискирмионной симметрией.

Ключом к разгадке причин возникновения нетривиального магнитного порядка в ДЭС на основе ZnO является эволюция двух спиновых мод в зависимости от параметра наклона магнитного поля, влияющего на энергетическую иерархию спиновых УЛ. На Рис. 13а квадратными символами представлены данные по расщеплению между SE и L-SE в образце с $n_s = 2.23 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в широком диапазоне углов наклона поля Θ . Анализировалось отношение Δ/k как

мера влияния спиновых текстур на спиновые моды. Оказалось, что вплоть до некоторого критического угла расщепление остается на постоянном уровне, а затем коллапсирует. Одновременно с резким падением расщепления наблюдается некоторое смещение центрального фактора заполнения примерно до $\nu^* = 1.25$ (показано треугольными символами). Значение критического угла на полувысоте излома кривой составляет $\Theta_c \approx 41.7 \pm 0.3^\circ$. Это значение намного больше критического угла $\Theta_{\nu=2}$ ферромагнитного перехода при $\nu = 2$ для актуальной концентрации ДЭС $\Theta_{\nu=2} \approx 22.5^\circ$ (показано стрелкой). Схлопывание расщепления между спиновыми модами при $\Theta \geq \Theta_c$ означает установление коллинеарного ферромагнитного порядка во всём диапазоне $1 \leq \nu \leq 2$. Таким образом, для подавления РМ фазы (пересечения квазичастичных УЛ) в этом диапазоне требуется гораздо больший зеемановский вклад, чем при $\nu = 2$. Это связано, по-видимому, с более сильной экранировкой многочастичного взаимодействия в проводящих состояниях ДЭС при нецелых ν .

Поскольку расщепление между SE-модами есть индикатор неколлинеарного магнитного порядка, возможно выяснить, что с ним происходит при повышенных температурах. Тепловая эволюция спиновых мод изучалась при фиксированных параметрах k , Θ , ν^* . На Рис. 13b показано, что с температурой расщепление между пиками заметно уменьшается (оба приближаются к E_z) при том, что интегральная интенсивность пиков падает незначительно (ромбы на графике). Таким образом, при температурах выше определенного порога влияние спиновых текстур на расщепление спиновых мод исчезает, что свидетельствует о разрушении неколлинеарного магнитного порядка.

В разделе 8.3 обсуждаются результаты численного моделирования спиновых конфигураций и причины возникновения орбитальных спиновых текстур. Аналитическое описание задачи затруднено отсутствием малого возмущающего параметра, поэтому применён метод ТД. Энергетический спектр рассчитывался для состояний с рациональными факторами заполнения по обе стороны от $\nu = 1$: $\nu = 8/7, 6/5, 4/3, 6/7$ и $4/5$ с учётом смешивания УЛ и спиновой степени свободы. Учитывались состояния на трёх расщепленных по спину УЛ с ёмкостью $N_S=12-15$ и процедурой оптимизации базиса, описанной в Главе 3. Основной упор в расчётах делался на энергетическую конкуренцию между основными состояниями с разными проекциями спина - с целью установить, какая из конфигураций реализуется.

Вычислены и диагонализированы гамильтоновы матрицы, соответствующие полным проекциям спина от $S_z = -N_E/2$ (ферромагнитная конфигурация) к $S_z = (\nu/2 - 1)N_S$ ('частично парамагнитная' конфигурация). Основной вывод расчётов состоит в том, что при больших значениях r_s ферромагнитная конфигурация при $\nu = 1+$ энергетически более выгодна, чем 'частично парамагнит-

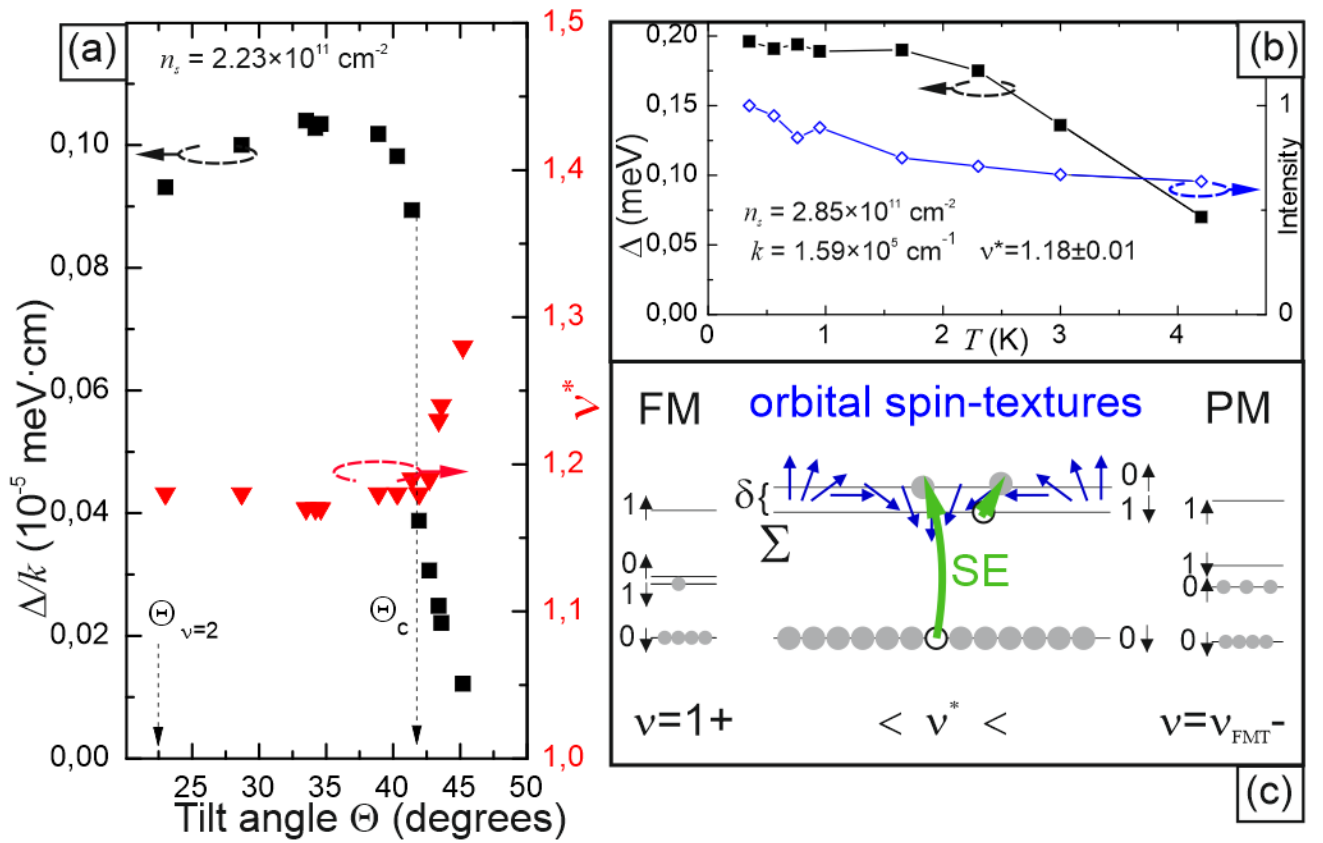


Рис. 13: (a) Угловая зависимость расщепления спиновых мод в виде Δ/k (квадраты) и положения центрального фактора заполнения (треугольники). Вертикальными стрелками отмечены положения критического угла $\Theta_{\nu=2}$ для ФМ неустойчивости при $\nu = 2$, а также угла Θ_c исчезновения орбитальных спиновых текстур. (b) Температурная зависимость расщепления спиновых мод Δ (черные квадраты) и интегральной интенсивности двух пиков (ромбы). (c) Схема заселения квазичастичных УЛ в инвертированном ($\nu = 1+$) и прямом ($\nu = \nu_{FMT}-$) порядке. Промежуточная диаграмма иллюстрирует формирование *орбитальных* спиновых текстур. Жирными стрелками схематически показаны магнитоэкситонные переходы, из которых формируются две ветви SE.

ное' состояние. Следовательно, уровень $1\downarrow$ заполняется квазиэлектронами вместо уровня $0\uparrow$ (Рис. 13с слева). Одновременно при приближении к $\nu = 2$ (точнее, ниже точки ФМ-перехода $\nu = \nu_{FMT} - 0$) выгодна 'частично парамагнитная' конфигурация, что соответствует заполнению состояний на УЛ $0\uparrow$ (Рис. 13с справа). При промежуточных ν система *плавно* эволюционирует от ФМ к РМ упорядочению, проходя через конфигурации с *последовательно* перевернутыми спинами. Это видно по результатам расчёта спиновой конфигурации основных состояний при вариации $1 < \nu < 3/2$ и r_s . В терминах конкурирующих квазичастичных УЛ это может означать, что при движении от инвертированной к нормальной иерархии уровни $0\uparrow$ и $1\downarrow$ практически совпадают в некотором протяженном диапазоне факторов заполнения. Здесь и возникает параметр исчезающе малого энергетического расщепления δ , много меньшего обменной энергии Σ на УЛ.

По аналогии со скирмионным сценарием, при изменении ν переход квазичастиц между двумя близкими спиновыми уровнями происходит с образованием плавных спиновых текстур, позволяющих выиграть в обменной энергии. Поскольку задействована орбитальная степень свободы, их можно назвать *орбитальными спиновыми текстурами* (Рис. 13с в центре). Следует подчеркнуть, что этот механизм формирования текстур сразу же становится неактуальным, как только РМ фаза полностью исчезает в диапазоне $1 < \nu < 2$, например, при больших наклонах магнитного поля.

Ключевым отличием в поведении обнаруженного магнитного порядка от скирмионного сценария является его односторонний характер по отклонению ν . Как известно, обычные скирмионы и антискирмионы по разные стороны $\nu = 1$ приводят к одинаково быстрому переходу электронов с нижнего спинового подуровня на верхний, и потому - полной спиновой деполяризации. В изучаемом случае квазичастицы не просто переходят между уровнями $0\uparrow$ и $1\downarrow$ в виде спиновых текстур, но и сами энергетические уровни постепенно меняются местами. В результате весь коллектив квазичастиц переходит с верхнего на нижний из этих двух уровней с плавным изменением обменной энергии, и процесс является односторонним. При расхождении уровней (увеличение δ) текстуры перестают быть выгодными, и дальнейшее заполнение УЛ происходит по одночастичному сценарию.

Формирование двух взаимодействующих спиновых мод в орбитальных спиновых текстурах можно схематически представить в терминах магнитоэкситонов двух сортов между квазичастичными уровнями $0\downarrow \rightarrow 0\uparrow$ и $1\downarrow \rightarrow 0\uparrow$ (Рис. 13с в центре). Если на каждом из уровней $0\downarrow$, $1\downarrow$ имеются квазичастицы, то возможны оба перехода, и магнитоэкситоны взаимодействуют друг с другом и с замороженным полем намагниченности ДЭС. Каждый из магнитоэкситонов имеет зеемановский вклад в энергию одного и того же знака, поэтому взаимодействие между ними разрешено по симметрии.

Примечательно, что Θ_c совпало с критическим углом 41.8° , для которого, согласно магнитотранспортным данным [3], в образце ZnO с близким значением концентрации ДЭС формируется несжимаемое состояние КЭХ $\nu = 3/2$. Таким образом, исчезновение орбитальных спиновых текстур и сонаправленность спинов частиц на двух нижних УЛ имеют решающее значение для появления новых экзотических дробных состояний с полуцелыми ν , вовлекающими орбитальную степень свободы.

В заключении сформулированы выводы диссертации, а также приведены благодарности.

Список публикаций

- [A1] Наблюдение плазменного и магнитоплазменного резонансов двумерных электронов в одиночном гетеропереходе MgZnO/ZnO / В. Е. Козлов, А. Б. Ваньков, С. И. Губарев [и др.] // *Письма в ЖЭТФ*. – 2013. – Т. 98, № 4. – С. 251.
- [A2] Microwave magnetoplasma resonances of two-dimensional electrons in MgZnO/ZnO heterojunctions / V. E. Kozlov, A. B. Van'kov, S. I. Gubarev [et al.] // *Phys. Rev. B*. – 2015. – Vol. 91. – P. 085304.
- [A3] Optical probing of MgZnO/ZnO heterointerface confinement potential energy levels / V. V. Solovyev, A. B. Van'kov, I. V. Kukushkin [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2015. – Vol. 106, no. 8. – P. 082102.
- [A4] Observation of collective excitations in MgZnO/ZnO two-dimensional electron systems by resonant Raman scattering / A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, V. E. Kirpichev [et al.] // *Phys. Rev. B*. – 2016. – Vol. 94. – P. 155204.
- [A5] *Van'kov, A. B.* Optical manifestation of the Stoner ferromagnetic transition in two-dimensional electron systems / A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, I. V. Kukushkin // *Phys. Rev. B*. – 2017. – Vol. 96. – P. 235401.
- [A6] Межподзонный магнитоплазмон как детектор спиновой поляризации в ДЭС / Л. В. Кулик, А. Б. Ваньков, Б. Д. Кайсин, И. В. Кукушкин // *Письма в ЖЭТФ*. – 2017. – Т. 105, № 6. – С. 358.
- [A7] *Van'kov, A. B.* Soft inter-Landau-level spin-flip magnetoexciton as a precursor of ferromagnetic instability / A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, I. V. Kukushkin // *Phys. Rev. B*. – 2018. – Vol. 98. – P. 121412.
- [A8] *Ваньков, А. Б.* Термодинамика изинговых квантово-холловских ферромагнетиков при $\nu = 2$ / А. Б. Ваньков, Б. Д. Кайсин, И. В. Кукушкин // *Письма в ЖЭТФ*. – 2018. – Т. 107, № 2. – С. 110.
- [A9] Exchange energy renormalization in quantum Hall ferromagnets with strong Coulomb interaction / A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, S. Volosheniuk, I. V. Kukushkin // *Phys. Rev. B*. – 2019. – Vol. 100. – P. 041407.
- [A10] *Ваньков, А. Б.* О спиновой деполяризации холловского ферромагнетика вблизи $\nu = 1$ в двумерных электронных системах на основе ZnO / А. Б. Ваньков, Б. Д. Кайсин, И. В. Кукушкин // *Письма в ЖЭТФ*. – 2019. – Т. 110, № 4. – С. 268.

- [A11] Кайсин, Б. Д. Аномальный сигнал антистоксового рассеяния как индикатор макрозалитных магнитоэкситонных уровней в режиме КЭХ / Б.Д. Кайсин, А.Б. Ваньков, И.В. Кукушкин // *Письма в ЖЭТФ*. – 2020. – Т. 112, № 1. – С. 62.
- [A12] Van'kov, A. B. Spin stiffness of a Fermi liquid in the $\nu = 1$ quantum Hall regime / A. B. Van'kov, I. V. Kukushkin // *Phys. Rev. B*. – 2020. – Vol. 102. – P. 235424.
- [A13] Ваньков, А. Б. Многочастичные эффекты в спектре коллективных возбуждений сильно взаимодействующих двумерных электронных систем (Миниобзор) / А. Б. Ваньков, И. В. Кукушкин // *Письма в ЖЭТФ*. – 2021. – Т. 113, № 2. – С. 112.
- [A14] Van'kov, A. B. Anomalous spin exciton with a magnetoroton minimum in a quantum Hall ferromagnet at a filling factor $\nu = 2$ / A. B. Van'kov, I. V. Kukushkin // *Phys. Rev. B*. – 2021. – Vol. 104. – P. 165144.
- [A15] Laughlin anyon complexes with Bose properties / L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, L. I. Musina [et al.] // *Nature Communications*. – 2021. – Vol. 12, no. 1. – P. 6477.
- [A16] Quantum Hall spin textures far beyond the skyrmion limit / A. B. Van'kov, A. S. Koreyev, P. S. Berezhnoy, I. V. Kukushkin // *Phys. Rev. B*. – 2022. – Vol. 106. – P. 245308.
- [A17] Ваньков, А. Б. Характер смешивания уровней Ландау и функция распределения электронов в режиме квантового эффекта Холла / А. Б. Ваньков // *Письма в ЖЭТФ*. – 2023. – Т. 117, № 5. – С. 356.

Список литературы

1. Castro Neto, A. H. New directions in science and technology: two-dimensional crystals / A. H. Castro Neto, K. Novoselov // [Reports on Progress in Physics](#). — 2011. — Vol. 74, no. 8. — P. 082501.
2. Ultra-high-quality two-dimensional electron systems / Yoon Jang Chung, K. A. Villegas Rosales, K. W. Baldwin [et al.] // [Nature Materials](#). — 2021. — Vol. 20, no. 5. — P. 632–637.
3. Even-denominator fractional quantum Hall physics in ZnO / J. Falson, D. Maryenko, B. Friess [et al.] // [Nature Physics](#). — 2015. — Vol. 11, no. 4. — P. 347–351.
4. Observation of spontaneous ferromagnetism in a two-dimensional electron system / M. S. Hossain, M. K. Ma, K. A. Villegas Rosales [et al.] // [Proceedings of the National Academy of Sciences](#). — 2020. — Vol. 117, no. 51. — P. 32244–32250.
5. Competing correlated states around the zero-field Wigner crystallization transition of electrons in two dimensions / J. Falson, I. Sodemann, B. Skinner [et al.] // [Nature Materials](#). — 2022. — Vol. 21, no. 3. — P. 311–316.
6. Falson, J. A review of the quantum Hall effects in MgZnO/ZnO heterostructures / J. Falson, J. Kawasaki // [Reports on Progress in Physics](#). — 2018. — Vol. 81, no. 5. — P. 056501.
7. Магнитоэкситоны в двумерных электронных системах / В. Е. Бисти, А. Б. Ваньков, А. С. Журавлёв, Л. В. Кулик // [Усп. физ. наук](#). — 2015. — Vol. 185, no. 4. — P. 337–352.
8. Spin excitations in two-dimensional electron gas, their relaxation, photoexcitation, and detection methods, and the role of Coulomb correlations / L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, S. M. Dickmann, V. B. Timofeev // [Physics-Uspekhi](#). — 2019. — Vol. 62, no. 9. — P. 865–891.
9. [Light Scattering in Solids IV](#) / Ed. by M. Cardona, G. Güntherodt. — [S. l.] : Springer Berlin Heidelberg, 1984. — P. 5–150.
10. Haldane, F. D. M. Many-Particle Translational Symmetries of Two-Dimensional Electrons at Rational Landau-Level Filling / F. D. M. Haldane // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1985. — Vol. 55. — P. 2095–2098.

11. Кукушкин, И. В. Перенормировка спектра возбуждений и эффект Мигдала в двумерной электронной системе с сильным взаимодействием / И. В. Кукушкин // *ЖЭТФ*. — 2022. — Vol. 162. — P. 480.
12. Model Wave Functions for the Collective Modes and the Magnetoroton Theory of the Fractional Quantum Hall Effect / Bo Yang, Zi-Xiang Hu, Z. Papi  , F. D. M. Haldane // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108. — P. 256807.
13. Ando, T. Electronic properties of two-dimensional systems / Tsuneya Ando, Alan B. Fowler, Frank Stern // *Rev. Mod. Phys.* — 1982. — Vol. 54. — P. 437–672.
14. Cyclotron resonance of composite fermions / I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. von Klitzing, W. Wegscheider // *Nature*. — 2002. — Vol. 415, no. 6870. — P. 409–412.
15. Volkov, V. A. *Electrodynamics of Two-dimensional Electron Systems in High Magnetic Fields* / V. A. Volkov, S. A. Mikhailov // Landau Level Spectroscopy. — [S. l.] : Elsevier, 1991. — Vol. 27. — P. 855–907.
16. Observation of Retardation Effects in the Spectrum of Two-Dimensional Plasmons / I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 90. — P. 156801.
17. Dimensional resonances in elliptic electron disks / C. Dahl, F. Brinkop, A. Wixforth [et al.] // *Solid State Communications*. — 1991. — Vol. 80, no. 9. — P. 673 – 676.
18. Cyclotron-resonance study of nonparabolicity and screening in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs heterojunctions / M. A. Hopkins, R. J. Nicholas, M. A. Brummell [et al.] // *Phys. Rev. B*. — 1987. — Vol. 36. — P. 4789–4795.
19. Anisotropy of the momentum matrix element, dichroism, and conduction-band dispersion relation of wurtzite semiconductors / S. Shokhovets, O. Ambacher, B. K. Meyer, G. Gobsch // *Phys. Rev. B*. — 2008. — Vol. 78. — P. 035207.
20. MacDonald, A. H. Cyclotron resonance in two dimensions: Electron-electron interactions and band nonparabolicity / A. H. MacDonald, C. Kallin // *Phys. Rev. B*. — 1989. — Vol. 40. — P. 5795–5798.
21. Large exchange interactions in the electron gas of GaAs quantum wells / A. Pinczuk, S. Schmitt-Rink, G. Danan [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1989. — Vol. 63. — P. 1633–1636.

22. Kulik, L. V. Inelastic light scattering spectroscopy of electron systems in single and double quantum wells / L. V. Kulik, V. E. Kirpichev // [Phys. Usp.](#) — 2006. — Vol. 49, no. 4. — P. 353–368.
23. Spectroscopic measurement of large exchange enhancement of a spin-polarized 2D electron gas / A. Pinczuk, B. S. Dennis, D. Heiman [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1992. — Vol. 68. — P. 3623–3626.
24. Longo, J. P. Spin-flip excitations from Landau levels in two dimensions / J. P. Longo, C. Kallin // [Phys. Rev. B.](#) — 1993. — Vol. 47. — P. 4429–4439.
25. Low-Magnetic-Field Divergence of the Electronic g Factor Obtained from the Cyclotron Spin-Flip Mode of the $\nu = 1$ Quantum Hall Ferromagnet / A. B. Van'kov, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2006. — Vol. 97. — P. 246801.
26. Циклотронная спин-флип мода в ультраквантовом пределе / А. С. Журавлев, Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин [и др.] // Письма в ЖЭТФ. — 2007. — Т. 85, № 2. — С. 128.
27. Aleiner, I. L. Two-dimensional electron liquid in a weak magnetic field / I. L. Aleiner, L. I. Glazman // [Phys. Rev. B.](#) — 1995. — Vol. 52. — P. 11296–11312.
28. Observation of magnetic excitons and spin waves in activation studies of a two-dimensional electron gas / A. Usher, R. J. Nicholas, J. J. Harris, C. T. Foxon // [Phys. Rev. B.](#) — 1990. — Vol. 41. — P. 1129–1134.
29. Spin gap in the two-dimensional electron system of GaAs/Al_xGa_{1-x}As single heterojunctions in weak magnetic fields / V. S. Khrapai, A. A. Shashkin, E. L. Shangina [et al.] // [Phys. Rev. B.](#) — 2005. — Vol. 72. — P. 035344.
30. Price, R. Exchange-correlation energy for a two-dimensional electron gas in a magnetic field / Rodney Price, S. Das Sarma // [Phys. Rev. B.](#) — 1996. — Vol. 54. — P. 8033–8043.
31. Iordanski, S. V. Excitations in quantum Hall ferromagnet with strong Coulomb interaction / S. V. Iordanski, A. Kashuba // Journal of Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism. — 2003. — Vol. 16, no. 4. — P. 783–787.
32. Dickmann, S. Activation energy in a quantum Hall ferromagnet and non-Hartree-Fock skyrmions / S. Dickmann // [Phys. Rev. B.](#) — 2002. — Vol. 65. — P. 195310.

33. Бычков, Ю. А. Двумерные электроны в сильном магнитном поле / Ю. А. Бычков, С. В. Иорданский, Г. М. Элиашберг // Письма в ЖЭТФ. — 1981. — Т. 33, № 3. — С. 152.
34. Kallin, C. Excitations from a filled Landau level in the two-dimensional electron gas / C. Kallin, B. I. Halperin // [Phys. Rev. B](#). — 1984. — Vol. 30, no. 10. — P. 5655.
35. Extra Spin-Wave Mode in Quantum Hall Systems: Beyond the Skyrmion Limit / I. K. Drozdov, L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2010. — Vol. 104. — P. 136804.
36. Solovyev, V. V. Renormalized Landau quasiparticle dispersion revealed by photoluminescence spectra from a two-dimensional Fermi liquid at the MgZnO/ZnO heterointerface / V. V. Solovyev, I. V. Kukushkin // [Phys. Rev. B](#). — 2017. — Vol. 96. — P. 115131.
37. Rapid Collapse of Spin Waves in Nonuniform Phases of the Second Landau Level / T. D. Rhone, J. Yan, Y. Gallais [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2011. — Vol. 106. — P. 196805.
38. Inelastic light scattering study of the $\nu = 1$ quantum Hall ferromagnet / A. S. Zhuravlev, A. B. Van'kov, L. V. Kulik [et al.] // [Phys. Rev. B](#). — 2008. — Vol. 77. — P. 155404.
39. Temperature dependence of the spin polarization of a quantum Hall ferromagnet / M. J. Manfra, E. H. Aifer, B. B. Goldberg [et al.] // [Phys. Rev. B](#). — 1996. — Vol. 54. — P. R17327–R17330.
40. Single-valley quantum Hall ferromagnet in a dilute $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ strongly correlated two-dimensional electron system / Y. Kozuka, A. Tsukazaki, D. Maryenko [et al.] // [Phys. Rev. B](#). — 2012. — Vol. 85. — P. 075302.
41. Spin susceptibility and effective mass of two-dimensional electrons in $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ heterostructures / A. Tsukazaki, A. Ohtomo, M. Kawasaki [et al.] // [Phys. Rev. B](#). — 2008. — Vol. 78. — P. 233308.
42. Polarization-dependent Landau level crossing in a two-dimensional electron system in a MgZnO/ZnO heterostructure / D. Maryenko, J. Falson, Y. Kozuka [et al.] // [Phys. Rev. B](#). — 2014. — Vol. 90. — P. 245303.
43. Resistance Spikes at Transitions Between Quantum Hall Ferromagnets / E. P. De Poortere, E. Tutuc, S. J. Papadakis, M. Shayegan // [Science](#). — 2000. — Vol. 290, no. 5496. — P. 1546–1549.

- 44. Jungwirth, T. Resistance Spikes and Domain Wall Loops in Ising Quantum Hall Ferromagnets / T. Jungwirth, A. H. MacDonald // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2001. — Vol. 87. — P. 216801.
- 45. Dickmann, S. Coherence-decoherence transition in a spin-magnetoexcitonic ensemble in a quantum Hall system / S. Dickmann, L. V. Kulik, V. A. Kuznetsov // [Phys. Rev. B.](#) — 2019. — Vol. 100. — P. 155304.
- 46. Dickmann, S. Spin-flip excitations and Stoner ferromagnetism in a strongly correlated quantum Hall system / S. Dickmann, B. D. Kaysin // [Phys. Rev. B.](#) — 2020. — Vol. 101. — P. 235317.
- 47. Soft Spin Wave near $\nu = 1$: Evidence for a Magnetic Instability in Skyrmion Systems / Y. Gallais, J. Yan, A. Pinczuk [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2008. — Vol. 100. — P. 086806.