

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЁРДОГО ТЕЛА ИМЕНИ Ю.А.ОСИПЬЯНА РОССИЙСКОЙ
АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Ваньков Александр Борисович

**ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ
СИЛЬНОКОРРЕЛИРОВАННЫХ ДВУМЕРНЫХ
ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ В КВАНТУЮЩЕМ
МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

Специальность 1.3.8

«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Черноголовка 2023

Содержание

Введение	6
1 Литературный обзор	12
1.1 Квазидвумерные электронные системы	12
1.2 Многочастичное взаимодействие в двумерных электронных системах	14
1.3 Одночастичные и коллективные возбуждения двумерных электронных систем в нулевом магнитном поле	17
1.3.1 Внутриподзонные возбуждения	17
1.3.2 Межподзонные возбуждения	19
1.4 Квантовый эффект Холла	20
1.5 Теория двумерных магнитоэкситонов в режиме квантового эффекта Холла	26
1.5.1 Одномодовое приближение	26
1.5.2 Метод экситонного представления	30
1.5.3 Смешивание уровней Ландау и статически экранированное приближение Хартри-Фока	33
1.6 Квантово-холловские ферромагнетики	34
1.6.1 Обменная энергия и коллективные спиновые возбуждения	34
1.6.2 Спин-текстурные возбуждения квантово-холловских ферромагнетиков	38
1.7 Парамагнитные состояния КЭХ: свойства спиновых возбуждений при $\nu = 2$	42
1.8 Сильнокоррелированные двумерные электронные системы в гетероструктурах $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$	46

1.8.1	Строение и физические параметры гетероструктур $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$	46
1.8.2	Ферми-жидкостные перенормировки эффективной массы и спиновой восприимчивости	52
2	Образцы и экспериментальная методика	59
2.1	Параметры экспериментальных образцов	59
2.2	Метод магнитофотолюминесценции	61
2.3	Метод резонансного неупругого рассеяния света	66
3	Метод точной диагонализации и расчет квантово-холловских состояний при сильном смешивании уровней Ландау	71
3.1	Введение	71
3.2	Метод точной диагонализации энергетического спектра в режиме КЭХ	73
3.3	Характер смешивания уровней Ландау и функция распределения электронов в режиме КЭХ	76
3.4	Расчет комбинированных спин-зарядовых коллективных возбуждений в режиме дробного КЭХ	88
3.5	Заключение по данной главе	91
4	Магнитоплазменные и межподзонные возбуждения в двумерных электронных системах на основе гетероструктур $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$	93
4.1	Введение	93
4.2	Двумерные магнитоплазмоны и аномальный рост циклотронной массы от концентрации ДЭС	94
4.3	Многочастичные вклады в энергии межподзонных плазменных и спиновых возбуждений	101
4.4	Межподзонный плазмон как детектор спиновой поляризации	107
4.5	Заключение по данной главе	111

5	Квантово-холловский ферромагнетик при $\nu = 1$. Спиновые коллективные возбуждения и перенормировка обменной энергии электронов	112
5.1	Введение	112
5.2	Измерение обменного вклада в энергии циклотронных спин-флип экситонов	114
5.3	Зондирование обменной энергии через дисперсию спиновых экситонов	122
5.4	Спиновые возбуждения при отклонении от состояния $\nu = 1$	130
5.5	Заключение по данной главе	136
6	Ферромагнитные переходы при целочисленных факторах заполнения	138
6.1	Введение	138
6.2	Исследование ферромагнитных переходов в режиме КЭХ методами фотолюминесценции и неупругого рассеяния света	139
6.3	О размерах доменов в переходной области	152
6.4	Температурная стабильность фаз при $\nu = 2$	154
6.5	Заключение по данной главе	158
7	Свойства спиновых возбуждений парамагнитной и ферромагнитной фаз при $\nu = 2$	160
7.1	Введение	160
7.2	Спиновые возбуждения парамагнитной фазы при $\nu = 2$. Механизм ферромагнитной неустойчивости	162
7.3	Спиновые возбуждения ферромагнитной фазы при $\nu = 2$	170
7.3.1	Аномальные дисперсионные свойства спиновых экситонов	170
7.3.2	Свидетельства макроскопического накопления спиновых экситонов при резонансной оптической накачке	179
7.4	Заключение по данной главе	184
8	Орбитальные спиновые текстуры при $1 < \nu \lesssim 1.5$	186
8.1	Введение	186
8.2	Новая спиновая мода как индикатор спиновых текстур при $\nu > 1$	187

8.3	Численное моделирование спиновых конфигураций и причины возникновения орбитальных спиновых текстур	195
8.4	Заключение по данной главе	202
	Заключение	203
	Список сокращений	206
	Список публикаций	207
	Цитированная литература	210

Введение

Огромный раздел физики конденсированных сред посвящен изучению двумерных электронных систем (ДЭС) - они обладают специфической топологией, а их энергетический спектр зависит от многих параметров, что приводит к широкому спектру физических явлений. Разнообразие коллективных эффектов в ДЭС постоянно пополняется за счет открытия совершенно новых двумерных материалов и прогресса в создании сверхчистых гетероструктур с сильным взаимодействием. Свойства сильнокоррелированных двумерных электронных систем 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 электронных системах. 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 с высокими значениями параметра Вигнера-Зейтца $r_s \gg 1$. Это обстоятельство сделало возможным проявление впечатляющих коллективных явлений, включая атипичные последовательности состояний дробного квантового эффекта Холла (КЭХ), ферромагнитный переход и даже Вигнеровскую кристаллизацию при $r_s \sim 30$. В квантующем магнитном поле у ДЭС качественным образом преобразуются структура основного состояния, энергетический спектр, при этом могут возникать новые квазичастицы с необычными свойствами. Зондирование элементарных возбуждений ДЭС в режиме квантового эффекта Холла является ключом к расшифровке микроскопического устройства сильнокоррелированных фаз, но также представляет и самостоятельный интерес, ведь многие из квазичастиц обладают уникальным сочетанием свойств - двумерный характер

взаимодействия, щелевой закон дисперсии, огромные времена жизни и специфическая статистика.

Богатую информацию об энергетическом спектре низкоразмерных полупроводниковых систем позволяют получить методы оптической спектроскопии. Общеупотребимы и высокоинформативны методы фотолюминесценции. Также 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. Таким образом можно исследовать множество внутри- и межподзонных возбуждений ДЭС в зависимости от материальных параметров, типа основного состояния, спинового упорядочения системы 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 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 многоэлектронных систем при доминирующем кулоновском взаимодействии.

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 магнито-

плазменные 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 окололинейно, имеет масштаб циклотронной энергии, что заметно отличается от типичного масштаба кулоновской энергии на магнитной длине. Эта же тенденция была подтверждена численными расчетами 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 четных 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 расчета 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 расчетами, 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 учет 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 околониейно 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 расчет 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 расчетов, подготовке публикаций.

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 17-ти статьях [A1-A17] в научных рецензируемых журналах.

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.

Глава 1

Литературный обзор

1.1 Квазидвумерные электронные системы

Искусственное ограничение движения электронов в одном из пространственных направлений переводит электронную систему из трехмерной в двумерную. В таких системах электроны могут свободно двигаться только в плоскости. В поперечном направлении частицы находятся в потенциальной яме, а их энергетический спектр разбивается на совокупность подзон размерного квантования. Система электронов может считаться двумерной (квазидвумерной), если энергетические масштабы, связанные с поперечным квантованием в канале, превышают все другие характерные энергии электронной системы (энергию Ферми и тепловую энергию).

Существует множество различных реализаций ДЭС, отличающихся способом формирования ограничивающего потенциала и создания проводящего канала. На Рис. 1.1 показаны четыре различные конфигурации для создания ДЭС. Общим для первых трех (Si/SiO, GaAs/AlGaAs, ZnO/MgZnO) является то, что в них ограничивающий потенциал формируется на границе раздела двух различных материалов. Энергетический минимум в поперечном направлении заставляет электроны оставаться в двумерной плоскости. Графен и аналогичные ему семейство слоистых Ван-дер-Ваальсовых материалов уже по своей природе являются двумерными материалами [1].

Для создания полупроводниковых гетероструктур используются различные методы выращивания, например, химическое и физическое паровое осаждение, но лидирует по качеству роста метод молекулярно-пучковой эпитаксии. Отдельным технологическим приёмом является метод расслоения графена (и

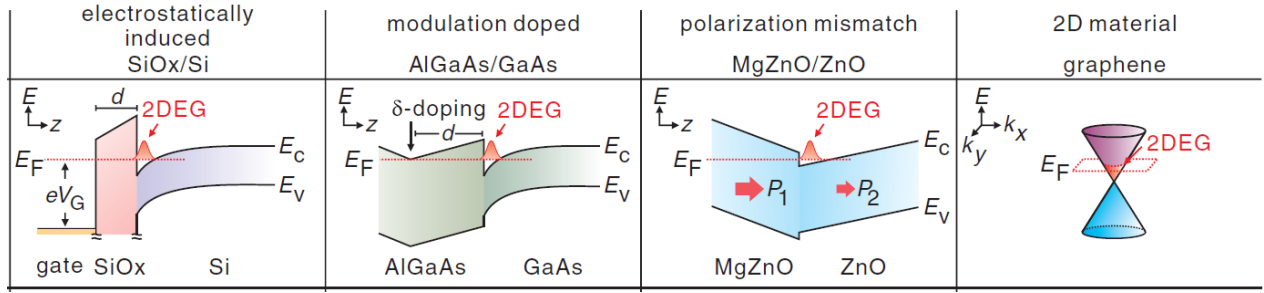


Рисунок 1.1: Сравнение разновидностей двумерных электронных систем и механизмов, используемых для формирования двумерных носителей заряда. Здесь E_c и E_v - границы зон, E_F - энергия Ферми. Иллюстрация из [2]

иных слоистых двумерных материалов), который выполняется с помощью скотча и потому общедоступен во многих лабораториях мира.

Традиционной метрикой для оценки качества ДЭС является низкотемпературная подвижность электронов. Подвижность электронов может быть получена из модели Друде как: $\mu = e\tau/m^*$, где τ - время свободного пробега, также известное как транспортное время рассеяния, а m^* - эффективная масса носителей. Многие десятилетия пальму первенства в этом отношении держат гетероструктуры GaAs/Al_xGa_{1-x}As, в которых подвижности достигают $\mu \sim 44 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{сек}$ благодаря инновациям в эпитаксиальном росте GaAs и AlAs, достигнутом в группе Лорена Пфайффера [3]. Однако в последние годы качество других эпитаксиальных гетероструктур - квантовых ям AlAs [4] и одиночных гетеропереходов MgZnO/ZnO [5] сильно возросло, а подвижности достигли уровня $\mu \sim 2 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{сек}$, что при достаточно тяжелых эффективных массах $m_{AlAs}^* \approx 0.46m_0$ и $m_{ZnO}^* \approx 0.3m_0$ подразумевает рекордные времена транспортного рассеяния и возможности для обнаружения тонких квантовых явлений.

Увеличение подвижности носителей, дальнедействующий характер кулоновского взаимодействия и приложение внешних квантующих полей приводят к радикальному изменению энергетического спектра и элементарных возбуждений ДЭС [6].

1.2 Многочастичное взаимодействие в двумерных электронных системах

Для описания свойств взаимодействующих многоэлектронных систем (или электронных ферми-жидкостей) успешно применяется теоретический подход, развитый Л.Д. Ландау - "Теория ферми-жидкости" [7]. В этой теории предполагается, что слабовозбужденное состояние изотропной ферми-жидкости обладает большим сходством со слабовозбужденным состоянием идеального ферми-газа. Оно может быть описано с помощью совокупности элементарных возбуждений - квазичастиц со спином $1/2$ и импульсами в окрестности фермиевского p_F , который связан с плотностью частиц n тем же соотношением, что и в идеальном ферми-газе. Для двумерного случая эта связь дается выражением: $p_F = \hbar\sqrt{2\pi n_s}$, где n_s — поверхностная концентрация носителей. Так же, как и в газе, возбуждения в жидкости бывают двух типов - 'частицы' с импульсом большим p_F и 'дырки' с импульсом, меньшим p_F . 'Частицы' и 'дырки' имеют спин $1/2$ и заряды $-e$ и $+e$ соответственно. Эффективная масса m^* и g^* — фактор Ланде квазичастиц отличаются от параметров исходных частиц, а степень перенормировки зависит от характера межчастичного взаимодействия и размерности системы. Возбуждения типа 'частиц' и 'дырок' с полужелым спином могут появляться и исчезать только парами. Отсюда следует, что в ферми-жидкости количество 'частиц' обязательно должно равняться количеству 'дырок'. Энергия квазичастиц является функцией их импульса. Зависимость $\varepsilon(p)$ является главной характеристикой низколежащих возбужденных состояний системы.

Существует простая аналогия между энергетическими спектрами квазичастиц в ферми-жидкости и ферми-газе: спектр низколежащих возбуждений в ферми-жидкости формально тот же, что и в идеальном ферми-газе с концентрацией n_s и измененной эффективной массой m^* . Поэтому идеальный газ квазичастиц может описывать свойства реальной взаимодействующей системы. Однако те свойства газовой модели, которые вовлекают частицы, расположенные далеко от E_F , не соответствуют реальной ферми-жидкости. В частности, энергия всей системы уже не равна сумме отдельных частиц и является функционалом от функции распределения. Существенные различия между ферми-жидкостью

и ферми-газом возникают из-за того, что возбуждения в жидкости взаимодействуют между собой. Наиболее ярким проявлением этого взаимодействия является существование сверхтекучих (или сверхпроводящих) ферми-жидкостей. Появление сверхтекучих систем связано с тем, что определенный тип взаимодействия квазичастиц приводит к радикальной перестройке спектра, и в спектре возбуждений может образоваться энергетическая щель.

В ферми-жидкостях об элементарных возбуждениях имеет смысл говорить лишь в том случае, когда их затухание мало по сравнению с энергией. Для равновесной ферми-жидкости при конечных температурах средняя энергия 'частиц' и 'дырок' имеет порядок T , а величина затухания пропорциональна T^2 . Отсюда следует, что описание ферми-жидкости в терминах квазичастиц применимо только при достаточно низких температурах и вблизи поверхности Ферми.

Несмотря на общеприменимость основных выводов теории ферми-жидкости Ландау, характер квазичастичных перенормировок может сильно отличаться в зависимости от потенциала взаимодействия, размерности задачи и наличия внешних полей. Так, в классических работах [7–9] рассматривался случай трехмерных систем и короткодействующего потенциала, однако выражения для перенормированной массы, g -фактора и весового фактора Z квазичастиц требуют существенной модификации уже для кулоновского взаимодействия, а для двумерных систем неизвестны до сих пор. Между тем, именно двумерные электронные системы с сильным кулоновским взаимодействием таят в себе множество загадок в характере межчастичных корреляций.

Разреженные взаимодействующие ДЭС могут формировать неочевидные конкурирующие основные состояния, когда их кулоновское отталкивание и обменное взаимодействие значительно превышают кинетическую энергию. В ДЭС с квадратичным законом дисперсии отношение энергии межчастичного взаимодействия к фермиевской энергии характеризуется величиной безразмерного параметра Вигнера-Зейтса r_s , определяемого выражением

$$r_s = \frac{1}{a_B \sqrt{\pi n_s}} = \frac{e^2 m^*}{\epsilon \hbar^2 \sqrt{\pi n_s}}. \quad (1.1)$$

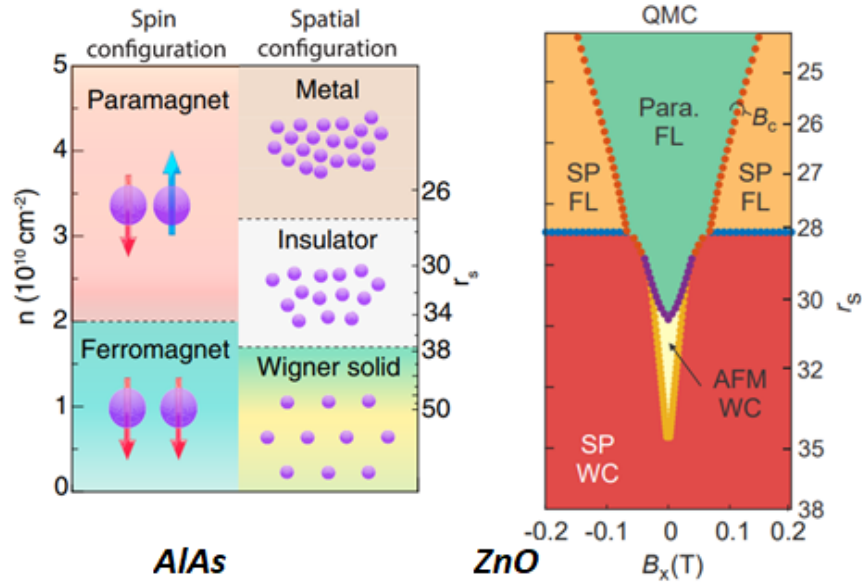


Рисунок 1.2: Фазовые диаграммы сильнокоррелированных ДЭС на основе AlAs (слева) и ZnO (справа), полученные расчетным методом Монте-Карло в зависимости от параметра r_s и частично подтвержденные экспериментально. Данные из [5, 10].

Здесь $a_B = \frac{\hbar^2 \epsilon}{m^* e^2}$ — эффективный боровский радиус носителей. С понижением концентрации ДЭС r_s возрастает, а теория ферми-жидкости формально теряет применимость при $r_s \gtrsim 1$.

Большие значения параметра Вигнера-Зейтса в гетероструктурах на основе AlAs и ZnO в сочетании с высоким уровнем электронной подвижности открывают перспективы для изучения сильнокоррелированных фаз вещества, не доступных на других материальных платформах. В частности, в недавних исследованиях есть свидетельства о детектировании стонеровского перехода в AlAs [10] и образования Вигнеровского кристалла в ZnO [5] при $r_s \sim 30 - 40$ (фазовая диаграмма на Рис. 1.2). Много экзотических фаз двумерных квантовых жидкостей может возникать и при меньших значениях параметра Вигнера-Зейтса, а особенно яркий калейдоскоп явлений раскрывается в квантующих магнитных полях.

1.3 Одночастичные и коллективные возбуждения двумерных электронных систем в нулевом магнитном поле

1.3.1 Внутриподзонные возбуждения

В большинстве ферми-систем могут существовать нейтральные возбуждения двух типов. Возбуждения первого типа - *одночастичные* - соответствуют обычным частицам, обросшим 'шубой' за счет взаимодействия с другими частицами. Одночастичным возбуждениям можно сопоставить следующий элементарный акт: электрон внутри ферми-сферы в состоянии с импульсом $\hbar\mathbf{k}$ приобретает дополнительный импульс $\hbar\mathbf{q}$ и переходит в одно из свободных состояний вне ферми-сферы с импульсом $\hbar(\mathbf{k} + \mathbf{q})$. Для системы электронов с квадратичной дисперсией, описываемой эффективной массой m^* , энергии одночастичных возбуждений равны:

$$E(q) = \hbar^2 \frac{(\mathbf{k} + \mathbf{q})^2}{2m^*} - \hbar^2 \frac{k^2}{2m^*}. \quad (1.2)$$

Континуум одночастичных возбуждений ограничен двумя кривыми (Рис. 1.4 слева):

$$-\hbar v_F q + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} \leq E(q) \leq \hbar v_F q + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*}, \quad (1.3)$$

где $v_F = p_F/m^*$.

Второй тип - *коллективные возбуждения* - соответствуют коллективному движению системы как целого. Коллективному возбуждению отвечает волновое поле, описывающее колебание некоторых степеней свободы системы. Например, процессы, связанные с коллективным движением свободных электронов, возникают благодаря кулоновскому взаимодействию между электронами и положительно заряженными ионами кристаллической решетки. Им соответствуют продольные плазменные волны, кванты которых получили название *плазмонов*.

Двумерные плазмоны были впервые рассмотрены теоретически Стерном [11], а позже обнаружены экспериментально в системе электронов на поверхности жидкого гелия [12] и в кремниевых МДП-структурах [13] (Рис. 1.3 слева).

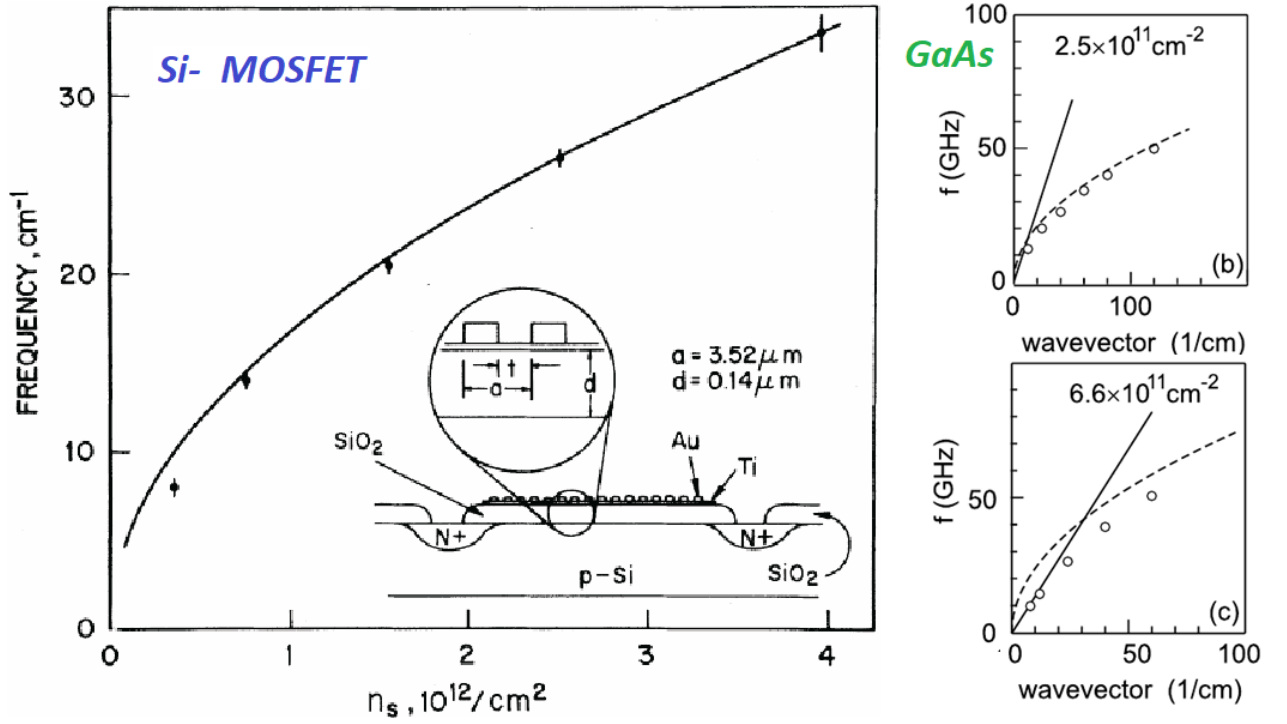


Рисунок 1.3: (а) Энергия 2D- плазмона в зависимости концентрации в электронном канале кремниевой МДП структуры, эксперимент (точки) и расчет (сплошная линия). Данные взяты из [13]. (b) проявление эффекта запаздывания в дисперсии низкочастотных 2D- плазмонов, измеренной на высококачественных гетероструктурах GaAs/AlGaAs [14].

В ДЭС плазмоны являются бесцелевыми возбуждениями и имеют приближенно квадратно корневую дисперсию $\omega(q)$. В случае относительно коротких длин волн частота плазмона пропорциональна квадратному корню из волнового вектора:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_s e^2 q}{m^* \epsilon} + \frac{3}{4} v_F^2 q^2. \quad (1.4)$$

При $q \rightarrow 0$ групповая скорость плазмонов приближается к скорости света, и поэтому необходимо учесть эффекты запаздывания в дисперсии. Электродинамический вывод закона дисперсии двумерных плазмонов даёт следующее выражение:

$$q^2 - \frac{\epsilon \omega^2}{c^2} = \left(\frac{m^* \epsilon \omega^2}{2\pi n_s e^2} \right)^2. \quad (1.5)$$

В пределе малых импульсов $q \ll 2\pi n_s e^2 / m^* c^2$, правая часть равенства (1.5) пренебрежимо мала и $\omega \sim cq / \sqrt{\epsilon}$, что соответствует дисперсии света в среде с показателем преломления $\sqrt{\epsilon}$. Для экспериментального наблюдения эффектов запаздывания чрезвычайно высоки требования к качеству структур и

электронной подвижности. В работе [14] на высокоподвижных гетероструктурах GaAs было продемонстрировано существование эффектов запаздывания (Рис. 1.3 справа) и что дисперсия 2D плазмонов в длинноволновом пределе в точности описывается формулой (1.5). Цикл работ по исследованию релятивистских двумерных плазмонов методами микроволнового поглощения рассмотрен в [15].

1.3.2 Межподзонные возбуждения

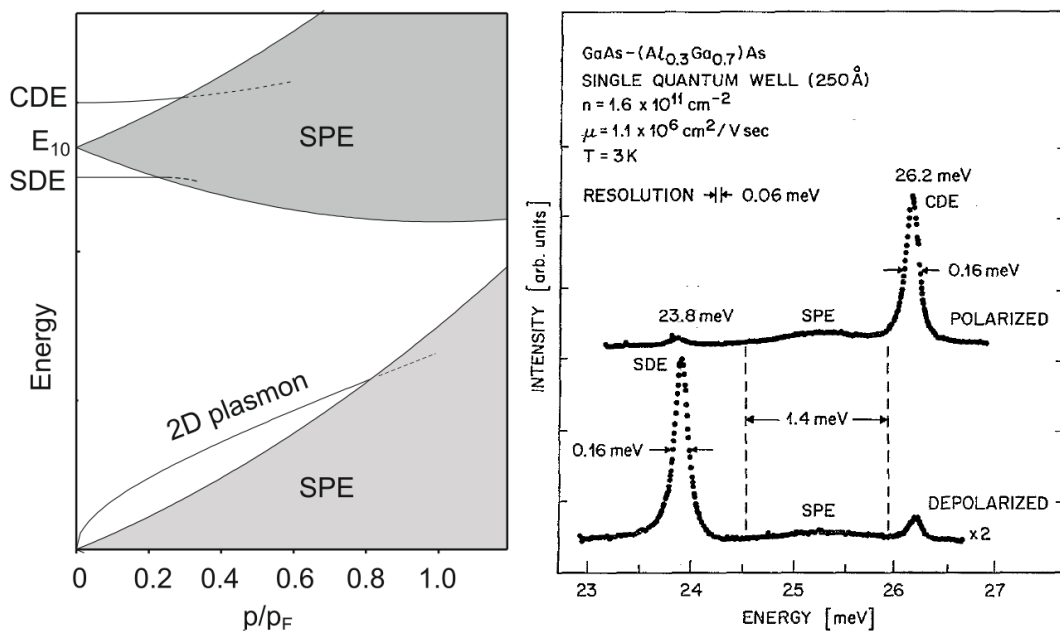


Рисунок 1.4: Слева: Качественные дисперсионные зависимости коллективных и одночастичных возбуждений в квази-ДЭС. Сплошными кривыми показаны дисперсии 2D- плазмона и межподзонных возбуждений зарядовой и спиновой плотности. Континуумам одночастичных возбуждений (SPE) соответствуют закрашенные области. (Справа) Проявление межподзонных возбуждений ДЭС в квантовых ямах GaAs/AlGaAs в спектрах неупругого рассеяния света. Данные из [16].

Межподзонные возбуждения связаны с ограничением движения электронов перпендикулярно двумерному каналу. Им соответствуют переходы электронов из заполненной нижайшей подзоны размерного квантования в одну из незаполненных вышележащих подзон. Таким образом, для межподзонных возбуждений становится актуальным новый масштаб энергии - энергия расщепления размерноквантованных подзон. Среди межподзонных нейтральных возбуждений, связанных с электронными переходами между нулевой и первой подзонами

имеется континуум одночастичных возбуждений (SPE):

$$E(q) = E_{10} + \frac{\hbar^2(\mathbf{k} + \mathbf{q})^2}{2m^*} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = E_{10} + \hbar^2 \frac{2(\mathbf{k}\mathbf{q}) + q^2}{2m^*}, \quad (1.6)$$

где E_{10} - разница одночастичных энергий первой и нулевой размерноквантованных подзон, $k \leq k_F$, $|\mathbf{k} + \mathbf{q}| \geq k_F$. Но помимо одночастичных возбуждений существуют коллективные ветви возбуждений зарядовой и спиновой плотности (CDE и SDE) [16–18]. Их можно рассматривать, соответственно, как синглетное и триплетное состояния экситона, образованного электроном в возбужденной подзоне и дыркой в основной подзоне под уровнем Ферми. Энергии CDE и SDE отличаются за счет энергии макроскопической поляризации ДЭС (деполяризационного сдвига). Вектор поляризации осциллирует в направлении, перпендикулярном импульсу, и поэтому волны CDE поперечные. Межподзонные коллективные и одночастичные возбуждения активны в процессах неупругого рассеяния света и изучались в работах [16, 19]. Качественные дисперсионные зависимости внутризонных и межподзонных возбуждений в двумерных электронных системах показаны на Рис. 1.4а, а соответствующие им спектры неупругого рассеяния света, измеренные в GaAs квантовых ямах, приведены на панели (b).

1.4 Квантовый эффект Холла

В экспериментах Клауса фон Клитцинга [20] на высококачественных ДЭС при низких температурах и в сильных магнитных поля было обнаружено, что холловское сопротивление радикально отклоняется от классической линейной зависимости $\rho_{xy}(B)$, а вместо этого проявились изломы и плато. Кроме того, сопротивления на плато можно было описать формулой $R_H = \frac{1}{\nu} \frac{h}{e^2}$, где ν - целое число. Одновременно с появлением плато в холловском сопротивлении, продольное сопротивление ρ_{xx} падало до нуля. Это новое явление вскоре было названо целочисленным квантовым эффектом Холла (КЭХ). Квантование сопротивления происходит с фантастической точностью, что позволило ввести в обращение и измерить фундаментальную единицу сопротивления, постоянную фон Клитцинга, вплоть до двенадцатого знака: $R_K = h/e^2 = 25812.807557(18)$ Ом. Ключ к пониманию целочисленного КЭХ лежит в поведении одиночных элек-

тронов в магнитном поле. Из классической физики известно, что для электронов в магнитном поле циклотронная частота не зависит от импульса частиц, а только от магнитного поля B и эффективной массы m^* , а именно $\omega_c = \frac{eB}{m^*c}$. Квантовомеханическое описание поведения электронов в однородном магнитном поле было впервые выполнено Ландау [21]. Из него следует, что орбитальные энергетические уровни эквидистантны, а с учетом зеемановского расщепления спиновых состояний, энергии электронов даются выражением

$$E = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c + g^* \mu_B B S_z \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad S_z = \pm 1/2, \quad (1.7)$$

где g^* - эффективный фактор Ланде, а μ_B - магнетон Бора. Каждый энергетический уровень Ландау (УЛ) сильно вырожден, так как существует ровно по одному состоянию для каждого кванта магнитного потока $\Phi_0 = \frac{hc}{e}$, пронизывающего систему. Кратность вырождения УЛ на единицу площади:

$$N_S = \frac{1}{\Phi_0/B} = \frac{eB}{hc} = \frac{1}{2\pi l_B^2}, \quad (1.8)$$

где введена магнитная длина

$$l_B = \sqrt{\hbar c / eB}.$$

Входящий в холловское сопротивление целочисленный коэффициент называется фактором заполнения $\nu = n_s / N_S$, который равен отношению концентрации ДЭС и кратности вырождения УЛ. При целых ν существует энергетическая щель для возбуждения электронов на следующий УЛ. Для нечетных ν она равна зеемановскому расщеплению уровней $E_z = |g^* \mu_B B|$, где g^* - эффективный фактор Ланде, а μ_B - магнетон Бора, а для четных ν щель определяется величиной $\hbar\omega_c - E_z$. В реальных ДЭС взаимодействие со случайным потенциалом снимает вырождение УЛ, и они приобретают конечную ширину. Распределение одночастичной плотности состояний определяется характером неоднородностей, а также экранированием случайного потенциала [6]. При низких температурах наличие энергетических щелей делает состояния КЭХ устойчивыми к небольшим изменениям магнитного и электрического полей, поскольку затра-

ты энергии на перемещение электронов на следующий УЛ были бы слишком велики.

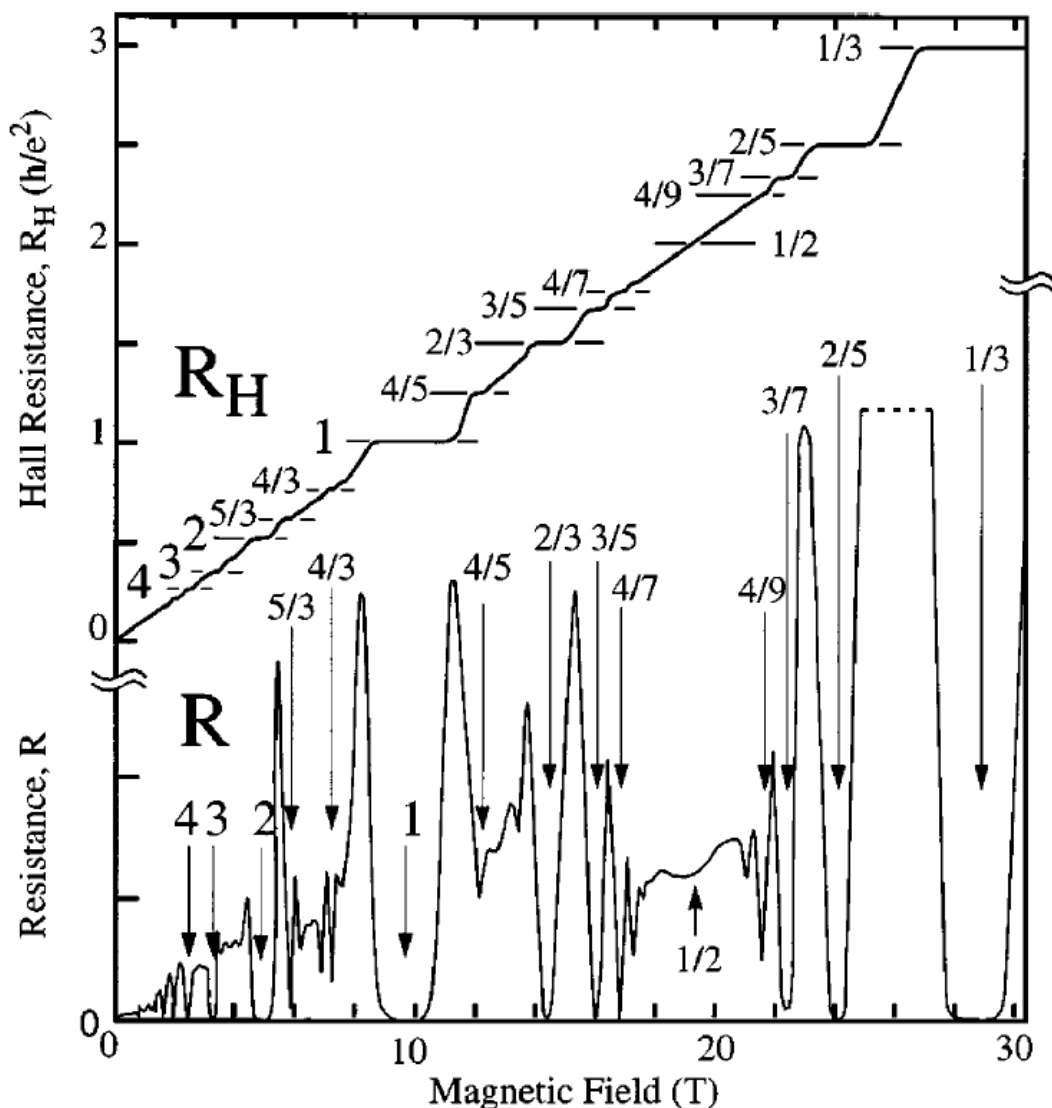


Рисунок 1.5: Характерная магнитополевая зависимость компонент тензора сопротивления в режиме целочисленного и дробного КЭХ. Штриховой диагональной линией показано классическое холловское сопротивление. Данные взяты из [22].

По мере улучшения качества гетероструктур и уменьшения температур, в карте холловского сопротивления появлялись новые особенности - наблюдались новые плато вместе с провалами продольного сопротивления [23]. Эти новые плато расположены при $R_H = \frac{1}{\nu} \frac{h}{e^2}$, где $\nu = p/q$ — рациональные дроби. В первую очередь плато образовывались у дробей с нечетным знаменателем, как это видно на Рис. 1.5. Дробный квантовый эффект Холла имеет более глубокие отличия от целочисленного, чем просто квантование сопротивления при дроб-

ных ν . Уникальная особенность состоит в том, что элементарные возбуждения представляют собой не отдельные электроны, а особые квазичастицы с дробным зарядом и необычной (анионной) статистикой, отличной от фермиевской и бозевской [24]. Лишь недавно был успешно реализован эксперимент [25], доказывающий анионную статистику (с фазовым множителем $e^{i\pi/3}$) квазичастиц в состоянии КЭХ $\nu = 1/3$. Кроме дробных состояний с нечетными знаменателями q обширные исследования также были сосредоточены на особом состоянии с фактором заполнения $\nu = 5/2$, которое поддерживает квазичастицы с неабелевой статистикой [26]. Неабелева природа квазичастиц является одной из причин исследования состояний дробного КЭХ с перспективой реализации квантового компьютера. Поскольку квазичастицы представляют собой топологически защищенные возбуждения, они будут устойчивы к локальной декогерентности.

Объяснение явления дробного КЭХ значительно сложнее, чем для целочисленного. Например, при $\nu = 1/3$ нижний УЛ будет заполнен лишь частично, и одноэлектронная картина возникновения энергетической щели больше не работает. Чтобы решить эту задачу, нужно выйти за рамки одночастичных свойств и учесть межэлектронное взаимодействие внутри УЛ. На качественном уровне, кулоновское отталкивание вынуждает электроны по возможности отдаляться друг от друга. Это приводит к формированию сильнокоррелированного состояния, в котором даже минимальные возбуждения требуют затрат энергии $\Delta \propto e^2/\epsilon l_B$.

Для подмножества дробных факторов заполнения вида $\nu = 1/q$ с нечетными знаменателями Лафлин предложил знаменитую многочастичную волновую функцию основного состояния [27]:

$$\Psi_q(z_1, \dots, z_N) = \prod_{j < k}^N (z_j - z_k)^q \cdot \exp \left(-\frac{1}{4l_B^2} \sum_i^N |z_i|^2 \right), \quad (1.9)$$

где $z_j = x_j + iy_j$ - комплексная координата j -ой частицы в плоскости. Функция Лафлина представляет собой однородное состояние с четко определенным угловым моментом и может соответствовать только дробям с нечетным знаменателем q , так как в противном случае она не была бы антисимметричной по перестановке координат электронов. Отталкиваясь от (1.9) возможно найти и

свойства присущих квазичастиц. Их можно смоделировать введением дополнительного кванта потока в состояние при $z = \eta$, после чего новая волновая функция приобретает дополнительный множитель $\prod_j (z_j - \eta)$. Проводя аналогию с заряженной плазмой, Лафлин смог заключить, что квазичастицы при $\nu = 1/q$ имеют дробный заряд e/q . Физическое объяснение дробного заряда состоит в том, что множитель $(z - \eta)$ не отталкивает электрон и квазичастицу так сильно, как $(z_i - z_j)^q$ отталкивает электроны друг от друга, и это обеспечивает квазичастице меньшую корреляционную дырку, чем целый электрон. В лафлиновской волновой функции нет дальнего порядка, то есть состояние отвечает жидкости, причем, из-за наличия энергетической щели, лафлиновская жидкость является несжимаемой.

Важная иерархическая структура дробных состояний КЭХ была предложена Джейном на основе концепции композитных фермионов (квазичастиц, состоящих из электрона и четного числа квантов магнитного потока) [28]. Модель композитных фермионов заключается в отображении состояний дробного КЭХ на состояния целочисленного КЭХ композитных фермионов (Лафлин-Джейновская иерархия). Центральной идеей этой теории является описание сложной взаимодействующей системы электронов на нижайшем УЛ на языке новых квазичастиц. Эти частицы получили название композитных фермионов, которые можно представить как связанное состояние электрона и четного $(2l)$ числа квантов магнитного потока. В терминах многочастичной волновой функции это означает, что по относительной координате каждой пары электронов волновая функция имеет $2l$ узлов. Это приводит к эффективному экранированию, поскольку узлы формируют корреляционную дырку вокруг каждого электрона. Композитные фермионы можно рассматривать как систему обыкновенных слабо взаимодействующих фермионов, что делает уместным описание квантовой жидкости на нижнем УЛ в терминах одночастичных уровней. Захват нескольких квантов магнитного потока приводит к частичной компенсации эффективного магнитного поля, действующего на композитные фермионы. В результате они ощущают поле:

$$B^* = B - 2l\Phi_0 n_s. \quad (1.10)$$

Подобно электронам в магнитном поле, композитные фермионы располагаются на последовательности своих УЛ, соответствующих эффективному полю и могут заполнять целое число уровней, что ведет к образованию энергетических щелей в спектре. Факторы заполнения композитных фермионов даются выражением $\nu^* = \frac{n_s \Phi_0}{|B^*|} \in \mathcal{N}$, из которого можно получить соответствующие дробные состояния на нижнем УЛ:

$$\nu = \frac{\nu^*}{2l\nu^* \pm 1}. \quad (1.11)$$

В подтверждение данной модели Джейном было показано, что волновые функции для композитных фермионов также демонстрируют удивительно хорошее перекрытие с функциями, полученными в результате точной диагонализации кулоновского потенциала. Таким образом, существует Джейновская серия состояний, обобщающая главную Лафлиновскую серию. Факторы заполнения электронов для которой выражаются в виде $\nu = \frac{n}{2nq \pm 1}$, где (n - целое число), и симметричные им $\nu = 1 - \frac{n}{2nq \pm 1}$.

Но дробные состояния КЭХ не исчерпываются Лафлин-Джейновской иерархией. Решение Лафлина проливает свет и на другие дробные состояния, поскольку квазичастичные возбуждения могут быть использованы в качестве строительных блоков для других состояний. В работах Халдейна и Гальперина [29, 30] предлагается следующая модель учета возможных иерархий дробного КЭХ: при заметном отклонении магнитного поля заряженные возбуждения лафлиновского состояния $\frac{1}{q}$ (квазиэлектроны или квазидырки) накапливаются в большом количестве и сами могут образовать дочернее лафлиноподобное состояние при $\nu = \frac{p_1}{q_1}$. Поскольку заряд квазичастиц падает с ростом знаменателя пропорционально q^{-1} , в моделях Гальперина и Халдейна ожидается соответствующее падение величины энергетической щели, отделяющей основное состояние от возбужденных. Величина энергетических щелей диктует, в каком порядке должны быть видны различные дробные состояния в эксперименте. Для их наблюдения критично, чтобы квазичастичная щель не закрывалась тепловыми флуктуациями, либо из-за влияния примесей. Это объясняет, почему дроби $\nu = 1/3$ и $2/3$ наблюдаются первыми, за ними следуют дроби при $\nu = 2/5, 3/7, 4/9$ и т.д. При факторах заполнения $\nu > 1$ также обнаружены семейства дробей, в том числе и с четными знаменателями. Эти состояния значительно более хрупкие, что объясняется качественно иным видом стартовых волновых

функций электронов с наличием узлов и потому ослаблением корреляций. Тем не менее, несжимаемые состояния на вышележащих УЛ возможны благодаря подмешиванию орбитальных состояний с нулевого УЛ.

Изложение ключевых теоретических и экспериментальных аспектов явлений КЭХ и композитных фермионов можно найти в обзорах [31, 32], однако спектр явлений постоянно расширяется по мере появления новых ДЭС высокого совершенства, с необычным энергетическим спектром и увеличенной ролью кулоновских корреляций.

1.5 Теория двумерных магнитоэкситонов в режиме квантового эффекта Холла

1.5.1 Одномодовое приближение

В двумерных электронных системах с относительно слабым кулоновским взаимодействием ($r_s \ll 1$) основное состояние в режиме целочисленного КЭХ адекватно моделируется несколькими заполненными спиновыми подуровнями Ландау. Поскольку квантующее магнитное поле полностью подавляет континуум одночастичных возбуждений, отвечающий кинетической энергии, все возбуждения системы являются коллективными. Любые нейтральные возбуждения такой системы могут быть представлены как переходы электронов между заполненными и пустыми УЛ. Такие процессы могут рассматриваться в терминах *магнитоэкситонов* [33, 34], которым можно сопоставить элементарный акт возбуждения, когда один из электронов переходит на пустой УЛ n' , а на заполненном УЛ n остается дырка. Важной особенностью магнитоэкситонов является существование у них интеграла движения - обобщенного импульса [35]:

$$\hbar \mathbf{k} = \left[-i\hbar(\nabla_1 + \nabla_2) - \frac{e}{c}(\mathbf{A}_2 - \mathbf{A}_1) \right] - \frac{e}{c} \mathbf{B} \times (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1), \quad (1.12)$$

где индексы 1 и 2 соответствуют электрону и дырке, $\mathbf{r}_{1,2}$ - радиус-векторы частиц, а $\mathbf{A}_{1,2}$ - векторные потенциалы магнитного поля в соответствующих точках. Кроме того, эффективное расстояние между электроном и дыркой про-

порционально величине обобщенного импульса: $\langle \Delta \mathbf{r} \rangle = l_B^2 \mathbf{k} \times \hat{z}$, где $\hat{z}$ - вектор нормали к 2D плоскости.

Одночастичный вклад в энергию магнитоэкситонов определяется разностью энергий УЛ (выражение 1.7). Когда же в рассмотрение включено взаимодействие между электронами, то к энергии добавляется кулоновский вклад, определяющий дисперсию магнитоэкситонов.

В итоге нейтральные коллективные возбуждения ДЭС в магнитном поле можно классифицировать набором дисперсионных кривых, зависящих от обобщенного импульса:

$$E_{\delta n, \delta S_z}(\mathbf{k}) = \delta n \hbar \omega_c + g^* \mu_B B \delta S_z + \Delta E_{\delta n, \delta S_z}(\mathbf{k}), \quad (1.13)$$

где $\delta n = n' - n \geq 0$ - орбитальное квантовое число возбуждения, δS_z - изменение проекции спина на ось магнитного поля, поведение дисперсионного члена $\Delta E_{\delta n, \delta S_z}(\mathbf{k})$ зависит от конкретной ветви возбуждений и от структуры основного состояния ДЭС. Его величина имеет порядок характерной кулоновской энергии $E_c = e^2 / \epsilon l_B$.

Дисперсионное слагаемое $\Delta E_{\delta n, \delta S_z}(\mathbf{k})$ образовано тремя различными вкладами:

- а. Изменение обменных энергий электрона в конечном и начальном состояниях (только среди электронов с сонаправленными спинами). Это слагаемое не зависит от импульса.
- б. Энергия прямого кулоновского взаимодействия электрона и дырки в магнитоэкситоне. Этот вклад всегда отрицателен и зависит от расстояния между электроном и дыркой, а значит - и от импульса магнитоэкситона. Это аналог энергии связи экситона.
- с. Деполяризационный (или плазменный) сдвиг - вклад, возникающий из-за диполь-дипольного взаимодействия электрон-дырочной пары, аннигилирующей в одной точке пространства и одновременно появляющейся в другой точке. Ряд таких слагаемых учитывается в приближении случайных фаз (ПСФ).

Энергетические вклады (а), (b) и (с) в дисперсию магнитоэкситонов в состояниях целочисленного КЭХ могут быть учтены в приближении Хартри-Фока (ПХФ) [36, 37].

Большинство характерных особенностей дисперсии оказывается возможным получить в поправках первого порядка малости по параметру $r_c = E_c/\hbar\omega_c$, а в некоторых частных случаях требуется второй порядок теории возмущений (см. раздел 1.7). В первом порядке все поправки к энергии имеют масштаб $E^{(1)} \sim \hbar\omega_c r_c \sim e^2/\epsilon l_B \sim \sqrt{B}$, а во втором - $E^{(2)} \sim \hbar\omega_c r_c^2 \sim m^*e^4/\epsilon^2\hbar^2 \sim Ry^*$. Ряд теории возмущений сходится при условии $r_c \ll 1$.

Однако вне зависимости от силы кулоновского взаимодействия и степени искажения основного состояния ДЭС, в квантующем магнитном поле остаются справедливыми определенные симметричные аргументы касательно энергии простейших коллективных возбуждений. Так, общеизвестна теорема Кона [38] о нулевом многочастичном вкладе в энергию магнитоплазмона (МР) при малых импульсах $k = 0$. Отклонение энергии МР от циклотронной энергии возможно увидеть в длинноволновом пределе из-за плазменного вклада. Причем, теоретически предсказано [39], что даже при большой величине параметра r_s плазменный вклад все так же хорошо описывается в гидродинамическом приближении $E_{MP} = \hbar\sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2(k)}$.

Второй важный симметричный аргумент состоит в том, что энергия внутриуровневого спинового экситона (SE) при $k = 0$ не содержит многочастичного вклада, а определяется одночастичной зеемановской энергией (теорема Лармора [40]). Это обстоятельство с высочайшей точностью проявляется в экспериментах по электронному парамагнитному резонансу на самых различных гетероструктурах, что позволяет извлекать одночастичный g -фактор независимо от масштаба кулоновского взаимодействия [41, 42].

Характерные особенности дисперсий магнитоэкситонов можно проиллюстрировать на примере низкоэнергетических возбуждений с $\delta n = 0$ и 1. Возбуждения с $\delta n = 1$ будут ещё называться циклотронными, поскольку наибольший вклад в их энергию вносит циклотронная энергия.

В случае, когда в основном состоянии системы число заполненных подуровней с противоположными направлениями спинов неодинаково ($\nu_\downarrow = \nu_\uparrow + 1$), основное состояние имеет ферромагнитное упорядочение. В нём всегда суще-

стствует одна ветвь спиновых экситонов SE с $\delta n = 0$, $\delta S_z = 1$. Когда $\nu_\uparrow = 0$, т.е. заполнен только нижайший спиновой УЛ, существует единственная ветвь возбуждений зарядовой плотности - магнитоплазмон и одна циклотронная ветвь возбуждений с переворотом спина - циклотронный спин-флип экситон CSFE (Рис. 1.6b). Если имеются электроны с обеими проекциями спина, то к магнитоплазмону добавляется ещё одно возбуждение зарядовой плотности с $\delta n = 1$ и $\delta S_z = 0$, длинноволновая дисперсия которой квадратична. Помимо этого существуют два циклотронных спиновых возбуждения [43] с $\delta n = 1$ и $\delta S_z = +1$.

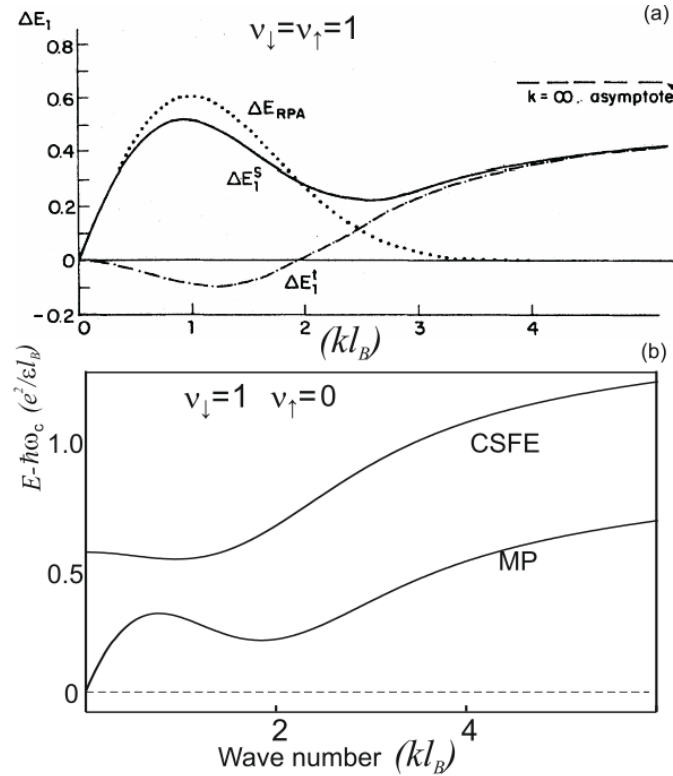


Рисунок 1.6: (a) энергетические сдвиги (в единицах $e^2/\epsilon l_B$) дисперсий спин-синглетного (сплошная линия) и спин-триплетного (штрих пунктирная линия) возбуждений относительно циклотронной энергии в состоянии с равным заполнением двух спиновых состояний $\nu_\downarrow = \nu_\uparrow = 1$. Данные из [36]. (b) дисперсии двух циклотронных возбуждений в состоянии с $\nu_\downarrow = 1$, $\nu_\uparrow = 0$. Данные из [44].

При четных факторах заполнения, когда в основном состоянии оба спиновых подуровня одинаково заполнены, невозможны спиновые экситоны (переходы с $\delta n = 0$). Нижайшими по энергии являются циклотронные возбуждения. В этом случае коллективные возбуждения можно классифицировать как синглетные и триплетные. Синглетная ветвь $E_1^s(\mathbf{k})$ при $\delta n = 1$ представляет собой магнитоплазмон. Триплетные возбуждения отвечают возмущениям спиновой плотности - с центральной компонентой $E_1^t(\mathbf{k})$ и боковыми, отщепленными от

неё на чистую зеемановскую энергию $\pm E_z$. Расчетные дисперсии синглетной и триплетной мод показаны на Рис.1.6а. При $k \rightarrow \infty$ кулоновские поправки к энергиям возбуждений выходят на константу, определяемую изменением обменной энергии электрона при переходе на следующий УЛ. В длинноволновом пределе поправки первого порядка малости по r_c для триплетных возбуждений равны нулю, но существенными оказываются поправки второго порядка, имеющие отрицательный знак и понижающие энергию возбуждений [45].

Строго говоря, коллективные возбуждения в ДЭС можно рассматривать как двухчастичные только для случаев МР ($\delta n = 1, \delta S_z = 0$) и SE ($\delta n = 0, \delta S_z = 1$), что отмечалось в [36, 46]). При отсутствии примесей и при $T = 0$ МР и SE - возбуждения с бесконечным временем жизни из-за отсутствия каналов распада, поскольку не существует других возбужденных состояний ДЭС с такими же энергией, импульсом и спином.

В случае нецелочисленных факторов заполнения нет строгого решения не только для возбужденных, но и для основного состояния ДЭС. Для некоторых несжимаемых состояний из Лафлиновской серии $\nu = 1/3, 1/5, \dots$ расчет спектров возбуждений возможен в обобщенном одномодовом приближении [37, 47], в котором используется ПХФ, но дополнительно учитываются корреляции в основном состоянии через парную корреляционную функцию (структурный фактор) [48].

1.5.2 Метод экситонного представления

В случае комбинированных возбуждений $\delta n \geq 1$ и $\delta S_z \geq 1$ одномодовое приближение неточно, и необходимо учитывать распад магнитоэкситонов на другие возбуждения с выполнением законов сохранения. Такие процессы влияют не только на время жизни комбинированных магнитоэкситонов, но и на их дисперсионные зависимости. В этом случае следует говорить о многоэкситонных комплексах, которые невозможно описать в вышеописанном одномодовом приближении, но для них удалось разработать отдельный аппарат теории возмущений - метод *экситонного представления*.

Вместо фермиевских операторов рождения электрона, в экситонном представлении используются экситонные операторы, действие которых на основное

состояние дает базис экситонных состояний [49, 50]. Основное преимущество экситонного представления состоит в том, что в новом базисе часть кулоновского взаимодействия диагонализуется, и лишь недиагональная часть рассматривается в качестве возмущения. В результате, уже в нулевом приближении, имеются зависящие от k кулоновские поправки в энергию возбуждений, а спектр экситонных состояний невырожден.

Эти состояния создаются экситонными операторами, действующими на "вакуум", описывающий основное состояние. Операторы рождения/уничтожения магнитоэкситонов даются соотношениями:

$$\hat{Q}_a^+ b_{\mathbf{q}} = \frac{1}{\sqrt{N_s}} \sum_p \exp(-iq_x p l_B) b_{p+q_y l_B/2}^+ a_{p-q_y l_B/2}, \quad \hat{Q}_{ab\mathbf{q}} \equiv \hat{Q}_{ba-\mathbf{q}}^+, \quad (1.14)$$

где a_p^+ и b_p^+ - фермиевские операторы в состояниях с внутренним квантовым числом p в калибровке Ландау для векторного потенциала магнитного поля. Индексы a и b обозначают одноэлектронные состояния с различными орбитальными и спиновыми индексами УЛ: $a = (n_a, \sigma_a)$. Одночастичная энергия электронов на УЛ дается выражением (1.7).

Базис экситонных состояний вводится действием цепочки операторов рождения на "экситонный вакуум" (целое число заполненных УЛ). Например, одноэкситонные или двухэкситонные:

$$|ab; \mathbf{q}\rangle = \hat{Q}_{ab\mathbf{q}}^+ |0\rangle, \quad |ab\mathbf{q}_1; cd\mathbf{q}_2\rangle = \hat{Q}_{ab\mathbf{q}_1}^+ \hat{Q}_{cd\mathbf{q}_2}^+ |0\rangle. \quad (1.15)$$

Энергию и дисперсию возбужденных состояний можно найти, используя гамильтониан системы, выраженный в терминах экситонных операторов:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \sum_a \sqrt{N_s} Q_{aa0}^+ \left[\hbar\omega_c \left(n_a + \frac{1}{2} \right) - \frac{|g\mu_B B|}{2} (\delta_{\sigma_a, \uparrow} - \delta_{\sigma_a, \downarrow}) \right] + \\ & + \sum_{\mathbf{q}, abcd} \frac{1}{2q} \left(h_{n_a n_b \mathbf{q}} \delta_{\sigma_a \sigma_b} \hat{Q}_{ab\mathbf{q}}^+ \right) \times \left(h_{n_c n_d -\mathbf{q}} \delta_{\sigma_c \sigma_d} \hat{Q}_{cd-\mathbf{q}}^+ \right) - \\ & - \frac{1}{\sqrt{N_s}} \sum_{\mathbf{q}, ab} \frac{1}{2q} |h_{n_a n_b \mathbf{q}}|^2 Q_{bb0}^+, \end{aligned} \quad (1.16)$$

где первое слагаемое соответствует одночастичной энергии частиц на УЛ, а остальные - кулоновскому взаимодействию. В них использованы стандартные "рабочие" функции экситонного представления:

$$h_{kn\mathbf{q}} = \left(\frac{k!}{n!}\right)^{1/2} e^{-q^2/4} \left(-\frac{i}{\sqrt{2}}(q_x - iq_y)\right)^{n-k} L_k^{n-k}(q^2/2), \quad (1.17)$$

а $L_k^{m-k}(x)$ - присоединенные полиномы Лагерра.

Экситонные операторы, не принадлежащие к типу Бозе или Ферми, тем не менее, удовлетворяют определенным правилам коммутации, образующим алгебру Ли:

$$\begin{aligned} [\hat{Q}_{cd\mathbf{q}_1}^+; \hat{Q}_{ab\mathbf{q}_2}^+] &= \frac{1}{\sqrt{N_s}} \times \\ &\times \left(\exp\left[-\frac{i}{2}(\mathbf{q}_1 \times \mathbf{q}_2)_z\right] \delta_{b,c} \hat{Q}_{ad\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2}^+ - \right. \\ &\left. - \exp\left[\frac{i}{2}(\mathbf{q}_1 \times \mathbf{q}_2)_z\right] \delta_{a,d} \hat{Q}_{cb\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2}^+ \right). \end{aligned} \quad (1.18)$$

Знание коммутационных соотношений и вида гамильтониана достаточно, чтобы для любого вида основного состояния целочисленного КЭХ диагонализировать энергетический спектр и получить явное выражение для энергий и структуры коллективных возбуждений.

Для реальных квазидвумерных ДЭС вычисления кулоновского взаимодействия необходимо проводить с учетом нелокальности волновых функций электронов поперек 2D-слоя, например, в квантовых ямах. Это обстоятельство учитывается посредством введения в Фурье-компоненту кулоновского потенциала геометрического форм-фактора [6]: $\bar{v}(q) = 2\pi e^2 F(q)/\varepsilon q$, где форм-фактор $F(q)$ определяется из z -компоненты волновых функций электронов $\psi(z)$ следующим образом:

$$F(q) = \int_0^\infty dz \int_0^\infty dz' |\psi(z)|^2 |\psi(z')|^2 e^{-q|z-z'|}. \quad (1.19)$$

Множитель $F(q) \leq 1$, и поэтому отклонение от двумерности приводит к некоторому смягчению кулоновского взаимодействия для Фурье-компонент с $qd_{wf} \gtrsim 1$, где d_{wf} - характерная ширина волновой функции.

Метод экситонного представления при целочисленных ν и в пределе больших магнитных полей незаменим для расчета кулоновских поправок выше первого порядка, которые в некоторых случаях существенны (раздел 1.7). Но и даже в вычислении вкладов первого порядка малости даёт асимптотически точный результат расчета спектров возбуждений, который не полностью учтён в одномодовом приближении. Так, например, в вышеупомянутом случае квантово-холловского ферромагнетика $\nu = 1$ (и особенно $\nu = 1/3$) существенный вклад в возбуждение CSFE вносит двухэкситонная компонента, образованная связанными магнитоплазмонами и спиновыми экситонами с тем же суммарным набором квантовых чисел [51]:

Структура возбуждения CSFE трансформируется следующим образом:

$$|\text{CSFE}\rangle_{\mathbf{k}} \Rightarrow |\text{CSFE}\rangle_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{q}} \psi(q) |\text{SE}\rangle_{\mathbf{q}} |\text{MP}\rangle_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}, \quad (1.20)$$

где $\psi(q)$ - весовая функция, которую можно найти самосогласованно.

Энергия CSFE, рассчитанная в двухмодовом приближении, значительно улучшает согласие теории с экспериментальными данными для квантово-холловских ферромагнетиков [52]. Участие двухмодовых компонент хорошо ощущается при отклонении от несжимаемых состояний $\nu = 1$ и $\nu = 1/3$, когда CSFE становится нестабильным к распаду, и его время жизни быстро затухает [53].

Многоэкситонные поправки становятся ещё более актуальными при увеличении смешивания УЛ, когда параметр $r_c \sim 1$, а кулоновское взаимодействие смешивает магнитоэкситоны с различными орбитальными квантовыми числами.

1.5.3 Смешивание уровней Ландау и статически экранированное приближение Хартри-Фока

Вышеописанные аналитические подходы к моделированию состояний КЭХ неприменимы к сильнодействующим ДЭС при значениях параметра $r_s \gtrsim 1$, которые реализуются в ряде материальных платформ: Si, AlAs, ZnO, графен и других. Значительное смешивание УЛ приводит к неопределенности

как в характере корреляций, так и в самой структуре основного состояния ДЭС. Тем не менее, перераспределение электронов между УЛ не отменяет существования несжимаемых состояний холловских изоляторов. Строгое аналитическое решение задачи с сильным смешиванием УЛ до сих пор отсутствует, однако существуют приёмы для оценки влияния виртуальных переходов между УЛ, например, посредством учёта эффективной поляризуемости ДЭС. В одном из приёмов [54] взаимодействие между электронами на УЛ рассматривается в экранированном виде через введение эффективной диэлектрической проницаемости в Фурье-компоненту двумерного кулоновского потенциала

$$V(q) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon q \epsilon(q)}. \quad (1.21)$$

Для оценочных вычислений статическая проницаемость $\epsilon(q)$ может быть взята в приближении случайных фаз, а сами многочастичные вклады в энергии ДЭС считаться по вышеприведенным формулам для слабовзаимодействующих систем. Плюсами этого, так называемого, *статически экранированного* приближения Хартри-Фока являются сохранение классификации холловских состояний, коллективных возбуждений и возможность давать разумные оценки для энергии многочастичного взаимодействия. Очевидным минусом является то, что экранирующая диэлектрическая функция берется в весьма грубом приближении, не учитывает реальную структуру основного состояния, характер корреляций. Тем не менее этот подход успешно использовался ранее в задачах о сильно взаимодействующих электронах в режиме КЭХ в графене, ZnO и других случаях [55, 56].

1.6 Квантово-холловские ферромагнетики

1.6.1 Обменная энергия и коллективные спиновые возбуждения

В основном состоянии КЭХ при $\nu = 1$ и при $r_s \ll 1$ электроны целиком заселяют нижний спиновой УЛ, и все спины ориентированы вдоль магнитного поля. При одинаковом спине и кулоновском взаимодействии электроны обла-

дают обменной энергией, величина которой может значительно превосходить зеемановскую энергию (например, при малом g -факторе в GaAs $g \sim -0.4$), что обеспечивает устойчивость ферромагнитной конфигурации. Строгая многочастичная теория для состояния КЭХ $\nu = 1$ развита пока только в случае относительно слабого кулоновского взаимодействия [34, 37].

Нижайшим по энергии нейтральным возбуждением в такой системе является внутриуровневый спиновой экситон. Характер спиновых экситонов меняется от коллективного в длинноволновом пределе $kl_B \sim 0$ к одночастичному в коротковолновом пределе $kl_B \rightarrow \infty$, где он представляет собой пару разнесенных на бесконечное расстояние электрона с перевернутым спином и дырки на начальном уровне. Чтобы создать такое возбуждение необходима энергия, равная сумме зеемановской и обменной энергий, поскольку при перевороте спина электрон утрачивает энергию обмена с другими электронами. Обменный вклад приводит к увеличению эффективной спиновой щели: $E_{SE}(\infty) = g^* \mu_B B + |\Sigma_0|$, где $\Sigma_0 \sim \sqrt{\pi/2} e^2 / \epsilon l_B$ - удельная обменная энергия электронов в основном состоянии. Спиновую щель можно описывать посредством обменно-усиленного g -фактора:

$$g^{exch} = \frac{E_{SE}(\infty)}{\mu_B B} = g^* + \left| \frac{\Sigma_0}{\mu_B B} \right|. \quad (1.22)$$

Прямой метод измерения обменно-усиленного спинового расщепления является метод активационного транспорта. Магнитотранспортными и магнито-емкостными методами было показано, что при $\nu = 1$ активационная щель для ДЭС в GaAs действительно усилена обменным вкладом, но зависит от магнитного поля не квадратно-корневым образом, а окололинейным [57–60]. Этот факт противоречит теоретическим предсказаниям в рамках ПХФ, а абсолютные значения обменной щели оказались на порядок меньше предсказанных. Причины для отклонений от модели были связаны с влиянием остаточного беспорядка, вызывающего преждевременную ионизацию SE, смешиванием УЛ и также возможностью формирования топологических возбуждений скирмион-антискирмионных пар. Тем не менее из-за нестыковок с теорией, потребовались альтернативные методы зондирования обменного взаимодействия в холловском ферромагнетике.

В высококачественных ДЭС на основе GaAs при $\nu = 1$ истинный обменный вклад был выявлен с помощью неупругого рассеяния света на циклотронных спин-флип экситонах CSFE [61,62]. При $\nu = 1$ энергия CSFE состоит из нескольких принципиальных слагаемых:

$$E_{CSFE}(k) = \hbar\omega_c + g^*\mu_B B + \Delta(k, B), \quad (1.23)$$

многочастичный вклад $\Delta(k, B)$ положительный при всех импульсах и определяется ферромагнитной обменной энергией [37,51]. Согласно теории возмущений для $r_s \lesssim 1$ (применимо для ДЭС в GaAs) эта энергия при $k = 0$ составляет примерно половину от $|\Sigma_0|$ за счет отрицательного вклада от кулоновской связи экситона, и по этой же причине наблюдается немонотонная дисперсия возбуждения (Рис.1.6b).

В GaAs величина $\Delta(k, B)$ при концентрациях ДЭС $n_s \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ превышает зеемановскую энергию более чем на порядок. Существенным оказывается то, что эта величина почти бездисперсионна до импульсов $kl_B \sim 1$, что делает CSFE устойчивым к влиянию случайного потенциала в системе на расстояниях, превышающих магнитную длину.

Для реальных ДЭС вычисления необходимо проводить с учетом нелокальности волновых функций электронов поперек 2D-слоя, например, в квантовых ямах. Отклонение от двумерности приводит к некоторому смягчению кулоновского взаимодействия при $l_B \lesssim d_{QW}$, где d_{QW} - ширина квантовой ямы, что становится заметно в пределе больших магнитных полей. Строго это обстоятельство учитывается посредством введения в Фурье-компоненту кулоновского потенциала геометрического форм-фактора [62].

Измеренная зависимость энергии $\Delta(0, B)$ от магнитного поля в GaAs квантовых ямах показана на Рис. 1.7а, и расчеты в ПХФ с учетом конечной ширины ДЭС прекрасно описывают эксперимент. Благодаря хорошему согласию удалось пересчитать данные по $\Delta(0, B)$ в значения обменно-усиленного g -фактора. Для этого использована аналитическая взаимосвязь между $\Delta(0, B)$ и $|\Sigma_0(B)|$ и формула 1.22. Полученная магнитополевая зависимость $g^{exch}(B)$, приведена пустыми символами на Рис. 1.7b. Обменно-усиленный g -фактор значительно

превышает магнитотранспортные данные (символы внизу) на порядок величины и имеет правильную функциональную зависимость.

В экспериментальном смысле оптический способ зондирования возбуждений оказался успешнее, поскольку для формирования длинноволнового CSFE достаточно иметь невозмущенный ферромагнитный порядок на масштабе нескольких магнитных длин. Всё это позволило подтвердить правомерность теории возмущений для учета многочастичного взаимодействия в КХФ.

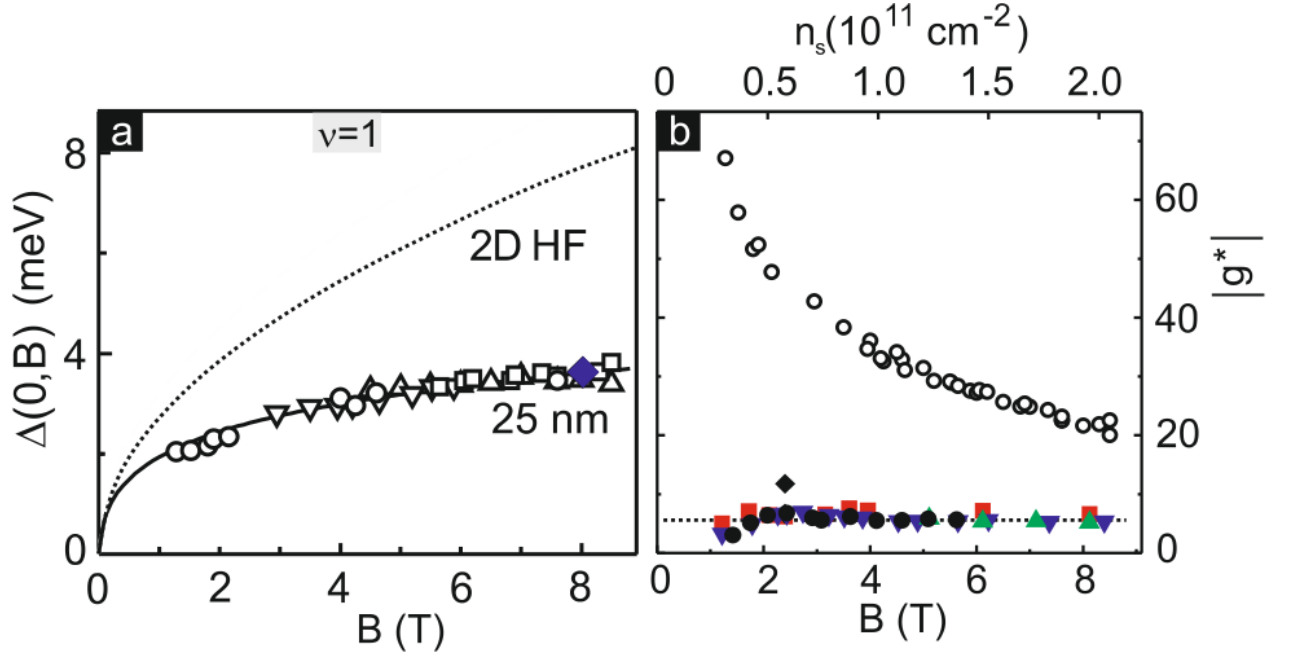


Рисунок 1.7: (а) Магнитополевая зависимость $\Delta(0, B)$ при $\nu = 1$ для квантовой ямы 25 нм. Экспериментальные данные показаны символами, сплошная кривая - расчет с учетом геометрического форм-фактора. Пунктирной линией показан расчет для идеального 2D случая. (б) Зависимость обменно-усиленного g -фактора электронов на 0-м УЛ от магнитного поля и электронной концентрации при $\nu = 1$, пересчитанная из $\Delta(0, B)$. Закрашенными символами показаны значения обменно-усиленного g -фактора, полученные в магнитотранспортных исследованиях [57–60].

Температурная стабильность КХФ $\nu = 1$ изучалась через изменение спиновой поляризации. Для этого применялись различные методы - в экспериментах по ядерному магнитному резонансу [63] и оптическому поглощению [64] наблюдалось плавное уменьшение усредненной степени спиновой поляризации при повышении температуры выше $T_Z = |g^* \mu_B B| / k_B$, соответствующей зеемановскому расщеплению. Аналогичный ответ был получен и по сигналу НРС на коллективном возбуждении CSFE - он начинал угасать только выше данной

критической температуры, связанной с рождением длинноволновых спиновых экситонов и их взаимодействием друг с другом. На Рис. 1.8 приведены экспериментальные данные по трём экспериментам, а штрих-пунктирной линией показан расчет температурной эволюции спиновой поляризации, выполненный в непрерывной квантовой теории поля гейзенберговского ферромагнетика [65]. Из анализа данных по энергии CSFE следовало также, что выше критической температуры плавление ферромагнитного порядка происходит неоднородно, а с остаточной доменной структурой. Было показано, что домены сохраняются до приблизительно вдвое более высоких температур, и в них ферромагнитный порядок и обменная энергия остаются практически неизменными [66].

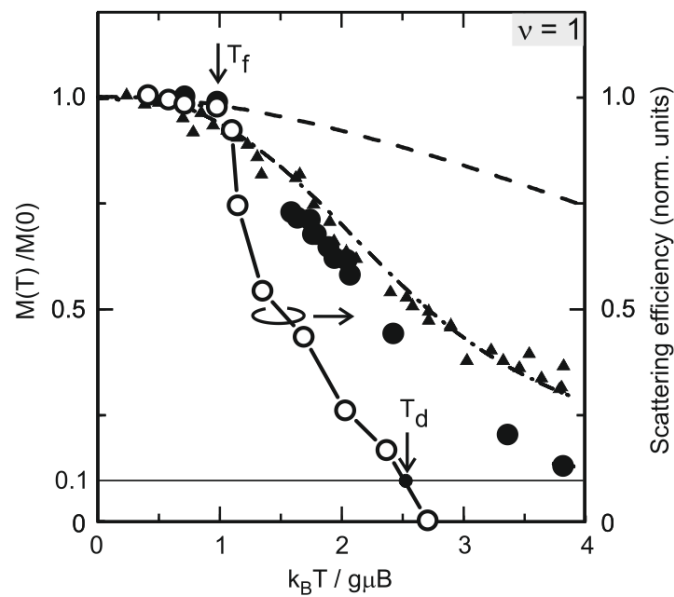


Рисунок 1.8: Температурная зависимость нормированной интенсивности пика CSFE в спектрах НРС в двумерных системах на основе GaAs при $\nu = 1$ (пустые кружки, правая шкала) [66]. Для сравнения показаны данные по температурной зависимости средней степени спиновой поляризации, полученные методами ЯМР (закрашенные круги) и оптического поглощения (треугольники), левая шкала [63, 64]. Штрих-пунктирная кривая соответствует теоретическому расчету в рамках $O(N)$ непрерывной квантовой теории поля гейзенберговского ферромагнетика [65].

1.6.2 Спин-текстурные возбуждения квантово-холловских ферромагнетиков

Куда более сложным образом происходит спиновая деполяризация ДЭС при отклонении фактора заполнения от $\nu = 1$ - магнитный порядок становится

ся топологически нетривиальным. Принято рассматривать модифицированное основное состояние как ферромагнетик с зарядовыми дефектами, которыми являются дополнительные электроны, либо дырки. В ДЭС на основе GaAs отношение обменной энергии к зеемановской может достигать двух порядков, и поэтому при малых отклонениях от ферромагнитных состояний КЭХ наиболее энергетически выгодным является формирование топологических спиновых текстур в основном состоянии - скирмионов [67, 68]. Скирмионы плавно деформируют ферромагнитный порядок, в виде вихреподобных спиновых конфигураций. Число K электронных спинов, вовлеченных в этот процесс, определяется параметром $\tilde{g} = E_z/\Sigma_0$. Идеальные скирмионы (Рис. 1.9а) могут существовать

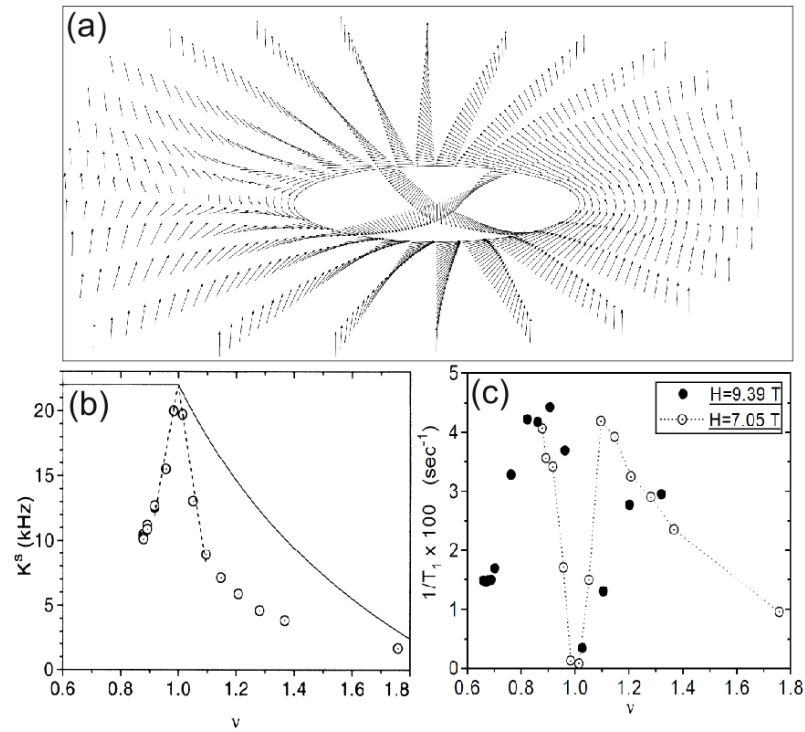


Рисунок 1.9: (а) схематическое изображение двумерного скирмиона большого радиуса (b) Спиновая поляризация ДЭС из ЯМР-эксперимента [63] - зависимость сдвига Найта от фактора заполнения в GaAs двумерных системах. $T = 1.55$ K, $B = 7.05$ Тл. Штриховая линия соответствует деполяризации по скирмионному сценарию с числом перевернутых спинов 3.6. (с) Скорость ядерной спиновой релаксации ЯМР $1/T_1$ в зависимости от фактора заполнения [69]. Скорость релаксации очень мала при $\nu = 1$, но резко возрастает при отклонении от $\nu = 1$ из-за присутствия низкочастотных спиновых возбуждений.

только при $\tilde{g} \rightarrow 0$, а в реальных ДЭС даже слабое зеемановское взаимодействие приводит к резкому уменьшению размера спиновых текстур [67, 70]. Так, при $\nu = 1$ и $\tilde{g} \sim 0.01$ (легко реализуем в GaAs) эффективное число перевернутых

спинов в текстурах составляет $K = 3 - 4$, но уже при $\tilde{g} \gtrsim 0.04$ текстуры менее выгодны, чем одиночные спин-флип возбуждения [71].

Для экспериментально достижимых параметров $K \sim 3$ разработана квантовая теория спин-текстурных квазичастиц (скирмионов малого радиуса), являющихся естественным обобщением классических скирмионов [72]. Образование скирмионов малого радиуса подтверждается экспериментами по ЯМР и оптическому поглощению [63, 73, 74] (Рис. 1.9b). Более поздние работы [75, 76], использующие трионный дихроизм для зондирования спиновой поляризации, подтверждают картину скирмионов малого радиуса при отклонении от ферромагнитного состояния $\nu = 1$.

Взаимодействие между спиновыми текстурами при факторах заполнения $\nu <> 1$, может приводить к неколлинеарному магнитному порядку в виде скирмионных решеток [77] с нарушенной спин-вращательной симметрией в плоскости. В таких магнитных конфигурациях возможно распространение бесщелевых спиновых голдстоуновских волн, которые в случае квадратной скирмионной решетки должны иметь линейную дисперсию в длинноволновом пределе [78]. Существование бесщелевых мод существенно меняет низкотемпературные процессы и приводит, например, к ускорению ядерной спиновой релаксации [69, 71] (Рис. 1.9c). Такие возбуждения можно изучать и напрямую - в экспериментах по НРС [79] обнаружены низкоэнергетические спиновые волны по обе стороны от $\nu = 1$ в условиях, благоприятных для скирмионного кристалла (параметр $\tilde{g} \sim 0.013$).

Однако убедительных доказательств существования скирмионного кристалла в холловском ферромагнетике с заряженными дефектами приведено не было. Более того, в эксперименте по НРС на GaAs системах дополнительная мягкая спиновая мода, отвечающая спин-текстурному магнитному порядку, наблюдалась [80] и в условиях далеко за пределом критерия существования скирмионов - при $\tilde{g} \sim 0.15 - 0.3$, и не только вблизи $\nu = 1$, но и в окрестности $\nu = 3$ (Рис. 1.10), где существование текстур является спорным даже при $\tilde{g} = 0$. В обоих случаях появление дополнительной спиновой волны в спектрах НРС при симметричных отклонениях от нечетных факторов заполнения вновь сигнализирует о нарушении вращательной симметрии и неколлинеарном спиновом упорядочении, но новая мода не является истинно голдстоуновским бозоном,

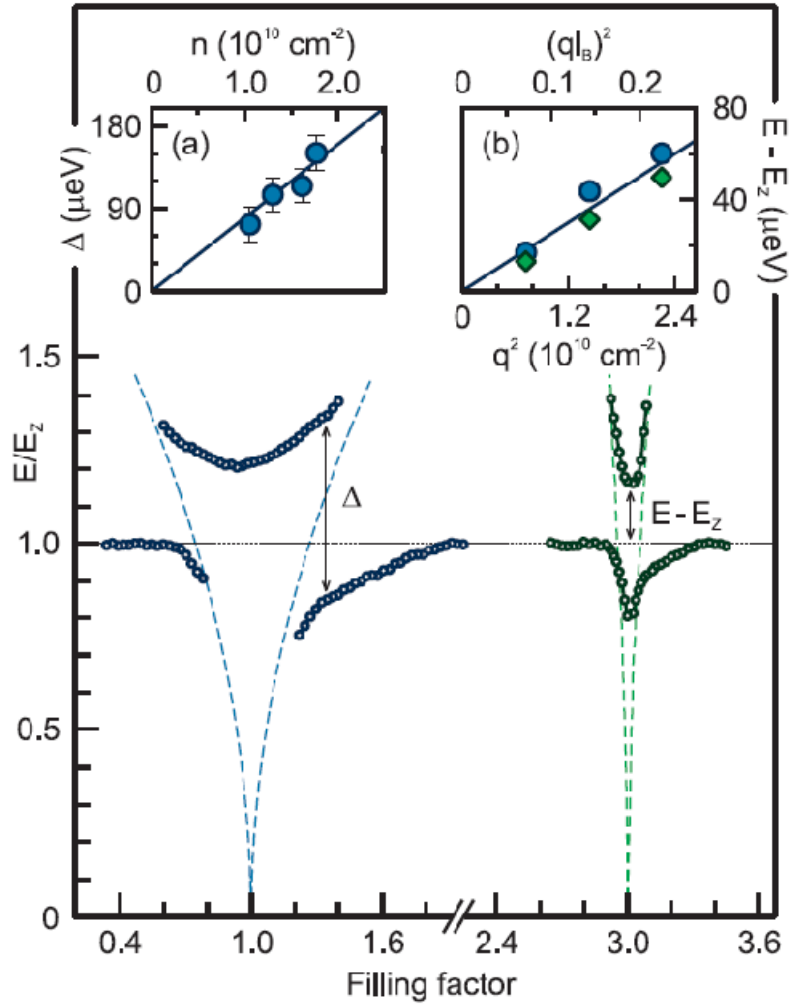


Рисунок 1.10: Энергии двух нижних спиновых мод в зависимости от фактора заполнения вблизи состояний $\nu=1$ и $\nu=3$ (светлые кружки). Пунктирной линией показана чистая зеемановская энергия. На вставке (а) показана зависимость минимального расщепления двух спиновых мод от концентрации ДЭС, измеренная при $\nu > 1$, и (б) экспериментальная дисперсия ларморовского спинового экситона при $\nu=1$ (кружки) и $\nu=3$ (ромбы). Данные из [80].

поскольку ее энергия остается конечной при $k = 0$ и взаимодействует с ларморовским спиновым экситоном.

Это показало, что физические объекты, аналогичные спиновым текстуррам, могут существовать и в пределе нулевого числа перевернутых спинов. На основании наблюдений спектра спиновых возбуждений с помощью методики НРС было выдвинуто предположение, что основным состоянием холловского ферромагнетика с зарядовыми дефектами является спин-текстурная жидкость (неколлинеарный ферромагнетик с ближним порядком). И хотя всеобъемлющей теории таких спиновых конфигураций не появилось, из эксперимента однознач-

но следует - наблюдение низкоэнергетических спиновых мод служит семафором возникновения неколлинеарного магнитного порядка.

1.7 Парамагнитные состояния КЭХ: свойства спиновых возбуждений при $\nu = 2$

При четных факторах заполнения нижайшими по энергии являются циклотронные спин-флип моды с $\delta n = 1$, $\delta S_z = 0, \pm 1$ (спиновой триплет CSFM, Рис. 1.11a). Рассмотрение кулоновского вклада в энергию всех компонент CSFM в первом порядке теории возмущений по параметру r_c дает нулевой результат, поскольку при равном заполнении спиновых состояний изменение обменной энергии при перевороте спина электрона компенсируется энергией связи магнитоэкситона. Тем не менее оказалось, что имеется отрицательный многочастичный вклад в энергию CSFM и он может быть получен уже во втором порядке теории возмущений.

В работах [81, 82] методом НРС исследовались CSFM при четных целочисленных факторах заполнения $\nu = 2, 4, 6$. В спектрах наблюдались три линии с расщеплением, соответствующим зеемановской энергии E_z . При этом энергетическое положение центра триплета оказалось смещенным ниже циклотронной энергии. Измерения данного возбуждения при различных магнитных полях, но с фиксированным фактором заполнения $\nu = 2$, показали, что величина кулоновского сдвига практически постоянна в широком диапазоне полей (Рис. 1.11b) и также не зависит от импульса и слабо зависящим от импульса (спектры на вставке). И хотя в малых магнитных полях многочастичный вклад сдвигает энергию CSFM существенно ниже $\hbar\omega_c$, в квантовых ямах на основе GaAs в изученном диапазоне концентраций ДЭС эта энергия не достигает нуля и не приводит к спонтанному ферромагнитному переходу.

Аналитическое вычисление поправок второго порядка к энергиям CSFM возбуждений было выполнено в рамках экситонного представления [45]. Суммированием всех диаграмм второго порядка по кулоновскому взаимодействию

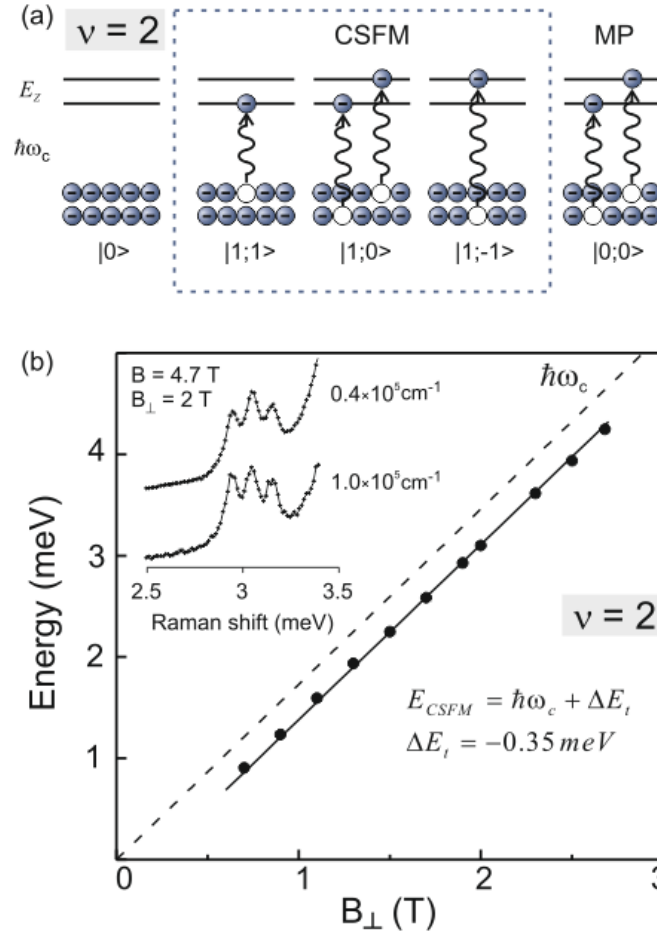


Рисунок 1.11: (а) Слева направо: основное состояние $\nu = 2$; спин-триплетное возбуждение CSFM; магнитоплазмон MP. Снизу отмечены спиновые квантовые числа. (б) Зависимость энергии центра триплета CSFM от перпендикулярного магнитного поля при $\nu = 2$. Экспериментальные точки аппроксимированы сплошной прямой линией, а штриховой линией показана циклотронная энергия электронов в GaAs. На вставке приведены спектры триплетного возбуждения при двух разных значениях импульса. Данные из [82]

было получено следующее выражение для энергии CSFM при $\nu = 2$ и $k = 0$:

$$\Delta E_{\nu=2}^{CSFM}(0) = - \sum_{n=2}^{\infty} \frac{2 - 2^{2-n}}{n(n^2 - 1)n!} \int_0^{\infty} dq q^{2n+3} V(q)^2 e^{-q^2} \quad (1.24)$$

в единицах $r_c^2 \hbar \omega_c = 2Ry^*$. В идеальной двумерной системе $\Delta E_{\nu=2}^{CSFM}(0) = (\ln 2 - 1)/2$. А для экспериментальных условий Рис. 1.11b, при коррекции на ширину квантовой ямы и с учетом величины Ридберга в GaAs $Ry^* = 5.67$ мэВ численный ответ составляет $\Delta E \approx -0.47$ мэВ в разумном согласии с экспериментом.

Помимо пониженной энергии в $k = 0$, CSFM при $\nu = 2$ обладает интереснейшим свойством - наличием магниторотонного минимума в дисперсии при $k \sim 1/l_B$. Такие магнитоэкситоны обладают не просто минимальной энергией, но и одновременно - большой плотностью состояний, большим волновым вектором и единичным спином. Для слабонеидеального газа таких квазичастиц с диполь-дипольным взаимодействием были проведены теоретические оценки вириальных поправок к энергии, которые оказались отрицательными и потому способствуют притяжению, сгущению плотности CSFM, переходу в когерентное состояние [83].

Ещё более важное обстоятельство связано со временем жизни CSFM в магниторотонном минимуме. Из-за большого импульса, единичного спина и минимально возможной энергии у таких возбуждений в чистой ДЭС практически не существует каналов распада, поскольку любые комбинации более примитивных магнитоэкситонов с тем же набором квантовых чисел имеют существенно большую энергию. Кроме того, из-за наличия спина CSFM являются "тёмными" экситонами. Теоретический анализ показал [83], что единственным безызлучательным каналом релаксации спин-триплетного экситона в основное состояние является испускание высокочастотных акустических фононов при наличии спин-орбитальной связи.

Экспериментально кинетику CSFM удалось исследовать методом фотоиндуцированного резонансного отражения [84]. В этой методике сперва оптическим импульсом создавался неравновесный ансамбль магнитоэкситонов, а затем вторым лазером зондировалась их кинетика по релаксации заселенности УЛ. В самых совершенных GaAs системах оказалось, что нижайшее спин-триплетное возбуждение CSFM релаксирует в основное состояние за десятки или даже сотни микросекунд (Рис. 1.12a,b).

Благодаря столь длительным временам релаксации, метод оптической накачки оказывается эффективным для генерации CSFM с концентрациями, достаточными для проявления их коллективных бозе-свойств. При низких температурах $T \sim 1$ К плотный неравновесный ансамбль долгоживущих спин-триплетных возбуждений (CSFM₋₁) демонстрирует как резкое уменьшение вязкости, так и резкое усиление отклика на внешнее электромагнитное поле. Температурная зависимость времени релаксации CSFM, пороговое увели-

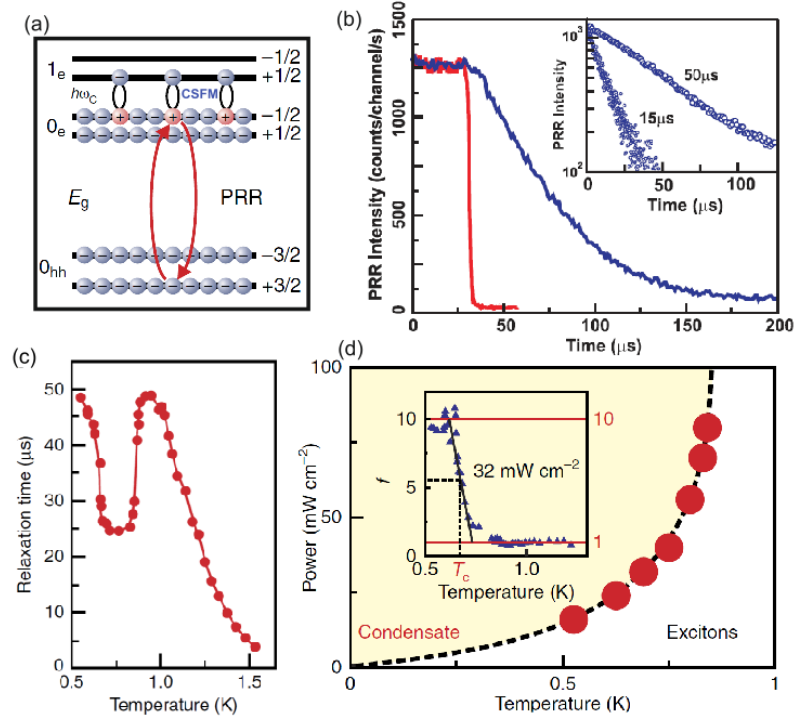


Рисунок 1.12: (а) Иллюстрация процесса фотоиндуцированного резонансного отражения на ДЭС в гетероструктурах GaAs в режиме КЭХ $\nu = 2$ и рождением ансамбля спиновых возбуждений CSFM. Межзонные переходы указаны с учетом угловых моментов тяжелых дырок. (b) Пример кривой затухания сигнала фотоиндуцированного резонансного отражения. На вставке показаны декременты затухания для разных GaAs- образцов при параметрах $B = 4$ Тл и $T = 0.45$ К. Концентрация ДЭС составляет $2.0 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. (c) Температурная зависимость времени релаксации CSFM $\tau(T)$ (точки). (d) Фазовая диаграмма конденсации CSFM при $\nu = 2$, в которой имеются области некогерентного газа и конденсата CSFM. На вставке показано, как выбиралась критическая температура (половина высоты порога возрастания силы осциллятора). Данные из [84]

чение силы осциллятора и фазовая диаграмма ансамблей CSFM показаны на Рис. 1.12с,d. Наблюдаемые эффекты связаны с формированием сверхпоглощающего состояния, когерентно взаимодействующего с электромагнитным полем. Одновременно электроны ниже уровня Ферми образуют сверхизлучающее состояние. Конденсация CSFM происходит в обратном пространстве, в окрестности магнито-ротонного минимума. Плотность магнитоэкситонов в конденсате достигает макроскопических значений, лишь на порядок меньших, чем плотность квантов магнитного потока в системе. Это означает, что среднее расстояние между CSFM близко к трем магнитным длинам. Таким образом, ансамбль долгоживущих CSFM явился, после экситонов в двухслойных электронных си-

стемах [85], вторым примером плотной бозевской системы в вырожденном двумерном ферми-газе, в котором проявляется эффект конденсации.

1.8 Сильнокоррелированные двумерные электронные системы в гетероструктурах $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$

1.8.1 Строение и физические параметры гетероструктур $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$

В последние два десятилетия возник значительный интерес к изучению фундаментальных свойств широкозонных полупроводниковых материалов. Одним из центральных направлений является разработка оптических устройств, которые работают в диапазоне длин волн от синего до ультрафиолетового, и в последнее время внимание расширилось на оксидные системы, такие как ZnO и его твердые растворы - например, в $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ ширина запрещенной зоны может плавно варьироваться в зависимости от количества x Mg [86, 87]. В процессе оптимизации качества выращенных тонких пленок ZnO приятной неожиданностью стало возникновение двумерной электронной системы вблизи гетерограницы MgZnO и ZnO [88]. В настоящее время такие гетероструктуры достигли уровня качества, при котором наблюдается дробный квантовый эффект Холла [89, 90] и даже симптомы Вигнеровской кристаллизации при $r_s \sim 35$. Таким образом, этот тип гетероструктур представляет собой новую платформу для изучения сильно-коррелированных двумерных электронов.

Активное использование монокристаллических подложек ZnO для выращивания эпитаксиальных пленок стало возможным лишь после 2003 года из-за их высокой стоимости, дефицита, загрязнения литием и иных причин. Кроме того, необходимо было разработать метод подготовки поверхности монокристаллических подложек ZnO к эпитаксиальному росту.

Многие свойства ZnO обусловлены его кристаллическим строением (решетка типа вюрцита). В этой кристаллической структуре (Рис. 1.13) атомы цинка смещены относительно центра октаэдра с кислородом в вершинах, и кристалл

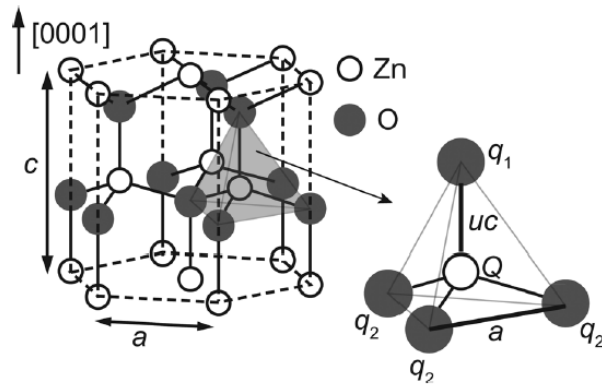


Рисунок 1.13: Кристаллическая структура типа вюрцита ZnO. Сплошные и незакрашенные кружки соответствуют атомам кислорода и цинка.

не обладает симметрией инверсии, проявляя большую спонтанную электрическую поляризацию вдоль направления $[0001]$. Из-за энергетической стабильности Zn-полярной (0001) или O-полярной $(000\bar{1})$ поверхностей, эти ориентации предпочтительны для исследований тонких пленок ZnO. Кристаллы MgO обладают аналогичными структурными особенностями, близким значением постоянной решетки (с отличием от ZnO $< 0.1\%$), но зато большей шириной запрещенной зоны и отличающимся значением объемной электрической поляризации. Гетеропереход между ZnO и твердым раствором $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ обладает уникальными свойствами, и прежде всего - формированием высокоподвижной двумерной электронной системы в слое ZnO вблизи гетерограницы.

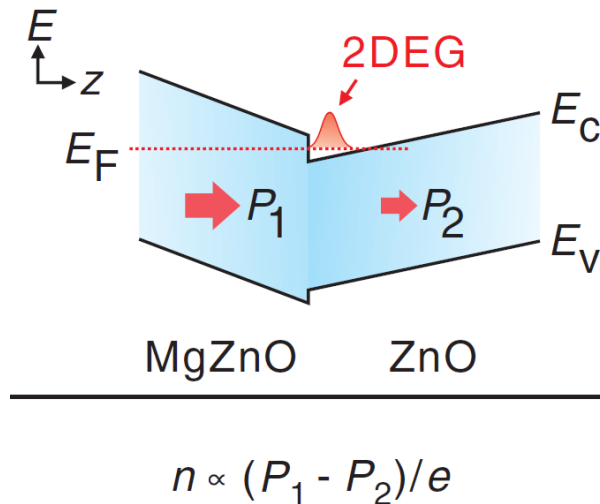


Рисунок 1.14: Формирование двумерного канала в гетероструктуре MgZnO/ZnO. Зонная диаграмма в окрестности интерфейса.

Механизм образования ДЭС в этих гетероструктурах отличается тем, что не требует легирования примесями или приложения внешних полей - проводящий

канал ДЭС естественным образом формируется при образовании интерфейса (Рис. 1.14). В отсутствие заряженных адсорбентов на поверхности спонтанные поляризации ZnO и $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ генерируют нефизически большое внутреннее электрическое поле, достигающее 5×10^6 В/см. Это сильное электрическое поле обычно компенсируется поверхностными адсорбентами, хотя точный механизм релаксации потенциала еще не до конца изучен. Нескомпенсированные заряды также остаются на интерфейсе $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ из-за разницы в величине поляризации двух слоев, что в свою очередь приводит к формированию поверхностного заряда $n \sim (P_1 - P_2)/e$ и большому внутреннему электрическому полю. Если структурный беспорядок в чистых эпитаксиальных слоях подавлен, то единственным способом компенсации электрического поля в глубине кристалла оказывается перераспределение заряда между поверхностью гетероструктуры и интерфейсом, и соответственно - формирование проводящего электронного канала. Экспериментально обнаружено, что высокоподвижные электроны накапливаются вблизи интерфейса, это подтверждается совпадением плотности носителей, измеренной по эффекту Холла, и рассчитанной из разницы величины поляризации при разных долях Mg в барьере. Именно конечная доля Mg определяет скачок поляризации и, следовательно, поверхностную плотность заряда [88]. При этом нелегированная гетероструктура лишена преднамеренно включенных заряженных центров, так как Mg^{2+} вплавляется в $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ и остается изовалентным с Zn^{2+} . В технологии эпитаксиального роста применяется множество ухищрений, чтобы уменьшить концентрацию непреднамеренных примесей и сохранить стехиометрический баланс [87].

Качество гетероструктур и параметры ДЭС в них непрерывно совершенствовались последние 15 лет, и прорыв в увеличении электронных подвижностей был достигнут в разработках лидирующей группы (из Университета Токио) по исследованию таких гетероструктур. На Рис. 1.15 показана зависимость μ от n для образцов за десятилетний период. Каждое поколение являлось воплощением новой технологии роста. Для всех поколений подвижность имеет пиковое значение для определенного n и снижается при отклонении в обе стороны. Это связано с изменением характера рассеяния носителей. Современный уровень технологий позволяет получать образцы с $\mu > 10^6$ см²/Вс для $n \sim 0.2 \cdot 10^{11}$ см⁻². Для изучения тонких квантовых явлений на таких гетерострук-

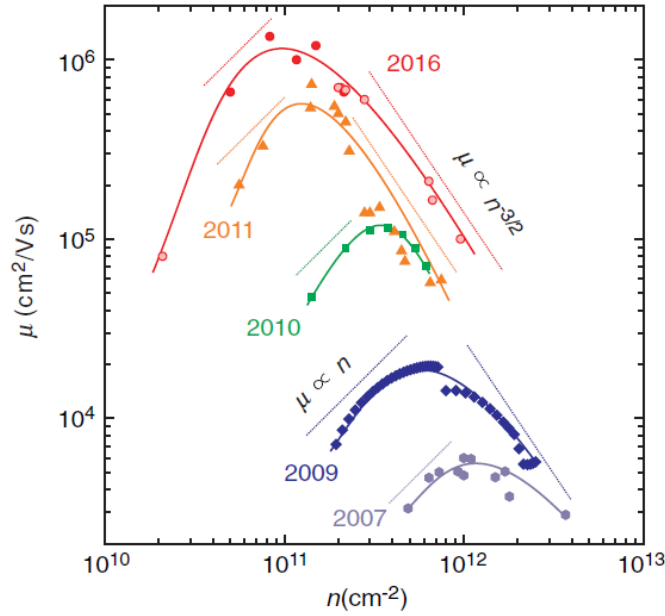


Рисунок 1.15: Электронная подвижность μ как функция концентрации ДЭС n для последних поколений гетероструктур MgZnO/ZnO . На этом рисунке направляющие $\mu \sim n$ и $\mu \sim n^{-3/2}$ обусловлены, соответственно, механизмами рассеяния на заряженных примесях и рассеяния на случайных включениях Mg вблизи гетерограницы. [2]

турах важно иметь в виду поверхностную неоднородность концентрации сформированной ДЭС, которая определяется погрешностями в стехиометрической доли Mg в процессе эпитаксиального роста и имеет масштаб $\sim 3\%$ на участке поверхности ~ 3 мм.

Сам профиль ограничивающего потенциала для ДЭС в гетероструктурах $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ сильно зависит от доли Mg в барьере. Треугольная форма потенциала задается величиной разрыва дна зоны проводимости на интерфейсе, наклоном электрического поля от положительного заряда на интерфейсе и изгибом потенциала по толщине слоя ДЭС. На Рис. 1.16а красными символами показано увеличение ширины запрещенной зоны $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ как функция x , при этом в гетеропереходе $\sim 84\%$ этой величины приходится на скачок зоны проводимости. На панели (b) приведено сравнение расчетных данных по скачку величины поляризации, пропорциональной доли x атомов Mg, и измеренных по эффекту Холла значений проводимости сформированного двумерного канала. Видно, что при малых x эти величины совпадают, то есть концентрация ДЭС компенсирует положительный заряд интерфейса.

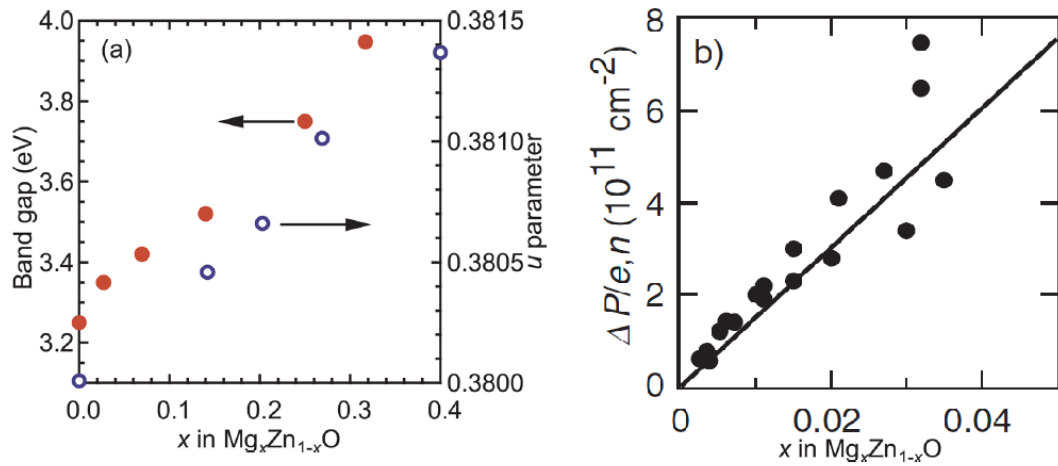


Рисунок 1.16: (а) Ширина запрещенной зоны (красные кружки) в кристалле $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ как функция x , (б) Расчетные значения $\Delta P/e$ (прямая линия) и измеренная концентрация 2D-электронов n (черные кружки) в зависимости от доли x в $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$. Данные взяты из [87].

Таким образом, в потенциальной яме на гетеропереходе высота барьера, крутизна наклона второй стенки и сама концентрация электронов зависят линейно от доли Mg в барьере. Отсюда неочевидно, каким образом подзоны размерного квантования заполняются электронами. Ответ был получен из измерений спектров фотолюминесценции и резонансного отражения от ДЭС в квантующих полях [A3], где на наборе гетероструктур с концентрациями от $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $6.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ были получены энергии рекомбинации электрон-дырочных пар с участием двух нижайших размерно-квантованных подзон и отдельно - величина фермиевской энергии (Рис. 1.17). Из этих и некоторых дополнительных данных известно, что при $n < 2.5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ДЭС в гетеропереходах $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ заполняет только одну нижнюю подзону. Пример расчета волновой функции ДЭС через самосогласованное решение уравнений Шредингера и Пуассона показан на вставке к Рис. 1.17, а на нижней панели - зависимость ширины на полувысоте волновой функции электронов от концентрации.

Основным индикатором проявления многочастичных квантовых явлений в ДЭС является наблюдение дробного КЭХ, который на гетероструктурах $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ был обнаружен в 2010г после усовершенствования технологии роста [89]. По мере увеличения электронной подвижности явления ДКЭХ на этой материальной платформе начали прирастать не только дробями с большими нечетными знаменателями, но и новыми состояниями с полуцелыми фак-

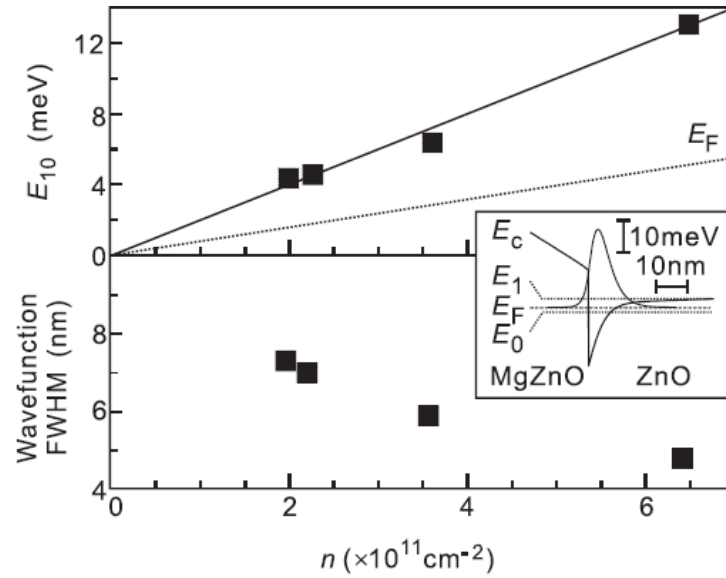


Рисунок 1.17: Вверху: Межподзонное расщепление между нижайшими подзонами (эксперимент- символы и расчет- сплошная кривая) и расчетное значение фермиевской энергии E_F (пунктирная линия) в зависимости от концентрации ДЭС. Внизу: Ширина на полувысоте волновой функции ДЭС в направлении роста. На вставке показана волновая функция для $n = 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $= 0.014$. Данные взяты из [A3].

торами заполнения (Рис. 1.18), физика которых обусловлена уникальным сочетанием энергетических масштабов орбитального, зеемановского расщеплений и энергии межчастичного кулоновского взаимодействия. Так, одночастичные параметры электронов в Γ -точке зоны проводимости следующие: эффективная масса $m_c \approx 0.29$, фактор Ланде $g^* \approx 1.95$, статическая диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 8.5$. Для таких сравнительно 'тяжелых' фермионов зеемановское энергетическое расщепление может составлять заметную долю от циклотронной энергии, особенно при наклонной ориентации магнитного поля ($E_z \gtrsim 0.3\hbar\omega_c$). Это обстоятельство придаёт веса спиновой степени свободы при устройстве иерархии уровней Ландау и конфигурации состояний КЭХ. Помимо одночастичных энергетических параметров ещё большую роль играет кулоновское взаимодействие: из-за относительно небольшой диэлектрической проницаемости и тяжелой массы средняя кулоновская энергия на межчастичном расстоянии оказывается в разы больше кинетической энергии электронов уже при средних концентрациях $n_s \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$, то есть параметр Вигнера-Зейтса $r_s(\text{ZnO}) \approx 11.8(n_s)^{-1/2} \gg 1$, где n_s берется в единицах 10^{11} см^{-2} . В таком случае сильновзаимодействующая электронная система точно не может рас-

смагиваться как газ, да и подход теории ферми-жидкости Ландау при столь больших r_s не является строгим.

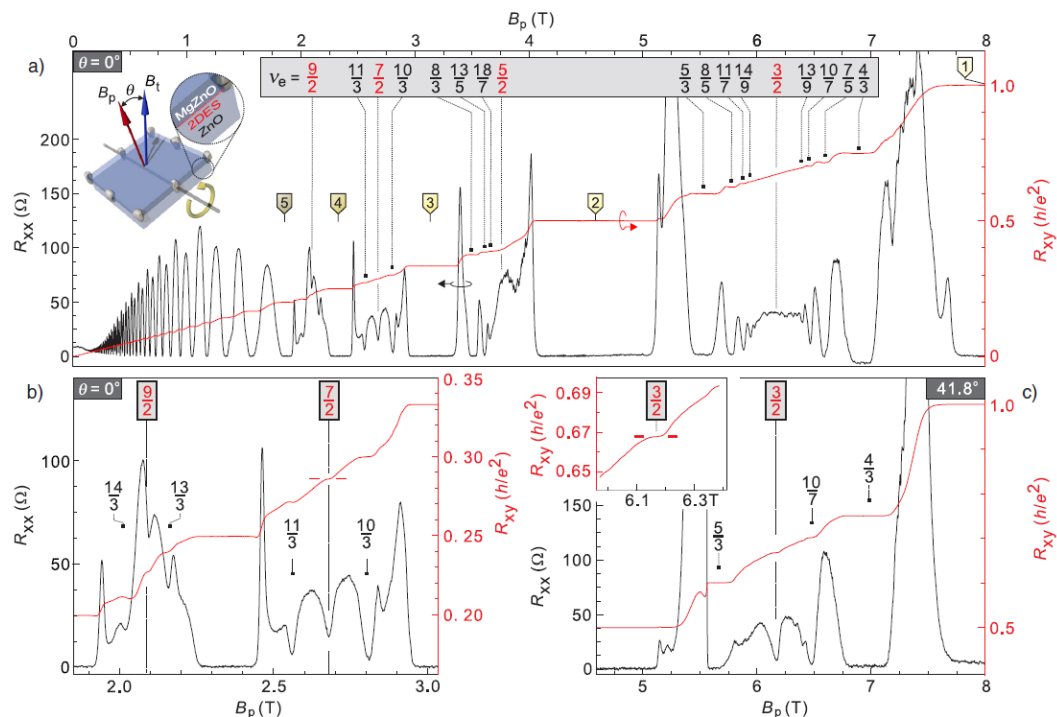


Рисунок 1.18: Низкотемпературные ($T < 20$ мК) магнитотранспортные данные с гетероструктур MgZnO/ZnO. (а) обзорная карта состояний КЭХ с $\nu \geq 1$, где образец перпендикулярен магнитному полю. (б) Крупным планом диапазон $3 < \nu < 5$, показывающий квантованное сопротивление при $\nu = 7/2$ и зарождающиеся особенности при $\nu = 9/2$ и вблизи. (с) Данные при повороте образца на $\Theta = 41.8^\circ$, где показано возникновение несжимаемого состояния $\nu = 3/2$. Данные взяты из [91].

1.8.2 Ферми-жидкостные перенормировки эффективной массы и спиновой восприимчивости

Квантующее магнитное поле приводит к полной дискретизации энергетического спектра двумерных ферми-жидкостей, и по этой причине - к подавлению процессов релаксации и затухания квазичастиц. В результате квазичастицы на УЛ являются долгоживущими не только в окрестности уровня Ферми, как в любой ферми-жидкости (ФЖ), но и глубоко под ним [92, 93]. Строгого теоретического описания данного эффекта, однако, до сих пор не существует.

Эффекты перенормировки параметров эффективной массы и спиновой восприимчивости ФЖ квазичастиц широко изучались магнитотранспортными ме-

тодиками на различных материальных платформах с большими значениями параметра r_s - в кремнии [94], AlAs [95] и позже - в ZnO [2]. Перенормировка массы может быть получена из анализа Дингла амплитуды низкополевых осцилляций Шубникова-де Гааза. Амплитуда колебаний в слабых полях может быть смоделирована следующим выражением:

$$\frac{\Delta R_{xx}}{R_0} = \frac{4\zeta}{\sinh \zeta} e^{-\frac{\pi}{\omega_c \tau_q}}, \zeta = \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar \omega_c}, \quad (1.25)$$

где $\frac{\Delta R_{xx}}{R_0}$ - амплитуда осцилляций, нормированная на уровень сопротивления в малых полях, τ_q - квантовое время рассеяния, а в циклотронную частоту ω_c входит эффективная масса плотности состояний, перенормированная взаимодействием. Для магнитотранспортных данных Рис. 1.19а, полученных на образце ZnO с $n_s = 1.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu \approx 1.2 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ из анализа Дингла следует $\tau_q = 28 \text{ пс}$, а $m^* = 0.62m_0$, что означает более чем двукратную перенормировку относительно зонного параметра ZnO. Для серии концентраций извлеченные из магнитотранспортных данных значения эффективной массы приведены на графике Рис. 1.19b красными символами.

Альтернативный метод оценки перенормированной массы фермижидкостных квазичастиц был проведен магнитооптическими методами в гетероструктурах $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$. Ширина полосы фотолюминесценции при возбуждении выше ширины запрещенной зоны позволяет измерить величину энергии Ферми ДЭС, которая определяется как разность между энергиями рекомбинации с уровня Ферми и со дна подзоны. На Рис. 1.20а показано как ширина полосы меняется в зависимости от концентрации ДЭС, а положения граничных энергий E_0 и E_1 уточнялись через анализ эволюции спектров в квантующем магнитном поле. В результате эффективную массу плотности состояний можно было извлечь через соотношение:

$$n_s = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} E_F = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} (E_1 - E_0). \quad (1.26)$$

На Рис. 1.20b показана зависимость извлеченного значения этой массы от концентрации ДЭС, а также от параметра взаимодействия r_s . Хорошо видно, что при больших n_s масса плотности состояний приближается к зонной мас-

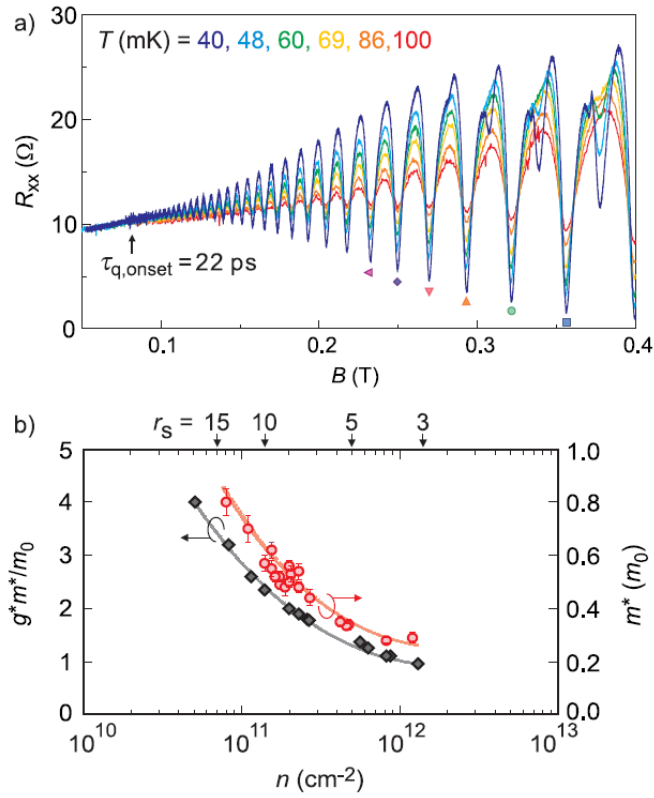


Рисунок 1.19: (а) Анализ осцилляций Шубникова-де Гааза на гетероструктуре MgZnO/ZnO с ДЭС $n_s = 1.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu \approx 1.2 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Образец находится под углом $\Theta = 54^\circ$. Кривые записаны в слабых полях при разных температурах, что позволяет вычислить эффективную массу ($m^* = 0.62m_0 \pm 0.03$). (б) Данные для g^*m^*/m_0 и m^*/m_0 в зависимости от концентрации n , полученные на большом количестве образцов. g^*m^* измерялись с помощью метода совпадений УЛ, а m^*/m_0 - с помощью анализа Дингла. Данные взяты из [2].

се ZnO. Это соответствует случаю почти невзаимодействующей системы. В то же время зависимость обнаруживает значительную перенормировку массы при низких концентрациях. Это согласуется с транспортными данными, но при еще меньших концентрациях точность такой оценки ухудшается из-за малой спектральной ширины полосы ФЛ.

Одним из методов количественной оценки g^*m^*/m_0 является метод совпадений в магнитотранспортных исследованиях. Он основан на принудительном пересечении дискретных квазичастичных уровней Ландау. Это возможно за счет зависимостей циклотронного и спинового расщеплений от перпендикулярной и соответственно полной компонент магнитного поля, которые связаны с углом Θ наклона поля относительно нормали соотношением $B_\perp = B_t \cos \Theta$. Следовательно, можно увеличивать $E_z \propto B_t$, удерживая на постоянном уровне

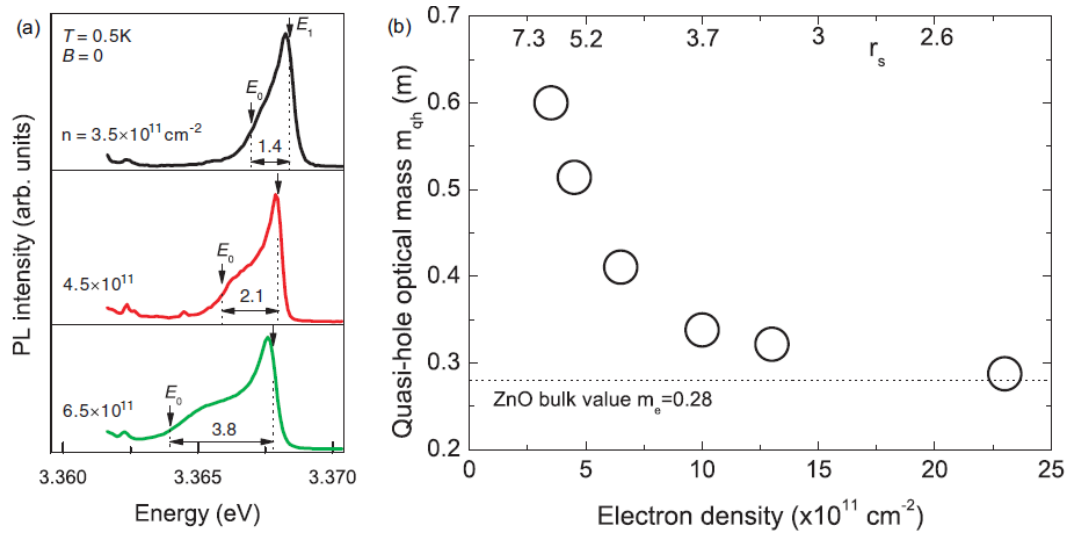


Рисунок 1.20: (а) Спектры фотолюминесценции от ДЭС с различной концентрацией в гетеропереходах MgZnO/ZnO. Указана энергетическая ширина полосы ФЛ, исходящей из нижней электронной подзоны. (б) Зависимость измеренной из ФЛ массы оптической плотности состояний от концентрации ДЭС и соответствующего параметра r_s . При больших r_s наблюдается сильная перенормировка относительно значения зонной массы объемного ZnO $0.28m_0$ (штриховая линия). Данные взяты из [92].

$\hbar\omega_c \propto B_\perp$. На Рис. 1.21 показан веер УЛ, в котором имеют место множественные пересечения при возрастании угла Θ и увеличении отношения $E_z/\hbar\omega_c$. При каждом пересечении меняются ориентации спинов на верхнем заполненном УЛ. Для любого начального фактора заполнения при достаточно больших Θ система в итоге окажется в полностью спин-поляризованном состоянии. Отдельные пересечения происходят при условии кратного соотношения:

$$j = \frac{E_z}{\hbar\omega_c} = \frac{g^*m^*}{2m_0\cos\Theta}, \quad j \in \mathbb{N}. \quad (1.27)$$

Здесь j — разность индексов между двумя пересекающимися УЛ. Если g^*m^*/m_0 достаточно велико, то в эксперименте можно наблюдать многочисленные j -пересечения. Наблюдение за их зависимостью от Θ позволяет количественно определить спиновую восприимчивость g^*m^* .

Этот метод широко использовался во многих магнитотранспортных исследованиях ДЭС в различных гетероструктурах на основе AlAs [96, 97], Cd(Mn)Te [98], InSb/InAlSb [99], GaInAs/InP [100], кремниевых структурах [94, 101] — ферромагнитные переходы при целочисленных факторах заполнения

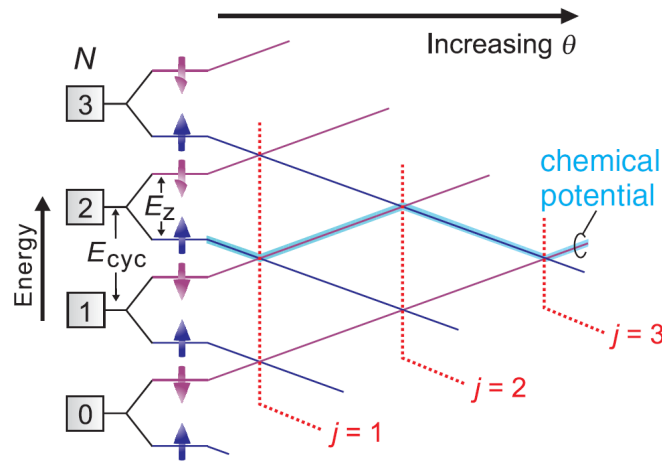


Рисунок 1.21: Энергетическая диаграмма УЛ с циклотронным и зеемановским расщеплениями. Эффект увеличения угла наклона Θ показан при перемещении вправо, когда E_z увеличивается при фиксированном $\hbar\omega_c$. Показаны пересечения уровней с разными индексами j .

идентифицировали в наклонных магнитных полях по исчезновению минимумов магнитосопротивления, а в случае высокоподвижных ДЭС - и по возникновению резких всплесков (спайков) сопротивления [96, 97] из-за рассеяния электронов на доменных стенках, в связи с чем также наблюдался гистерезис. Позже аналогичные симптомы фазовых переходов были идентифицированы и в гетероструктурах на основе ZnO [91, 102]. При этом условия фазовых переходов в высокоподвижных ДЭС на основе ZnO и AlAs отличаются сильным влиянием электрон-электронных корреляций. Экспериментальные данные, полученные на гетероструктурах MgZnO/ZnO с концентрацией электронов $n_s = 2.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и при $T=400 \text{ мК}$ показаны на Рис. 1.22а в виде карты сопротивления образца в зависимости от ν и угла наклона Θ . Карта магнитосопротивления демонстрирует характерный рисунок в виде шахматной доски, что наблюдалось и на многих других образцах. Тщательное изучение данных показывает, что области с высоким сопротивлением соответствуют транспорту носителей с основной ориентацией спина, а участки с низким сопротивлением - с неосновной ориентацией спина. Это позволяет наложить веер УЛ поверх данных и определить индексы участвующих уровней при произвольном ν или Θ . Можно идентифицировать также индексы пересечений j (выделены белыми кружками). При пересечении уровней состояния КЭХ перестают быть диэлектрическими, поскольку происходит увеличение плотности состояний на химическом потенциале. Это переход Изинга первого рода. По значениям угла наклона

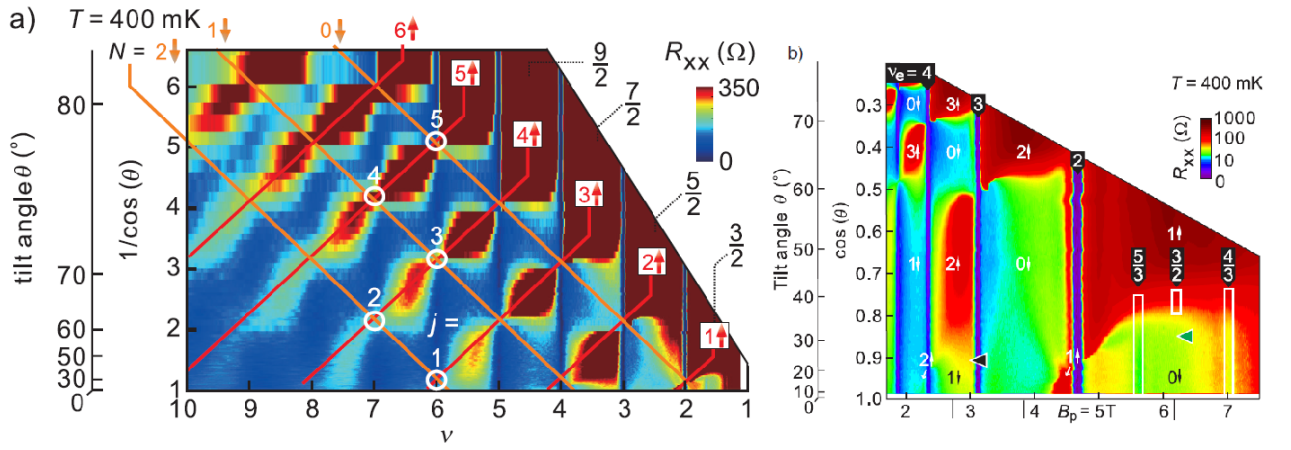


Рисунок 1.22: (а) Демонстрация метода совпадений: Карта значений R_{xx} зарегистрированных при $T=400$ мК, в зависимости от фактора заполнения ν и угла наклона поля Θ . Образец $n_s = 2.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Оранжевыми и красными линиями показаны номера УЛ и спиновая ориентация частично заполненного уровня на химическом потенциале в различных областях низкого и высокого сопротивления. Белыми кружками обозначены некоторые точки пересечения, характеризующиеся разницей орбитальных индексов j вовлеченных УЛ. (б) Для состояний при $\nu = 5/3, 4/3$ и $3/2$ белые прямоугольники указывают диапазон углов наклона, в котором можно измерить активационную щель. Данные взяты из работы [91].

и индекса соответствующего пересечения возможно вычислить спиновую восприимчивость g^*m^*/m_0 , которая для ДЭС с сильным взаимодействием ($r_s \gg 1$) оказывается перенормированной, и отвечает расщеплению или пересечению УЛ ферми-жидкостных квазичастиц.

Эта величина зависит от параметра взаимодействия и, соответственно, от концентрации ДЭС. На Рис. 1.19b черными символами показаны значения g^*m^*/m_0 , полученные для нескольких образцов с разными концентрациями (значения r_s также указаны на верхней оси). Спиновая восприимчивость неуклонно возрастает по мере увеличения r_s . Из анализа обоих наборов данных на Рис. 1.19b следует, что усилению способствуют как m^* , так и g^* .

Несмотря на перенормированные взаимодействием значения спиновой восприимчивости удивляет картина пересечений в виде прямолинейной шахматной доски - из которой феноменологически следует, что перенормировка имеет универсальное значение для серии целочисленных факторов заполнения, но при отклонении от целых ν картина спиновых трансформаций основного состояния и условия переходов не описываются выражением 1.27, как это видно на

Рис. 1.22b. Теоретическое описание микроскопических механизмов перенормировки и изинговых фазовых переходов для случая $r_s \gg 1$ отсутствует, а новые фазы требуют всестороннего изучения.

В частности, вблизи фазового перехода на четных факторах заполнения необычно проявляется эффект электронного парамагнитного резонанса. В работе [42] показано, что влияние микроволнового излучения с энергией зеемановского расщепления на проводимость ДЭС имеет аномальный характер - оно проявляется даже в парамагнитной фазе и имеет обратный знак, что может быть индикатором присутствия спиновых возбуждений в основном состоянии системы и аномальной спиновой конфигурации.

Глава 2

Образцы и экспериментальная методика

2.1 Параметры экспериментальных образцов

В настоящей диссертационной работе экспериментальные исследования проводились на серии высококачественных одиночных гетеропереходов $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии и содержащих в слое ZnO двумерные электронные системы с различной концентрацией. Параметры концентрации и низкотемпературной подвижности ДЭС для исследованных образцов приведены в таблице 2.1. Низкотемпературные подвижности определялись по осцилляциям Шубникова-де-Гааза в магнитотранспортных измерениях, а концентрации - по магнитоосцилляциям интенсивности фотолюминесценции (см. раздел 2.2). Для анализа многочастичных эффектов в работе использовались значения безразмерного параметра Вигнера-Зейтса r_s , которые также приведены для каждого из образцов. Как обсуждалось в разделе (1.8), энергетическая структура подзон размерного квантования, профиль ограничивающего потенциала и волновой функции электронов в направлении роста зависели, главным образом, от концентрации x атомов Mg в барьере. Для некоторых численных оценок энергий электрон-электронного взаимодействия, эти параметры рассчитывались методом самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона, а затем вычислялся модифицированный двумерный кулоновский потенциал. Характерные ширины волновой функции электронов в направлении роста гетероструктуры составляли 5-7 нм (см. Рис. 1.17).

Образцы не имели омических контактов, либо затворов, поскольку их поверхность должна обеспечивать максимальную прозрачность и отсутствие паразитного упругого рассеяния света. Концентрации ДЭС в разных образцах

Таблица 2.1: Параметры ДЭС в наборе исследованных образцов в порядке возрастания электронной плотности. Электронная плотность n_s измерялась методом магнито-фотолюминесценции, а подвижность μ_t оценивалась магнитотранспортными методами

Sample ID	n_s (10^{11} см $^{-2}$)	r_s	μ_t (10^3 см 2 /В·сек)
S080	0.7	14.1	?
S254	1.14	11.1	710
S232	1.7	9.1	?
S259	1.8	8.8	570
S475	2.03	8.3	590
S244	2.3	7.8	520
S427	2.8	7.1	427
S426	3.5	6.3	410
S202	3.7	6.1	300
S448	4.5	5.6	250
S466	4.8	5.4	250
S302	6.5	4.6	160
S431	11	3.6	?
S479	11.2	3.5	80

имели некоторую неоднородность по поверхности, достигая отклонений в 2-3% от номинальных значений, указанных в таблице. Причины неоднородности концентрации ДЭС в процессе эпитаксиального роста упомянуты в разделе 1.8, и как следствие, в последующих Главах при обзоре экспериментальных результатов актуальные концентрации одних и тех же образцов слегка варьируются.

Перед изучением многочастичных явлений, представляющих интерес на разных этапах выполнения эксперимента, для каждого образца составлялась карта его магнитофотолюминесценции, из которой извлекалась актуальная концентрация ДЭС. Эти измерения проводились, чаще всего, *in situ* при рабочих параметрах длины волны и плотности мощности фотовозбуждения. Такой подход позволял минимизировать погрешности, связанные с эффектом

постоянной фотопроводимости, имеющего влияние на концентрацию ДЭС в $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ порядка нескольких процентов.

2.2 Метод магнитофотолюминесценции

В работе была развита техника магнитооптических методик для исследования прямозонных гетероструктур $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$. Для фотовозбуждения ДЭС использовались лазерные источники с длиной волны $\lambda_{Las} < 368$ нм - выше энергии прямых межзонных переходов. Главным образом, использовалось фотовозбуждение образца непрерывным He-Cd-лазером с длиной волны 325 нм, либо перестраиваемым Ti-Sp-лазером, удвоенным по частоте. Спектры анализировались с помощью спектрометра Monospec, работающего в конфигурации Черни-Тернера, с линейной дисперсией $4\text{\AA}/\text{мм}$ и спектральным разрешением 0.05-0.1 мэВ, а оптический сигнал регистрировался охлаждаемой азотом ПЗС-матрицей (CCD).

Измерения проводились в криостате Oxford Instruments со сверхпроводящим соленоидом (Рис. 2.1), позволяющем достигать магнитных полей индукцией $B \leq 15$ Тл. Температуры исследуемых образцов на разных этапах эксперимента изменялись в диапазоне 0.35-4.2 К, для этого использовался криостат откачки паров ^3He и вакуумная система замкнутого цикла. Поскольку криостат не имел окон, то для оптического доступа к образцу использовались кварцевые световоды, протянутые от источника лазерного излучения и от спектрометра. Оптоволокно и другие пассивные оптические элементы выбирались из соображений максимальной оптической прозрачности в рабочем диапазоне длин волн 365-370 нм.

Методика магнитофотолюминесценции использовалась для определения величины концентрации ДЭС и значений магнитного поля, соответствующих состояниям целочисленного КЭХ, а также для навигации по множеству объемных и двумерных спектральных особенностей, присутствующих в оптическом отклике гетероструктур $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$. Отличительной чертой пиков, связанных с двумерными электронами, является их спектральная ширина, зависящая от концентрации ДЭС, и главное $1/B$ -периодическое поведение в квантующем магнитном поле, в результате пилообразного движения химического

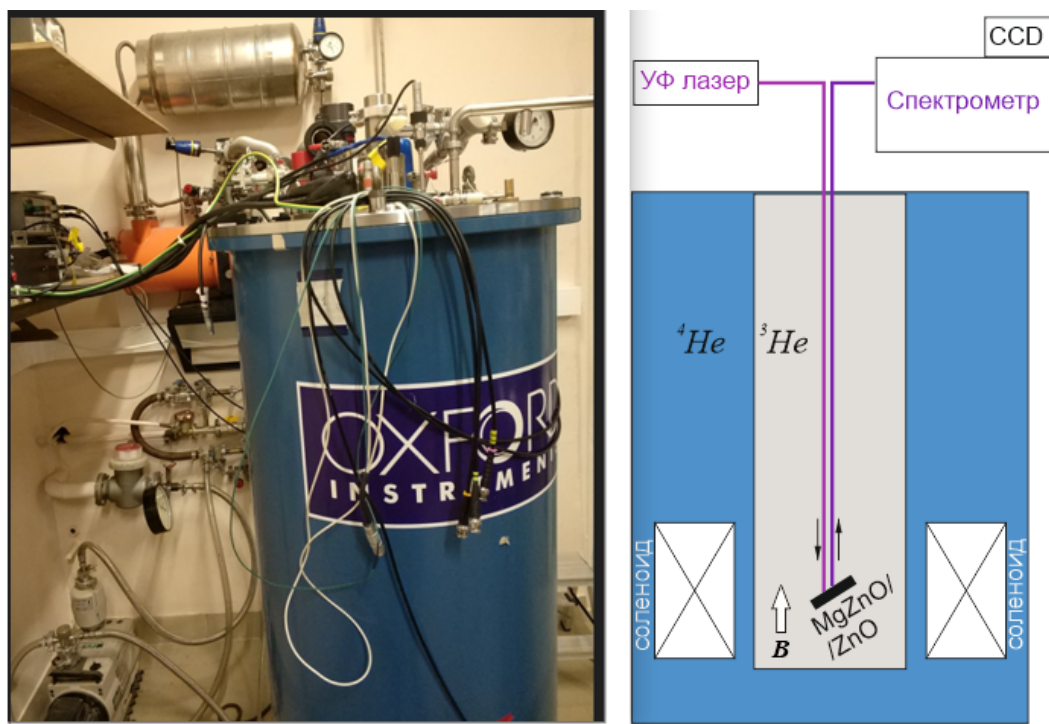


Рисунок 2.1: Криостат Oxford instruments вместе с системой замкнутого цикла откачки паров ${}^3\text{He}$. Справа показана схема низкотемпературного эксперимента.

потенциала по энергетическому спектру уровней Ландау в ДЭС с фиксированной концентрацией. Это поведение универсально для спектров рекомбинации прямозонных полупроводниковых гетероструктур, содержащих ДЭС [103, A3]. На гетероструктурах MgZnO/ZnO магнитоосцилляции двумерной ФЛ впервые наблюдались на относительно низкоподвижных образцах, с использованием фотовозбуждения дискретными УФ-линиями газовых лазеров [104].

пендикулярного магнитного поля, для того же образца при фиксированных энергиях 3.3675 эВ и 3.3755 эВ (треугольник и кружок). Наиболее выраженные осцилляции интенсивности происходят при позиции ФЛ 3.3675 эВ. Расположение минимумов интенсивности близко соответствует целочисленным факторам заполнения уровней Ландау $\nu = 2, 3, \dots$, поэтому их логично связать с рекомбинацией резидентных двумерных электронов в гетеропереходе. Кроме того, характерное магнитополевое поведение проявляет и спектральная линия 3.3755 эВ, которая осциллирует в противофазе с полосой 3.3675 эВ, и линия эта соответствует рекомбинации неравновесных электронов из первой подзоны размерного квантования. Идентификация линий в спектрах фотолюминесценции и отражения была проведена в [A3], учитывая структуру валентной зоны в ZnO, состоящую из двух расщепленных кристаллическим полем А- и В- ветвей [105] ($\Delta E \sim 5$ мэВ). В спектрах фотолюминесценции проявляются только переходы между подзонами в зоне проводимости и А-ветвью валентной зоны, где оседают термализованные фотовозбужденные дырки.

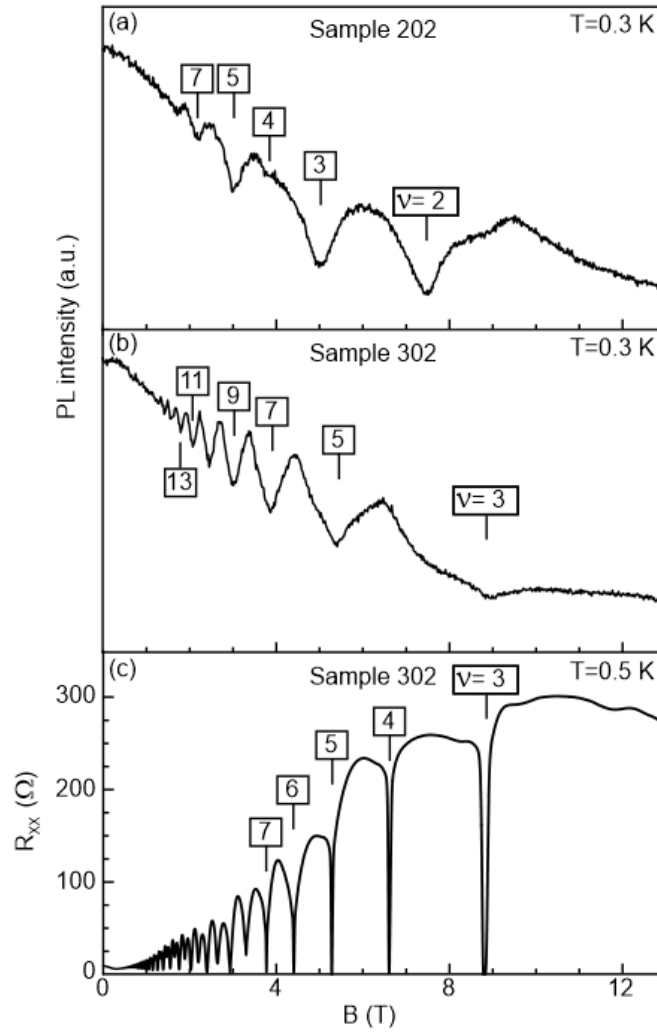


Рисунок 2.3: Зависимость сигнала фотолюминесценции от магнитного поля, измеренная для образцов S302 (a) и S202 (b) при фиксированной энергии фотона $3.366 \mu\text{eV}$. Отмечено несколько минимумов при целочисленных факторах заполнения. Параметр электронной концентрации, извлеченный из положения этих минимумов, составил $n_s = 6.54 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для образца S302 и $3.66 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для образца S202. (c) Осцилляции Шубникова-де-Гааза, измеренные для образца S302. Из их положения установлена $n_s = 6.1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Магнитоосцилляции в спектрах фотолюминесценции позволяют количественно определить концентрацию двумерных электронов в условиях освещения. Другие примеры магнитолевой эволюции сигнала ФЛ приведены на Рис. 2.3 а и б для образцов S202 и S302 (отдельный цикл измерений). Величина $1/B$ -периода позволяет извлечь концентрацию n_s (даны в подписи к рисунку). Поскольку в ZnO при таких концентрациях и r_s наблюдаются значительные ферми-жидкостные перенормировки для орбитального и спинового расщепления уровней Ландау (см. раздел 1.8.2 и Главу 6), то УЛ с одинаковым индексом и противоположными спинами отстоят друг от друга дальше, чем УЛ с проти-

воположным спином и смежными индексами. В результате в магнитолевой эволюции спектров в первую очередь разрешаются нечетные факторы заполнения. На Рис.2.3с показаны осцилляции Шубникова-де-Гааза из магнитотранспортных данных для другого куска этой же гетероструктуры. Электронная концентрация, извлеченная из магнитотранспортных данных, согласуется в пределах 6% со значением, извлеченным из данных фотолюминесценции. Причины расхождения - поверхностная неоднородность в n_s , а также эффект постоянной фотопроводимости.

2.3 Метод резонансного неупругого рассеяния света

В теории резонансного НРС в полупроводниках Гамильтоном и Мак-Уортером [106, 107] были получены следующие вклады в дифференциальное сечение рассеяния:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} \sim r_0^2 q^2 \left(\frac{m}{m^*}\right)^2 \left(\frac{\omega_{sc}}{\omega_{in}}\right)^2 (\mathbf{A} \mathbf{e}_{in} \cdot \mathbf{e}_{sc})^2 (n_\omega + 1) \text{Im}[\chi^\rho(\mathbf{q}, \omega)]. \quad (2.1)$$

и

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} \sim r_0^2 q^2 \left(\frac{\omega_{sc}}{\omega_{in}}\right)^2 |\mathbf{B}(\mathbf{e}_{in} \times \mathbf{e}_{sc}) \cdot \mathbf{e}_\mu|^2 (n_\omega + 1) \text{Im}[\chi^\sigma(\mathbf{q}, \omega)], \quad (2.2)$$

где r_0 -классический радиус электрона; ω , $\mathbf{q}$ - частота и волновой вектор, переданные возбуждению в процессе рассеяния; n_ω - больцмановское число заполнения; ω_{in} и ω_s - частоты падающего и рассеянного фотонов, а $\mathbf{e}_{in}$ и $\mathbf{e}_{sc}$ - их единичные векторы поляризации, $\mathbf{e}_\mu$ - единичный вектор в направлениях x, y, z ; $\hat{\sigma}$ - матрицы Паули; $\text{Im}[\chi^\rho(\mathbf{q}, \omega)]$ и $\text{Im}[\chi^\sigma(\mathbf{q}, \omega)]$ - функции реакции плотность-плотность и спин-спин соответственно; наконец, коэффициенты $\mathbf{A}$ и $\mathbf{B}$ содержат межзонные матричные элементы оператора импульса и резонансные знаменатели, причем для большинства полупроводников

$$\mathbf{A} \approx \left[1 + \frac{2P^2 E_g}{m(E_g^2 - (\hbar\omega_{in})^2)} \right], \quad (2.3)$$

$$\mathbf{B} \approx \frac{2P^2}{3m} \hbar \omega_{in} \left(\frac{1}{E_g^2 - (\hbar \omega_{in})^2} - \frac{1}{(E_g + \Delta_0)^2 - (\hbar \omega_{in})^2} \right). \quad (2.4)$$

где $P = |\langle c | \mathbf{p} | v \rangle|$ - межзонный матричный элемент оператора импульса.

Первая компонента в рассеянии (2.1) симметрична по поляризации падающего и рассеянного фотонов. Она происходит от *флуктуаций зарядовой плотности*. Вторая компонента (2.1) отвечает рассеянию на *флуктуациях спиновой плотности*.

Следует отметить, что возможность наблюдения НРС на возбуждениях спиновой плотности ДЭС в полупроводниках существует исключительно благодаря резонансным условиям фотовозбуждения вблизи прямой оптической щели. При этом такая компонента в рассеянии со скрещенными поляризациями налетающего и рассеянного фотонов существует исключительно благодаря спин-орбитальному расщеплению валентной зоны Δ_0 , входящему в коэффициент $\mathbf{B}$.

Изначально большинство оптических исследований структур на основе ZnO проводилось с использованием фотовозбуждения дискретными УФ-линиями газовых лазеров [104, A3]. Экспериментальное воплощение метода резонансного неупругого рассеяния света в ближней ультрафиолетовой области для изучения нейтральных возбуждений ДЭС в гетеропереходах $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ было разработано и впервые реализовано в данной диссертационной работе. Резонансное фотовозбуждение было организовано в виде перестраиваемого по длине волны непрерывного Ti-Sr лазера, удвоенного по частоте, для получения излучения в диапазоне 363 нм - 369 нм. В качестве нелинейного элемента использовался кристалл BaBO_3 , использованный в однопроходной, либо многопроходной резонансной схеме удвоения. Отфильтрованное УФ излучение мощностью 2-10 мкВт подводилось к образцу оптоволоконном диаметром 400 мкм или 200 мкм и распределялась по пятну $\sim 1 \text{ мм}^2$. Таким образом, плотность мощности фотовозбуждения была значительно ниже 1 мВт/см^2 и исключала перегрев ДЭС, что проверялось по отсутствию уширения чувствительных спектральных линий.

Определение сигнала ФЛ от ДЭС является необходимой предпосылкой для поиска условий резонансного усиления НРС. Резонансно усиленный сигнал НРС от ДЭС может присутствовать в оптических спектрах одновременно с сиг-

налом ФЛ. Как было показано в предыдущих работах по исследованию GaAs-гетероструктур [16, 108], эффективность НРС для 2D-электронов может быть увеличена на несколько порядков при выполнении условий входного и/или выходного оптического резонанса. На практике это работает, когда частоты падающего и/или рассеянного фотона приближаются к любой подходящей энергии межзонного оптического перехода. Резонансное поведение линий НРС служит дополнительным правилом отбора, позволяющим различать линии объемного и двумерного происхождения. Идентификация линий ФЛ часто не требуется — нужно просто знать, что они демонстрируют двумерный характер. Ключевой тест для разделения спектральных пиков НРС и ФЛ состоит в отслеживании эквидистантного смещения за спектральной позицией лазера:

$$\omega_{sc} = \omega_{in} \pm \Omega,$$

где Ω - частота рожденного в процессе НРС возбуждения в системе. Линии рассеяния с отрицательным сдвигом называются *стоксовыми* и они существуют всегда, а с положительными - *анти-стоксовыми*, и они существуют только при наличии в системе квантов возбуждений, которые могут передать свою энергию фотону. В равновесном случае интенсивности анти-стоксовой и стоксовой компонент соотносятся как:

$$\frac{I_{AS}}{I_S} = e^{-\frac{\hbar\Omega}{k_B T}}, \quad (2.5)$$

где k_B - постоянная Больцмана, T - температура.

При достижении резонансных условий НРС при фотовозбуждении вблизи энергии прямых межзонных переходов в ZnO стало возможным детектировать спектры внутри- и межподзонных коллективных возбуждений, исследовать их дисперсию и зависимость от внешних полей и параметров ДЭС.

Во многих случаях образцы крепились на вращательную подвижку, позволяющую менять ориентацию поверхности относительно направления магнитного поля (Рис. 2.4а). Оптический доступ к образцам был организован по двум кварцевым волокнам, одно из которых использовалось для фотовозбуждения, а другое - для сбора рассеянного сигнала (Рис. 2.1 и 2.4). Было критически важно использовать именно два независимых световода, при этом особое внимание уделялось минимизации сбора паразитного упруго рассеянного фона. Проек-

ция импульса фотона в плоскости $k_{||}$, передаваемая ДЭС в процессе рассеяния, определялась угловой конфигурацией двух световодов (показано на Рис. 2.4b):

$$k_{||} = \frac{2\pi}{\lambda_1} \sin(\alpha_1) + \frac{2\pi}{\lambda_2} \sin(\alpha_2), \quad (2.6)$$

где $\frac{2\pi}{\lambda_{1,2}} \approx \frac{2\pi}{\lambda_{Las}} \approx 1.7 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$.

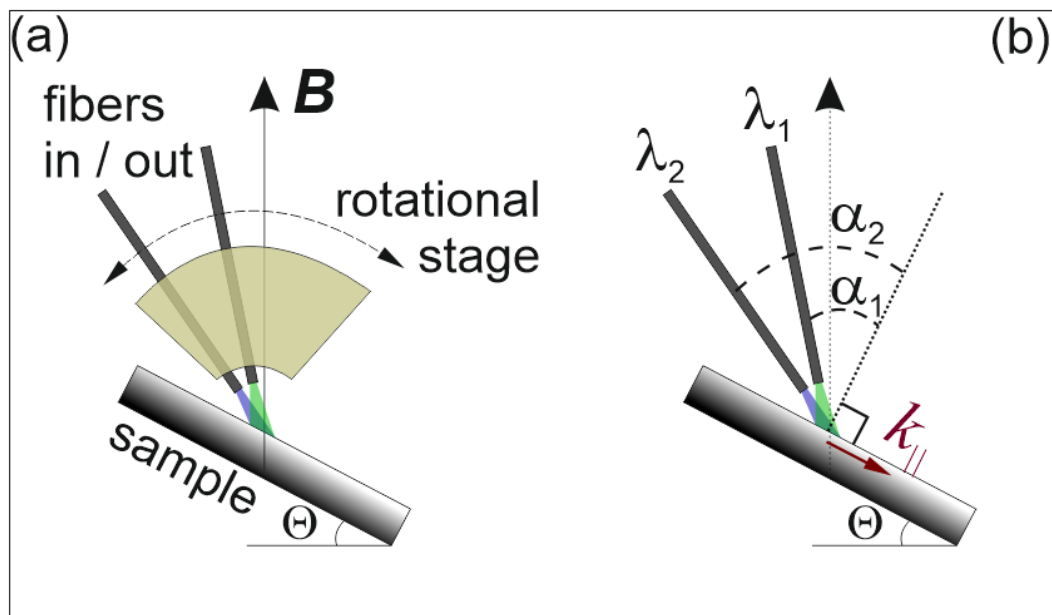


Рисунок 2.4: (a) Изображение вращательной подвижки образца и световодов для эксперимента по НРС. (b) Процесс передачи импульса от света к ДЭС и конфигурация углов сбора/рассеяния.

В условиях эксперимента $k_{||}$ варьировалось от $0.4 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$ до $\sim 3 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$. Нижняя граница этого диапазона была связана с возрастанием паразитного лазерного фона при почти зеркальных наклонах световодов. Верхняя граница диапазона обусловлена тригонометрией при почти касательной ориентации световодов к поверхности образца. Числовая апертура световодов составляла $NA=0.22$ (в некоторых экспериментах $NA=0.11$), что позволяло легко вычислить неопределенность передаваемого импульса - обычно масштаба нескольких процентов.

На одном из экспериментальных этапов, проводимых без магнитного поля, спектральные линии НРС проверялись по поляризационным правилам отбора. Для этого два одинаковых линейных поляризатора помещались между торцами обоих световодов и поверхностью образца и ориентировались либо параллельно, либо ортогонально друг другу. В первом случае регистрировались возбуждения

зарядовой плотности, а во втором - возбуждения спиновой плотности (в данных Главы 4).

В магнитном поле поляризационные правила отбора нарушены, и идентификация пиков НРС проводилась по другим признакам, которые обсуждаются в соответствующих разделах работы.

Глава 3

Метод точной диагонализации и расчет квантово-холловских состояний при сильном смешивании уровней Ландау

3.1 Введение

Из теории ферми-жидкости известно, что частицы и перенормированные квазичастицы имеют одинаковый фермиевский импульс, но их функции распределения различны. Взаимодействие частиц приводит к появлению хвостов в функции распределения по импульсу $f(p)$, а также к уменьшенному значению её скачка $0 < Z < 1$ на уровне Ферми [8]. Высота скачка Мигдала служит одним из индикаторов степени перенормировки квазичастиц и указывает относительный вес чистого электрона в квазичастичном состоянии на уровне Ферми. Соответственно, величина $(1 - Z)$ - служит мерой участия каждого электрона в виртуальных переходах и флуктуациях функции распределения.

Аналитическое решение двумерной задачи без магнитного поля и для кулоновского взаимодействия сопряжено с появлением логарифмических расходимостей частичных сумм [109], даже после устранения которых результат ненадежен. Оценки величины весового фактора Z для двумерного случая, проведенные [110] в рамках ПСФ в качестве поправки первого порядка по r_s , приводят к ответу $(1 - Z) = r_s(1/2 + 1/\pi)/\sqrt{2}$, который четырехкратно переоценивает степень квазичастичной перенормировки относительно расчетов методом Монте-Карло [111] и недавних экспериментов на GaAs ДЭС [93], для которых при $r_s < 2$ неплохо применима линейная аппроксимация $(1 - Z) = 0.13r_s$.

Анализ функции распределения двумерных электронов по УЛ при конечном r_s был проделан в работе [112] методом функций Грина. Сделан качественный вывод о важности подмешивания к состояниям электронов дополнительных комплексов (резонансных состояний), состоящих из электрона и нейтральных многоэкситонных комбинаций, однако оказалось невозможным дойти до количественного ответа ввиду огромного количества таких слагаемых. Для преодоления этой сложности уместны методы точной диагонализации (ТД) для конечного числа электронов на УЛ, однако для решения задач о функции распределения электронов в режиме КЭХ требуется увеличение количества незаполненных УЛ, и тогда общеизвестные численные схемы даже при небольшом числе электронов захлебываются от комбинаторного множества конфигураций.

В данной работе реализован численный алгоритм расчета состояний КЭХ, основанный на методе ТД, но с урезанным на несколько порядков базисом многочастичных конфигураций. При конечности смешивающего параметра $r_c = (e^2/\epsilon l_B)/\hbar\omega_c$ многоэлектронные конфигурации с размещением на разных УЛ существенно неэквивалентны, и вероятность флуктуаций с 'выпрыгиванием' некоторого числа электронов на верхние уровни экспоненциально падает в зависимости от числа добавленных квантов циклотронной энергии. Изучено поведение функции распределения электронов по уровням Ландау в зависимости от фактора заполнения и параметра Вигнера-Зейтса r_s . Показано, что при фиксированной электронной концентрации квантование Ландау существенно подавляет размытие функции распределения электронов относительно случая с нулевым магнитным полем [A17]. Так при $r_s < 1$ и малых факторах заполнения квазичастичный вклад в величину скачка Мигдала $(1 - Z)$ зависит околони-нейно от ν и квадратично от r_s , одновременно при уменьшении ν хвосты функции распределения удлиняются. Оказалось, что характер зависимости функции распределения от r_s в режиме КЭХ существенно отличается от случая ФЖ без магнитного поля, а управляющим параметром выступает $r_c = r_s\sqrt{\nu/2}$. Механизм перестройки функции распределения в режиме квантового эффекта Холла описан в терминах рождения магнитоплазменных флуктуаций в структуре основного состояния системы.

В состоянии дробного КЭХ $\nu = 1/3$ при $r_s \ll 1$ произведен расчет дисперсии коллективных возбуждений со спином $S = 1$ и $S = 0$. Обнаружены необыч-

ные свойства нижайших по энергии спиновых возбуждений - формирование в дисперсии спинового экситона магниторотонного минимума при $ql_B \sim 2$ за счет антипересечения с комбинированным спин-зарядовым возбуждением [A15]. Спиновой экситон и спин-зарядовое возбуждение имеют энергии ниже ветви возбуждений зарядовой плотности в широком диапазоне импульсов.

3.2 Метод точной диагонализации энергетического спектра в режиме КЭХ

Мощным методом расчета энергетического спектра сильно взаимодействующих систем даже в отсутствие малого параметра возмущения является ТД энергетического спектра конечного числа частиц. Уравнение Шредингера для нескольких взаимодействующих электронов в квантующем магнитном поле наиболее рационально решать в представлении вторичного квантования, отталкиваясь от базисных состояний невзаимодействующих электронов. Но даже в этом случае конфигурационная ёмкость многочастичных состояний растёт сверхэкспоненциально, так что современные компьютеры способны обсчитать лишь мезоскопическую систему частиц (в лучшем случае - несколько десятков). При малом числе частиц в расчетах существенными и нежелательными могут оказаться краевые эффекты. Избежать их возможно, решая задачу с непрерывными граничными условиями, когда ДЭС обитает на сфере, либо торе, а магнитное поле предполагается перпендикулярным в каждой точке поверхности. Большое развитие методы ТД получили в контексте теории дробного КЭХ, начиная с работ [113–115]. В геометрии сферы состояния классифицировались по дискретной величине углового момента, а на точности расчетов отрицательно сказывалась постоянная кривизна поверхности в этой топологии. Расчеты в геометрии тора обеспечивают наибольшую точность и позволяют классифицировать возбужденные состояния системы по дискретным значениям двумерного волнового вектора в магнитной зоне Бриллюэна, происходящей от магнитных трансляций [115].

Ниже описана стандартная схема расчета. Периодические граничные условия получаются при сворачивании параллелограмма в тор, то есть отождествле-

нии противоположных сторон. Параметры сторон и углов выбираются обычно так, чтобы получить прямоугольную, либо гексагональную элементарную ячейку $L_x \times L_y$. Важно только, чтобы поверхность тора пронизывало натуральное число квантов магнитного потока. По двум измерениям тора вводятся операторы трансляций, а дальше решается задача для одного электрона в квантующем однородном поле с требованием найти собственные функции для операторов трансляции. При выборе определенной калибровки векторного потенциала (чаще всего, калибровка Ландау $\mathbf{A} = [0, Bx, 0]$), волновая функция электронов на УЛ в этой геометрии по сути представляет собой дискретный волновой пакет из обычных волновых функций на n -ом УЛ на плоскости:

$$\begin{aligned} \phi_{n,j}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{\sqrt{L_y} \sqrt{\pi} l_B} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \exp \left(i \frac{(X_j + kL_x)}{l_B^2} y - \frac{(X_j + kL_x - x)^2}{2l_B^2} \right) \times \\ &\times H_n \left(\frac{X_j + kL_x - x}{l_B} \right), \end{aligned} \quad (3.1)$$

где введены узельные индексы $X_j = \frac{2\pi l_B^2}{L_y} j$, $j \in [0; N_S - 1]$, а $H_n(x)$ - полиномы Эрмита.

Далее важно иметь в виду, что и кулоновское взаимодействие претерпевает изменение из-за периодических граничных условий:

$$V(\mathbf{r}) = \frac{e^2}{\epsilon |\mathbf{r} + k_1 L_x \hat{x} + k_2 L_y \hat{y}|}, \quad (3.2)$$

где $k_1, k_2 \in \mathbb{Z}$, а $\hat{x}, \hat{y}$ - единичные векторы в двух направлениях трансляций. В этой сумме подразумевается, что электроны взаимодействуют не только друг с другом, но ещё и с многократными зарядами изображения через периоды трансляций.

Вычисляется гамильтонова матрица в базисе всевозможных многоэлектронных конфигураций - число электронов N_E на серии N_{LL} УЛ с ёмкостью каждого N_S . Одночастичный вклад в энергию электронов аналогичен вышеприведенным соотношениям для ПХФ, а энергия кулоновского взаимодействия считается следующим образом (соотношения приведены для прямоугольной решетки):

$$H^{Coul} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} \sum_{n_1, n_2, n_3, n_4} \sum_{i_1, i_2, i_3, i_4} V_{i_1 i_2 i_3 i_4}^{n_1 n_2 n_3 n_4} \times \\ \times a_{\alpha n_1 i_1}^+ a_{\beta n_2 i_2}^+ a_{\beta n_3 i_3} a_{\alpha n_4 i_4}, \quad (3.3)$$

$$V_{i_1 i_2 i_3 i_4}^{n_1 n_2 n_3 n_4} = \frac{1}{N_s} \frac{e^2}{\epsilon l_B} \sum_{\mathbf{q} \neq 0} \frac{1}{q l_B} \delta_{i_1, i_4 + q_y l_B^2}^{N_s} \delta_{i_2, i_3 - q_y l_B^2}^{N_s} \cdot e^{iq_x(i_3 - i_1)} h_{n_1, n_4, \mathbf{q}} h_{n_2, n_3, -\mathbf{q}}, \quad (3.4)$$

где символ Кронекера $\delta_{i,j}^{N_s}$ берется для индексов $(i, j \bmod N_s)$, а последние функции - из выражения (1.17).

Для вычисления основного состояния системы и дисперсии возбуждений целесообразно воспользоваться инвариантами многоэлектронной системы. Первое: оправдано вычислять отдельные матрицы для каждого заданного значения полного спина системы, поскольку кулоновское взаимодействие не способно повлиять на него. Второе: решение задачи обязано быть периодичным также и в обратном пространстве. Вычисление отдельных матриц для каждого значения спина и импульса (k_x, k_y) позволило существенно уменьшить размерность матриц, ускорить расчет и в итоге получить дисперсию коллективных возбуждений [115].

В магнитной зоне Бриллюэна возникает дискретный набор из N_S^2 волновых векторов, удовлетворяющих соотношениям: $k_x = \frac{2\pi}{L_x} \cdot i$ и $k_y = \frac{2\pi}{L_y} \cdot j$, где $i, j \in 0..N_S - 1$. Поскольку для дисперсионных кривых магнитоэкситонов имеет определяющее значение безразмерный волновой вектор kl_B , то полезным будет привести соотношения для этой величины при наложении периодических граничных условий на волновую функцию и при конечной ёмкости УЛ. Дискретность безразмерных волновых векторов задается минимальной величиной шага (при $L_x = L_y$) $\Delta k_{x,y} l_B = \sqrt{\frac{2\pi}{N_S}}$, а длина вектора обратной решетки магнитных трансляций дополнительно определяются наибольшим общим делителем параметров N_E и N_S , влияющих на число элементов группы трансляций. Максимальное значение волнового вектора на границе первой зоны Бриллюэна равно:

$$k_{max} l_B = \sqrt{\frac{2\pi}{N_S}} \cdot \frac{GCD(N_E, N_S)}{2}. \quad (3.5)$$

Из соотношения (3.5) следует, что для состояний с целочисленным ν расчетная дисперсия магнитоэкситонов обрывается при $k_{max}l_B = \sqrt{2\pi N_S}/2$, для лафлиновской серии состояний $k_{max}l_B = \sqrt{\frac{2\pi}{N_S}}N_E/2$.

В данной диссертационной работе метод оказался полезен для расчета состояний целочисленного КЭХ в системах с сильным смешиванием УЛ при $r_s \gg 1$, где электроны хитро распределены по нескольким уровням.

3.3 Характер смешивания уровней Ландау и функция распределения электронов в режиме КЭХ

Полное количество многоэлектронных конфигураций на N_{LL} уровнях Ландау равно $N_{tot} = C_{N_{LL}N_S}^{N_E}$, и растет сверхэкспоненциально от параметров N_S, N_{LL} . А поскольку точность расчетов энергетического спектра, орбитальной структуры и прочих характеристик состояний КЭХ сильно зависит от шага дискретизации численной задачи в k -пространстве, то желательно иметь емкость уровней $N_S \gtrsim 10$. В сочетании с $N_{LL} \geq 4$ такое множество состояний в методе ТД становится практически нереализуемым при современных вычислительных мощностях. Однако ниже показано, что в данном случае многоэлектронные конфигурации неравновероятны, имеют определенную иерархию в расположении на лестнице уровней Ландау. Из них также может быть выделено сокращённое подмножество актуальных конфигураций, которые достаточно учитывать в расчетах методом ТД.

На Рис. 3.1а приведены некоторые из многоэлектронных конфигураций, соответствующих простейшему случаю - КЭХ $\nu = 1$. Как известно, одночастичная задача о единичном заполнении и при слабом кулоновском взаимодействии $r_c \ll 1$ предполагает невырожденное основное состояние, соответствующее только крайней левой диаграмме $|0\rangle$ Рис. 3.1а (ниже она называется экситонным вакуумом). Все остальные ферромагнитные многоэлектронные состояния с переходом электронов на незаполненные УЛ отделены минимум циклотронной щелью, и потому не реализуются. По мере увеличения параметра r_c растет вовлеченность возбужденных многоэлектронных конфигураций в структуру ос-

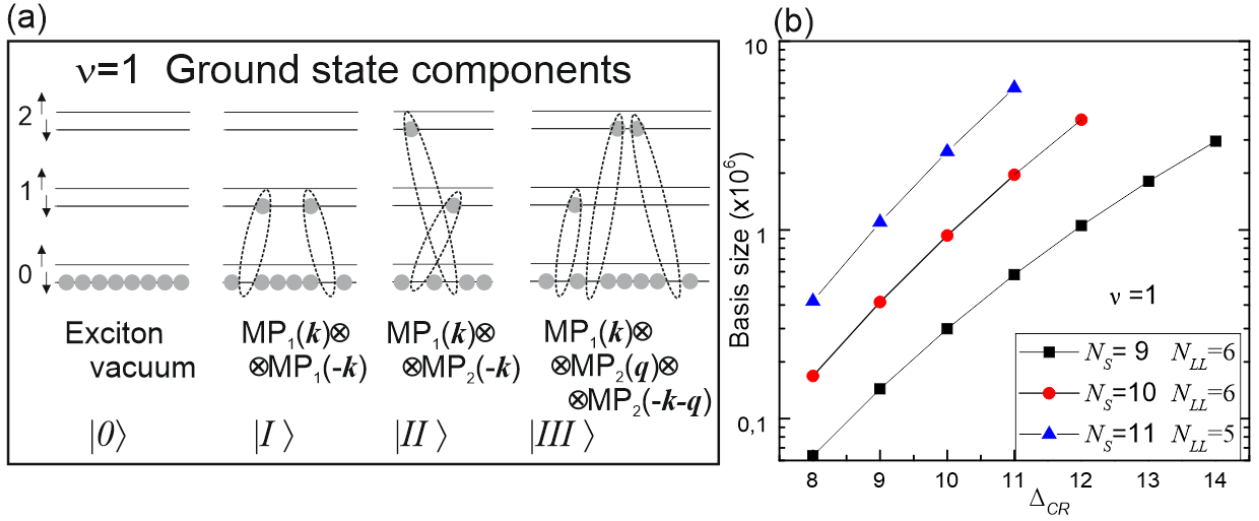


Рисунок 3.1: (а) Схематическое изображение некоторых многоэлектронных конфигураций, входящих в основное состояние КЭХ $\nu = 1$ в результате смешивания УЛ. (б) Ёмкость урезанного базиса многочастичных конфигураций как функция Δ_{CR}^{max} . Полная ёмкость для указанных параметров N_S и N_{LL} также указана на графике.

новного состояния. Естественно, возбуждения эти носят электронейтральный, бесспиновый характер, а ввиду трансляционной инвариантности системы, они соответствуют не одноэлектронным переходам, а коллективным магнитоплазменным процессам с суммарным нулевым импульсом. В таком представлении каждой многочастичной конфигурации электронов на УЛ можно сопоставить суперпозицию некоторого числа виртуальных МР, например, как указано на Рис. 3.1а. Удельное число таких виртуальных МР, приходящихся на каждый электрон, возрастает с параметром r_c . Определенное подмножество поляризационных процессов учитывается и в Приближении случайных фаз для ДЭС в квантующем магнитном поле [116], что позволяет аналитически оценить их вклад (также пропорциональный параметру r_c) в поляризуемость системы, но не учитывает корреляций. В реальности имеет место некоторая сфазированная поляризация 'экситонного вакуума', она и формирует основное состояние ДЭС. Ниже описаны особенности формирования 'урезанного базиса' с учётом конечности смешивающего параметра r_c , а также результаты расчета.

Для сортировки многоэлектронных конфигураций по вероятности реализации вводится дискретный параметр 'лишних' квантов циклотронной энергии Δ_{CR} , необходимых для рождения соответствующей магнитоплазменной флуктуации. На Рис. 3.1а для примитивной конфигурации $|0\rangle$ вакуума $\Delta_{CR} = 0$, а

все остальные имеют $\Delta_{CR} \geq 1$ и определяются следующим соотношением:

$$\Delta_{CR}(i) = \sum_{n=1}^{N_{LL}-1} n (S_{|i\rangle}(n) - S_{|0\rangle}(n)), \quad (3.6)$$

где $S(n)$ - суммарное количество электронов на уровне с индексом n для конфигураций $|i\rangle$ и вакуума $|0\rangle$.

Формирование 'урезанного' базиса Гильбертова пространства многочастичных 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 является возможность расчета характеристик многоэлектронных состояний при учёте сильного смешивания ($r_c \sim 5$) УЛ, большого их количества и при беспрецедентно большой суммарной ёмкости $N_S \cdot N_{LL} \sim 60 - 70$. Так, например, для задачи об основном состоянии при $\nu = 1$ и дискретных параметрах, указанных на Рис. 3.2а, численность урезанного базиса, достаточного для сходимости расчета, составляет около 2 миллионов векторов. Зависимости размерностей урезанного базиса от Δ_{CR}^{max} при разных фиксированных параметрах N_S и N_{LL} показаны на Рис. 3.1b. При этом размерность полного базиса, например при параметрах $N_S = 10$ и $N_{LL} = 6$, использованных в расчетах Рис. 3.2, на несколько порядков больше и составляет ~ 750 миллионов.

Расчет основного состояния системы заключается в получении нижайшего собственного значения энергии и собственного вектора, разложенного по базису. Комплексные амплитуды всех слагаемых (типа представленных на Рис. 3.1а) в структуре основного состояния могут быть использованы для подсчета чисел заполнения уровней Ландау $f(n)$, $n = 0, 1, 2, \dots$. Для дискретной последовательности энергетических уровней это вполне уместное представление функции распределения, но также может быть совершен пересчёт распределения по шкале энергий из соотношения $E/E_F = (n + 1/2)/\nu$.

На Рис. 3.2а показан расчет функции распределения электронов по УЛ при $\nu = 1$, $r_s = 7.1$, и параметрах дискретного счета $N_S = 10$, $N_{LL} = 6$, $\Delta_{CR}^{max} = 12$. На Рис. 3.2b - хвосты функции распределения по УЛ перерисованы в логарифмическом масштабе, а вычисления показаны и для других дискретных параметров N_S , N_{LL} и максимально возможных Δ_{CR}^{max} . В этих координатах для двух

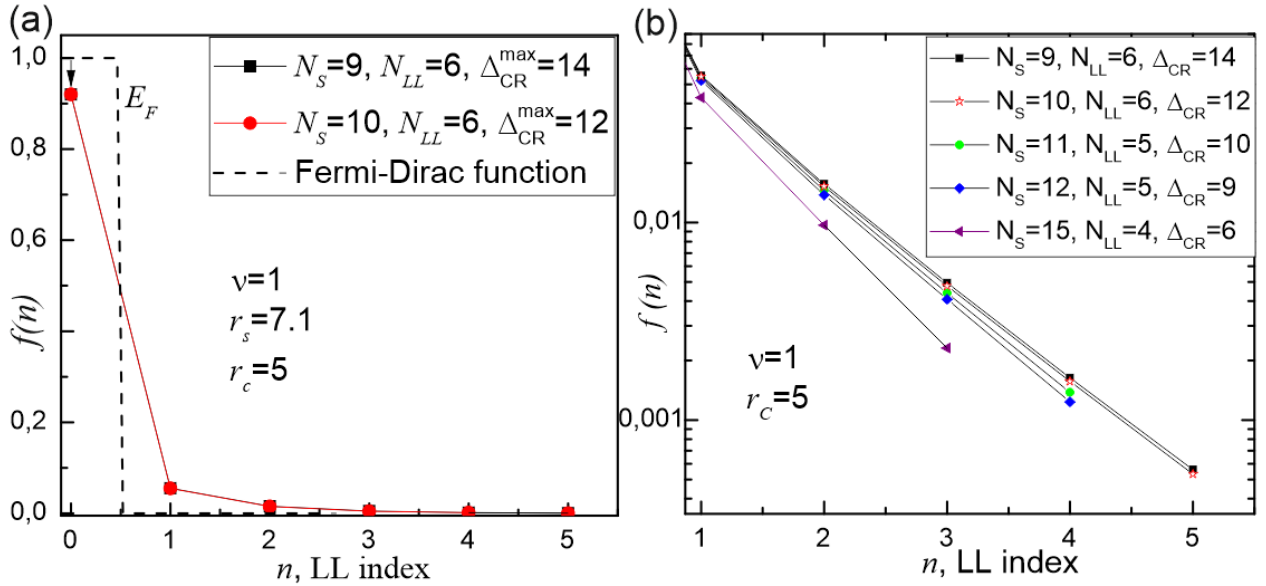


Рисунок 3.2: (a) Расчет функции распределения электронов по УЛ для ДЭС при $\nu = 1$, $r_c = 5$, выполненный методом ТД с указанными дискретными параметрами. (b) Построенные в логарифмическом масштабе числа заполнения УЛ выше E_F для $\nu = 1$, $r_c = 5$, вычисленные для разных $N_S, N_{LL}, \Delta_{CR}^{max}$, в том числе, для параметров, не обеспечивающих сходимость расчета.

самых верхних совпадающих кривых хорошо видно, что характер угасания $f(n)$ при $n \geq 1$ близок к экспоненциальному. На Рис. 3.3 приведена расчетная зависимость заселенности УЛ с индексами $n = 0$ и $n = 1$ при росте параметра Вигнера-Зейтса 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. Расчеты, проделанные для разных значений $\Delta_{CR}^{max} = 10, 11, 12$ (параметры ограничены мощностью компьютера), начинают различаться лишь при значениях $r_s \gtrsim 7$, что указывает на большое предельное значение сходимости расчетной схемы для данных дискретных параметров. Отдельно проверялось, что используемое значение параметра $N_S \sim 10$ уже достаточно адекватно для описания функции распределения, поскольку расчёт для $N_S = 9$ и 11 даёт тот же результат с погрешностью всего в несколько процентов (разные символы на вставке к Рис. 3.2b). Был проведен детальный анализ сходимости по параметру Δ_{CR}^{max} расчетной функции распределения при $\nu = 1$ и фиксированном $r_c = 5$ - на Рис. 3.4a,b видно, что заселенности УЛ $n = 0$ и $n = 1$ выходят на один уровень насыщения для $N_S = 9$ и 10, а расхождения между асимптотами менее 1 процента и обусловлены отличиями в шаге дискретизации.

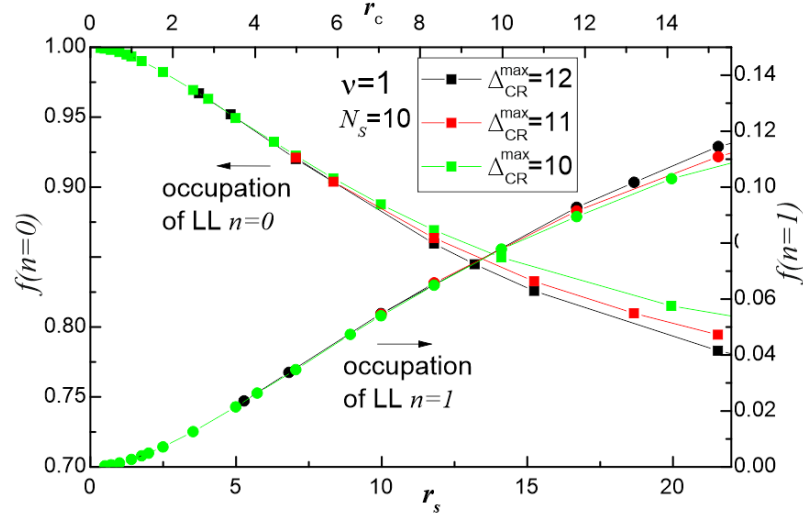


Рисунок 3.3: Числа заполнения нулевого и первого УЛ как функция параметра r_s , рассчитанные при разных значениях параметра Δ_{CR}^{max} и фиксированных N_S и N_{LL} .

Дальнейшее увеличение ёмкости уровней потребовало бы уменьшения их количества и допустимого предела Δ_{CR}^{max} . Так нижние кривые на Рис. 3.2b, соответствующие большему числу квантов потока $N_S = 15$ и 12 значительно расходятся с остальными вследствие того, что для их подсчета вынужденно ограничены Δ_{CR}^{max} , это сдвигает границы применимости вычислительной процедуры в сторону меньших r_c . Для случая $\nu = 1$ это нерационально, но может быть оправдано для других частных задач.

Описанный для $\nu = 1$ подход легко обобщается для других состояний целочисленного и дробного КЭХ в плане формирования базиса с ограничением по параметру Δ_{CR}^{max} . Для увеличения точности и детализации на УЛ спиновая степень свободы не учитывалась, что эквивалентно решению задачи о состояниях КЭХ с ферромагнитной конфигурацией. На Рис. 3.5a показан пример расчета функции распределения для $\nu = 3$, при $r_s = 2$. На Рис. 3.5b показаны расчетные функции распределения для ферромагнитных состояний КЭХ с $\nu = 1, 2, 3$, $r_s = 2$ и оптимальными дискретными параметрами N_S , N_{LL} , Δ_{CR}^{max} . Качественно похожая картина функции распределения электронов для разных факторов заполнения 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 (Рис. 3.6a). Кроме того, величина скачка Мигдала для малых факторов заполнения значительно меньше отличается от единицы, чем для ну-

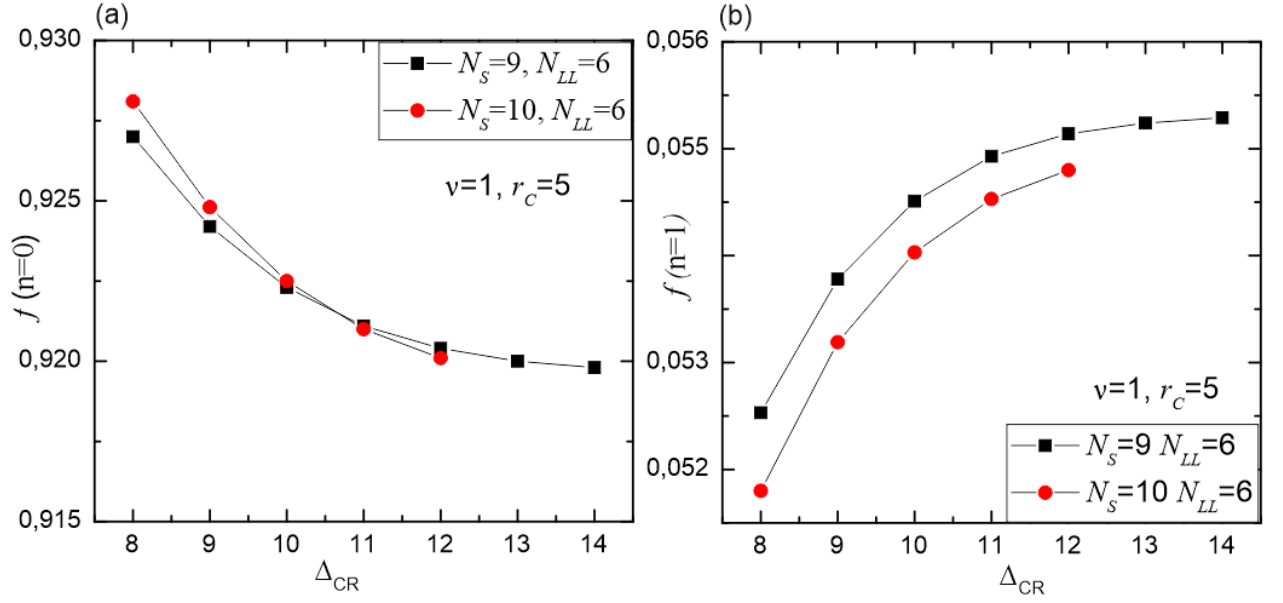


Рисунок 3.4: (а) Сходимость расчетной функции распределения: числа заполнения нулевого УЛ при $\nu = 1$, $r_c = 5$ как функция параметра Δ_{CR}^{max} при разных фиксированных N_S и N_{LL} . (б) Аналогично и при тех же параметрах - числа заполнения первого УЛ.

левого магнитного поля при том же r_s . Это видно на Рис. 3.6b по окололинейной зависимости $(1 - Z)$ от фактора заполнения при малых ν . Расчеты при $\nu = 3$ дают значения $(1 - Z)$ примерно четырехкратно ниже, чем для тех же r_s в случае нулевого магнитного поля по вышеприведенной линейной аппроксимации из [93]. Для бóльших факторов заполнения и $r_s \sim 1$ применяемая численная схема не обеспечивает сходимости, и потому в наших результатах невозможно проследить асимптотику скачка Мигдала.

Обнаруженное поведение функции распределения в различных состояниях КЭХ может быть объяснено механизмом влияния смешивающего параметра $r_c = r_s \sqrt{\nu/2}$ на поляризационные процессы. Детально зарождение магнитоплазменных флуктуаций в основном состоянии может быть проанализировано из расчета собственного вектора основного состояния системы в простейшем случае $\nu = 1$. Он представлен в виде разложения по компонентам типа приведенных на Рис. 3.1a:

$$|GS\rangle = \alpha_0|0\rangle + \alpha_I|I\rangle + \alpha_{II}|II\rangle + \alpha_{III}|III\rangle + \dots, \quad (3.7)$$

структура которых для случая $\nu \leq 1$ может быть интерпретирована как свертка магнитоплазменных переходов через одну или несколько циклотронных щелей

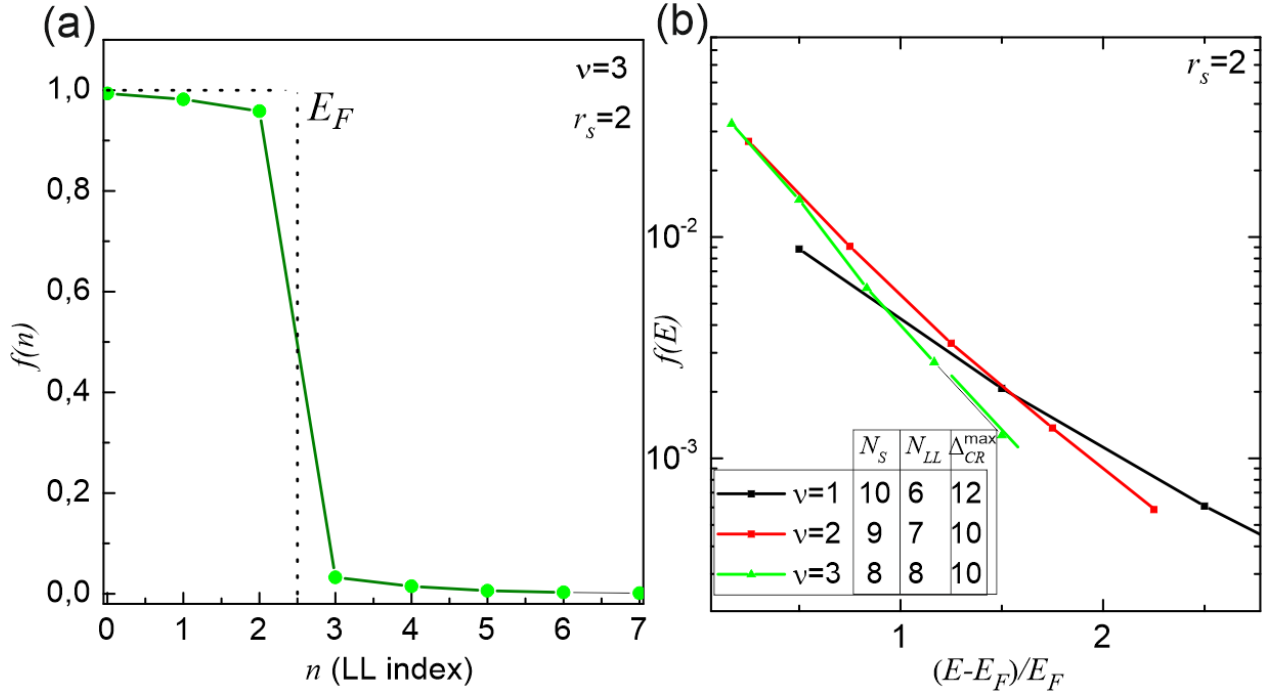


Рисунок 3.5: (a) Пример расчета полной функции распределения электронов по УЛ при $\nu = 3$ и r_s . (b) Сравнение хвостов функции распределения $f(E)$ в энергетических координатах для случаев $\nu = 1, 2$ и 3 для $r_s = 2$.

и с нулевым полным импульсом. Для произвольно выбранного распределения чисел заполнения электронов по УЛ существует несколько однотипных конфигураций (отличающихся перестановками электронов в пределах частично заполненных УЛ), и поскольку все такие базисные векторы ортогональны друг другу, то сумма их весов $W = \sum_i |\alpha_i|^2$ даст полный вес магнитоплазменной флуктуации этого типа. На Рис. 3.7b показана гистограмма распределения весов МР-флуктуаций для системы при $\nu = 1$ и $r_c = 2.6$, где по оси абсцисс отложено суммарное Δ_{CR} , а по оси ординат - суммарный вес таких комбинаций в векторе основного состояния. Видно, что на каждой вертикали расположено несколько точек, соответствующих разной структуре магнитоплазменных вкладов (количества квантов $\hbar\omega_c$ для участников свертки подписаны рядом с точками). Первое, что очевидно из гистограммы - это снова экспоненциальный характер спада суммарного веса магнитоплазменных комбинаций в зависимости от полного Δ_{CR} ; второе - в основном состоянии полностью отсутствуют одноплазменные флуктуации с $k = 0$; третье - на каждой вертикали лидируют структуры, состоящие из двухплазменных флуктуаций, с некоторыми переигрываниями веса по типу разбиения Δ_{CR} на два слагаемых; четвертое - вклад

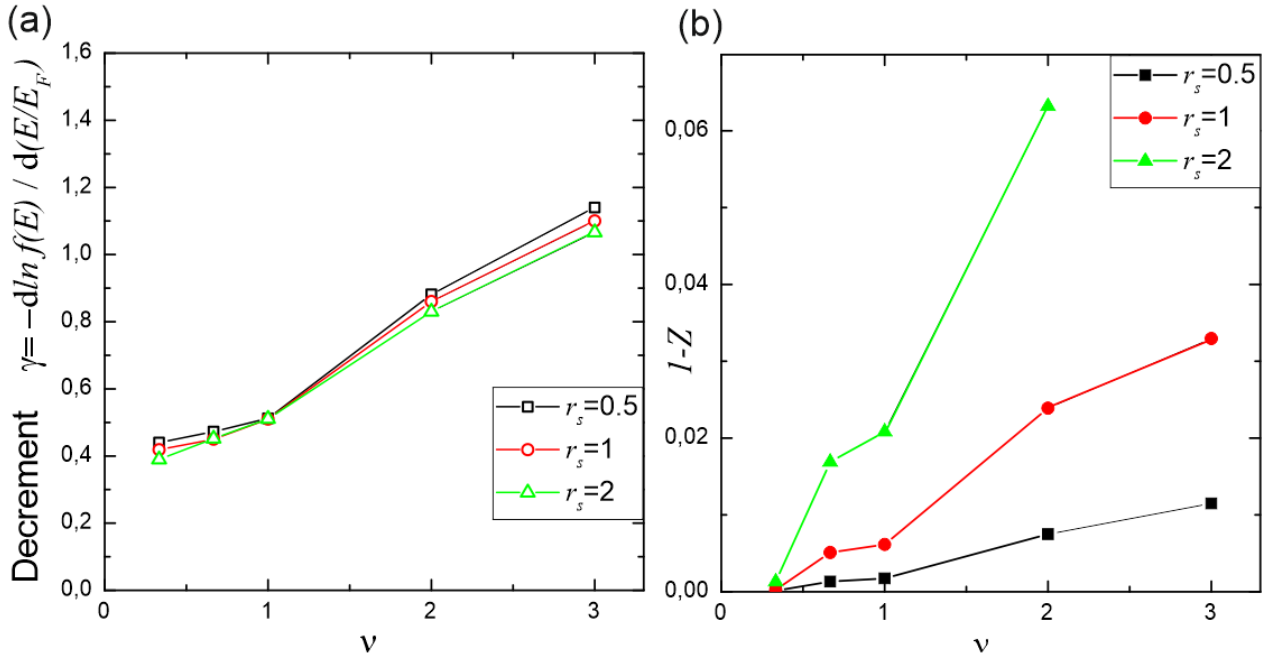


Рисунок 3.6: (a) Зависимость декремента затухания функции распределения $f(E)$ от фактора заполнения при различных r_s . (b) Зависимость фермижидкостного вклада в величину скачка Мигдала $(1 - Z)$ от ν при различных r_s .

многоплазмонных флуктуаций подавлен на порядки относительно двухплазмонных. Несложно физически обосновать такой ответ для структуры зарождающихся флуктуаций основного состояния. На Рис. 3.7а показаны дисперсии магнитоплазмонов и бернштейнских мод с кратными гармониками CR, рассчитанные в одномодовом ПХФ для модельного случая $r_c \ll 1$ (по аналогии с [36, 46]). Каждая из ветвей имеет один или несколько магниторотонных минимумов при $k \sim 1/l_B$ и высокой плотностью состояний в них $\sim 1/\sqrt{E - E_{min}}$, благоприятствующей рождению комплексов с их участием. Кроме того, вероятность рождения МР-флуктуаций пропорциональна недиагональному матричному элементу оператора кулоновского взаимодействия между соответствующей конфигурацией и экситонным вакуумом. Удобнее всего это описывать в терминах экситонного представления [117]:

$$M = \langle 0 | \hat{H}^{Coul} \hat{Q}_{0m_1, \vec{k}_1}^+ \dots \hat{Q}_{0m_N, \vec{k}_N}^+ | 0 \rangle, \quad (3.8)$$

где операторы $\hat{Q}_{0m_i, \vec{k}_i}^+$ соответствуют рождению магнитоплазмона с нулевого на m_i -ый УЛ с импульсом $\vec{k}_i$, $\sum_i \vec{k}_i = 0$, а кулоновская часть гамильтониана $\hat{H}^{Coul}$ также выражается через линейную комбинацию одно- и двух-экситонных опе-

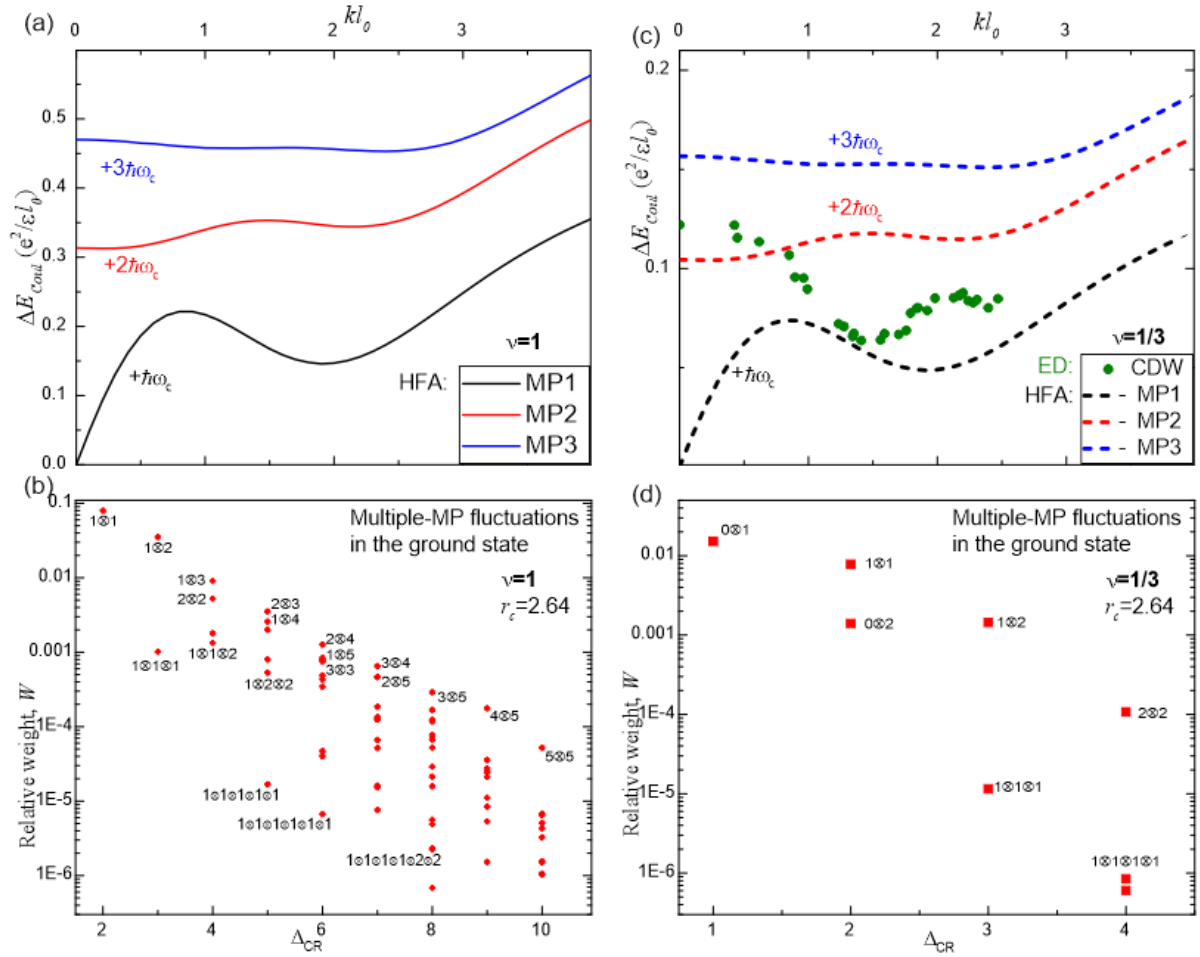


Рисунок 3.7: (а) Дисперсионные зависимости кулоновского вклада для нескольких магнитоплазменных возбуждений в состоянии КЭХ $\nu = 1$. Расчет в рамках ПХФ при $r_c \ll 1$. (б) Расчетная гистограмма удельного веса многоплазмонных комбинаций, дающих вклад в структуру основного состояния при $\nu = 1$. (с) То же для МР и внутриуровневой CDW (точная диагонализация) в состоянии КЭХ $\nu = 1/3$. Расчет выполнен при $r_c \ll 1$. (д) Расчетная гистограмма удельного веса многоплазмонных комбинаций в структуре основного состояния при $\nu = 1/3$.

раторов. Из известных коммутационных соотношений для экситонных операторов (1.18) следует, что матричные элементы (3.8) для одноплазмонных флуктуаций с $\vec{k} = 0$ равны нулю для любых индексов УЛ, а для двух- и более МР-компонент они являются функцией импульсов и индексов вовлеченных УЛ. Таким образом, в механизме образования МР-флуктуаций основного состояния целочисленного КЭХ главный вклад обеспечивают двухплазмонные комплексы, а вероятность рождения трех- и более компонентных флуктуаций, естественно, уменьшается. Следует отметить, что в состояниях дробного КЭХ имеется дополнительная степень свободы для внутриуровневых волн зарядовой плотности

(CDW), и поэтому флуктуации с переходом электронов на вышележащие УЛ могут дополнительно иметь слагаемые со структурой $MP(\vec{k}) \otimes CDW(-\vec{k})$. На Рис. 3.7с показаны дисперсии MP и CDW для состояния $\nu = 1/3$, а на расчетной гистограмме Рис. 3.7d виден лидирующий вклад в основное состояние $\nu = 1/3$ от флуктуаций с $\Delta_{CR} = 1$, очевидно состоящих из спаренных $CDW \otimes MP$.

Получив представление о структуре зарядовых флуктуаций основного состояния системы, можно на качественном уровне объяснить полученную зависимость функции распределения электронов от параметров r_s и ν . Для этого можно воспользоваться соображениями теории возмущений, когда кулоновское взаимодействие порождает флуктуации типа (3.7). Комплексные амплитуды α_i поправок первого порядка малости по кулоновскому взаимодействию для рождения MP-флуктуаций с суммарным количеством квантов $\Delta_{CR}(i)$ и определенной внутренней конфигурацией имеют вид:

$$\begin{aligned} \alpha_i &= \frac{B_i e^2 / \epsilon l_B}{\Delta_{CR} \hbar \omega_c + A_i e^2 / \epsilon l_B} = \frac{B_i r_c}{\Delta_{CR} + A_i r_c} = \\ &= \frac{B_i r_s \sqrt{\nu/2}}{\Delta_{CR} + A_i r_s \sqrt{\nu/2}}, \end{aligned} \quad (3.9)$$

где A_i - константа порядка единицы, отвечающая за величину кулоновского вклада в энергию i -й многоплазменной комбинации при $k = 0$, а константа B_i связана с матричным элементом (3.8) кулоновской части Гамильтониана. Эти числа зависят от типа основного состояния, фактора заполнения и от индексов вовлеченных УЛ, но при этом сама форма (3.9) универсальна для любых состояний КЭХ.

Из (3.9) видно, что веса подмешанных мультиплазменных состояний $|\alpha_i|^2$, а значит и степень размытия функции распределения электронов, при малом смешивании растут вначале линейно по ν (подтверждается Рис. 3.6b) и квадратично по r_s (подтверждается Рис. 3.3), а затем обе зависимости выходят на насыщение. Независимость декремента затухания от r_s при фиксированном ν (Рис. 3.6a) доказывает взаимосвязь механизма образования зарядовых флуктуаций со структурой магнитоплазменных возбуждений в определенном состоянии КЭХ. А от r_s зависит лишь амплитуда флуктуаций. На качественном

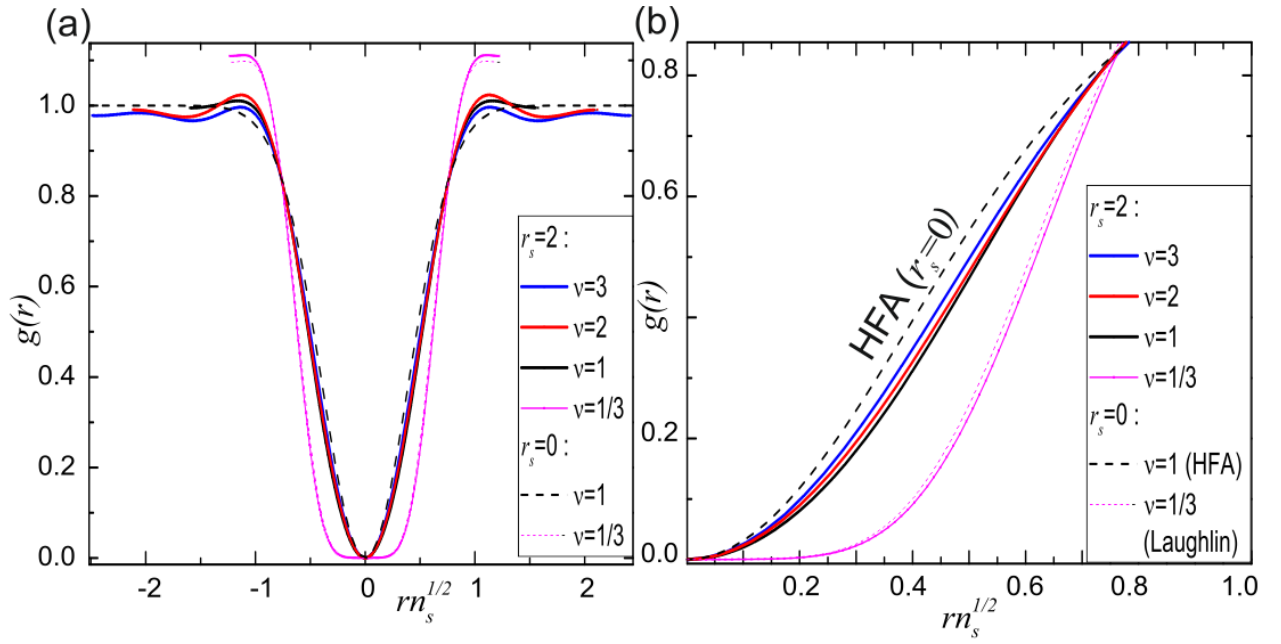


Рисунок 3.8: (a) Парные корреляционные функции в ферромагнитных состояниях КЭХ с факторами заполнения $\nu = 1/3, 1, 2, 3$ при $r_s = 2$ (сплошные кривые) и при $r_s = 0$ (штриховые кривые), посчитанные методом ТД. (b) В другом масштабе оси абсцисс.

уровне усложнение картины МР-флуктуаций при больших факторах заполнения (за пределами результатов Рис. 3.6) связано с увеличением количества каналов распада и дробления 'высоких' магнитоплазмонов на мелкие куски, с учетом растущего многообразия возможных переходов между близкими УЛ. Это приводит к укорачиванию хвостов функции распределения, одновременно сгущению количества зарядовых флуктуаций на уровнях вблизи E_F , и поэтому более выраженному ферми-жидкостному искажению величины $(1 - Z)$. Это отличие и наблюдается при сравнении функций распределения между случаями нулевого и сильного квантующего магнитных полей. В вышеописанном механизме искажения функции распределения электронов в режиме КЭХ магнитоплазменные комплексы играют роль аналогичную нулевому звуку в классической ФЖ. На основе численного ответа о доминирующем вкладе конкретно двухплазменных комплексов, можно в перспективе развить результат аналитически в рамках метода экситонного представления для мезоскопической ДЭС. Это поможет определить, какова топология искажения орбитальной волновой функции в основном состоянии КЭХ при малых ν .

Изменение функции распределения электронов при росте параметра r_s неизбежно сказывается на межчастичных корреляциях, одним из индикаторов

которых служит парная корреляционная функция $g(r)$. Её характер влияет на многочастичные вклады в энергию коллективных возбуждений, энергетические щели и структуру основного состояния. Подсчет $g(r)$ возможен из результатов ТД Гамильтоновой матрицы и найденных собственных векторов основного состояния в представлении вторичного квантования. Соответствующие выражения для нетривиальных коррелированных состояний ДКЭХ на нулевом УЛ были получены в давних работах [113], но для расчетов со смешиванием УЛ процедура вычисления была переработана.

Результирующие парные корреляционные функции для ферромагнитных состояний КЭХ, естественно, будут удовлетворять принципу Паули и иметь $g(0) = 0$. Расчеты $g(r)$ были проведены при разных ν для $r_s=2$ в сравнении с $r_s=0$ (случай выключенного кулоновского взаимодействия). Результирующие кривые в безразмерных координатах $r\sqrt{n_s}$ (где n_s - концентрация ДЭС) показаны на двух панелях Рис. 3.8 в разном масштабе. На панели (а) дан общий вид $g(r)$ на всей её области определения. При $r_s = 0$ в режиме целочисленного КЭХ помимо общей для всех ν области 'обеднения' от $r = 0$ до среднего межчастичного расстояния (штриховая кривая на Рис. 3.8) наблюдаются осцилляции на больших удалениях из-за наличия узлов волновых функций на УЛ с индексами $n \geq 1$. При $\nu = 1/3$ и $r_s = 0$ вид $g(r)$ хорошо известен [113] - он отличается существенно более широкой областью корреляционной дырки и также осцилляцией при $r\sqrt{n_s} \sim 1$. Кривые, полученные для $r_s = 2$ отдалены от $r = 0$, причём в большей степени для малых ν (в масштабе видно на Рис. 3.8b), а также усиливаются осцилляции при $r\sqrt{n_s} > 1$. Изменения $g(r)$ для $\nu = 1/3$ очень слабо выражены (розовые кривые на Рис. 3.8). Таким образом, эффективное отдаление электронов для ненулевых r_s и малых ν созвучно уменьшению влияния кулоновского взаимодействия на функцию распределения, обсуждавшееся выше.

Перераспределение электронов из-за смешивания УЛ в режиме КЭХ неотрывно связано с изменением характера межчастичного кулоновского взаимодействия. Помимо эффективного взаимного отдаления частиц, наблюдаемого по $g(r)$, необходимо иметь в виду значительный эффект от поляризации магнитоплазмонного облака, подавляющего кулоновское взаимодействие между частицами. Каким образом происходит смягчение межчастичного взаимодействия

из-за смешивания УЛ и размытия функции распределения, будет обсуждаться в главах 5 и 7 как с экспериментальной, так и теоретической точек зрения.

3.4 Расчет комбинированных спин-зарядовых коллективных возбуждений в режиме дробного КЭХ

В режиме дробного КЭХ, например при $\nu = 1/3$, низжайшие коллективные возбуждения происходят в пределах низжайшего УЛ. И если про дисперсию зарядовых волн существует огромное множество как теоретических, так и экспериментальных данных, то про спиновые известно мало. Спиновые возбуждения могут носить комбинированный характер, сочетая спин-флип процесс с внутриуровневой зарядовой волной. Одночастичный вклад таких возбуждений задан зеемановской энергией, а многочастичный представляет собой комбинацию обменной и корреляционной энергий. При этом априори неизвестно, будут ли такие спиновые волны выше или ниже по энергии относительно зарядовых магнито-ротонов. Учитывая сложную структуру корреляций, дисперсию этих волн сложно описать аналитически, поэтому был использован метод ТД, где рассматривались состояния на УЛ с обеими проекциями спина.

Моделирование проводилось для сравнения с экспериментом в GaAs [A15] с параметрами ДЭС: $\epsilon = 12.5$, $m^* = 0.067m_0$, $g = 0.35$, $n_s = 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, то есть невысоких значений $r_c \sim 0.5$ и незначительном смешивании УЛ, кроме того, в расчетах был учтен геометрический форм-фактор, соответствующий квантовой яме 18 нм и ослабляющий кулоновское взаимодействие [62].

Хорошо известно, что вычисление параметров основного состояния $\nu = 1/3$ с помощью ТД обеспечивает отличную сходимость [115] уже для чисел электронов $N_E = 5, 6, 7$. Однако в данной работе расчеты ориентированы на спин-флип возбуждения при отличных от нуля волновых векторах, поэтому пришлось расширить диапазон актуальных импульсов в магнитной зоне Бриллюэна. Для установления магнито-ротонного минимума SE при импульсах $ql_B \sim 2$ использованы параметры вплоть до $N_E = 10$ и $N_S = 30$. В результате предельный импульс 1-й магнитной зоны Бриллюэна достиг значений $k_{max}l_B = \sqrt{\frac{2\pi}{N_S} \frac{N_E}{2}} \approx 2.3$,

с запасом покрывая магниторотонный минимум и нивелируя влияние брэгговского отражения на актуальную дисперсию возбуждения. Кроме того, вследствие больших N_S дисперсионные данные рассчитываются с отличной детализацией, что позволяет плавно отрисовать кривую.

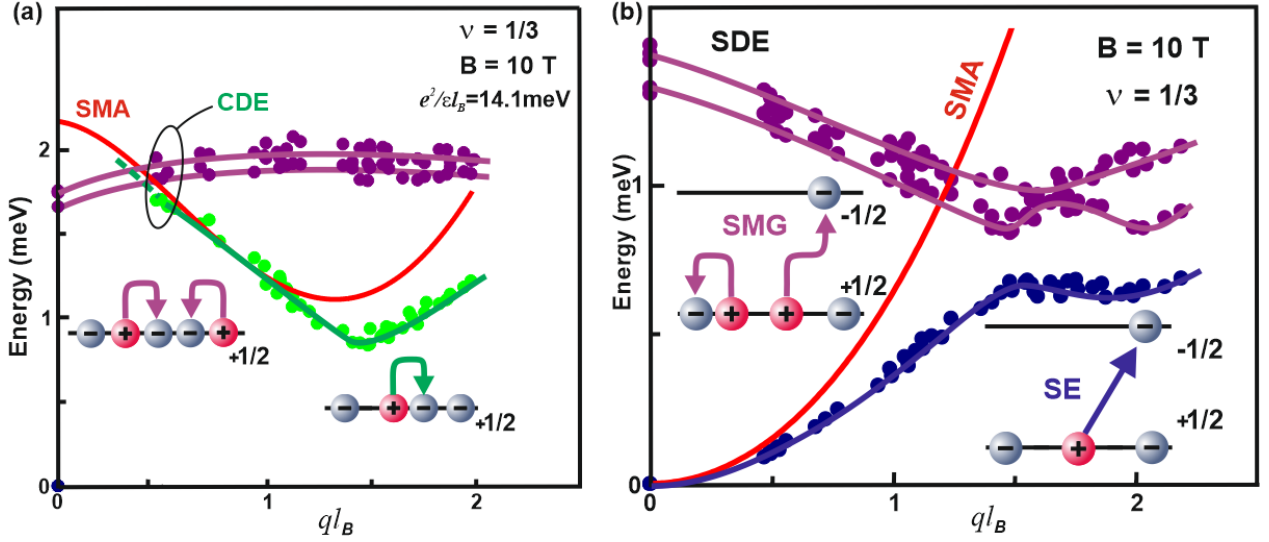


Рисунок 3.9: (а) Дисперсия нижайших ветвей возбуждений зарядовой плотности при $\nu = 1/3$, рассчитанных для параметров ДЭС в GaAs при $B = 10$ Тл. Ветвь магниторотонов (зеленые символы) и ветвь 'магнито-гравитонов' (фиолетовые). Сплошные кривые проведены для наглядности. Красная линия — аналитическая кривая магнито-ротонной дисперсии. (б) Дисперсия трёх нижайших ветвей возбуждений спиновой плотности, расчет ТД для идеальной ДЭС. Одномодовая дисперсия SE показана красным.

Следующим шагом в отработке вычислительной схемы является сравнение результатов диагонализации для $N_E = 7, 8$ и 9 в лафлиновском состоянии $\nu = 1/3$ с дисперсионной зависимостью магнито-ротонов, полученной в одномодовом приближении (Рис. 3.9а). Для импульсов, меньших обратной магнитной длины, численные расчеты практически идентичны расчетам, основанным на аналитической обработке одномодового приближения. Кроме того, подтверждается предсказание, сделанное в [118] относительно энергии магнито-ротонной ветви возбуждений, попадающей в континуум так называемых 'магнито-гравитонов' (в соответствии с предложенной в [118] номенклатурой) - квадрупольных колебаний электронной плотности с полным угловым моментом 2. Пересечение ветвей видно вверху Рис. 3.9а. В расчетах воспроизводится минимум на дисперсионной зависимости магниторотонов в районе $\sim 1.5l_B^{-1}$, и он глубже, чем предсказывает одномодовое приближение.

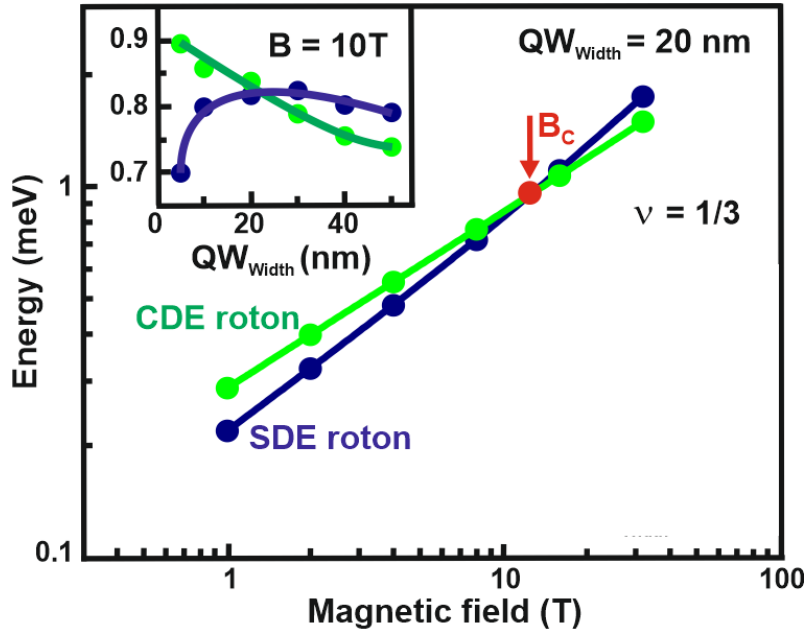


Рисунок 3.10: Энергии магнито-ротонов $S = 1$ и $S = 0$ при $\nu = 1/3$, полученные методом ТД для ДЭС в GaAs-квантовой яме шириной 20 нм в зависимости от магнитного поля. На верхней вставке энергия для ДЭС при $B = 10$ Тл в зависимости от ширины квантовой ямы.

Центральным результатом текущего расчета является появление ветви коллективных возбуждений (магнито-ротон со спином $S = 1$) с энергией меньше, чем у CDE магнито-ротонов. Чтобы исследовать природу этой ветви, рассмотрим дисперсию трёх возбуждений с нижайшей энергией и $S = 1$ (Рис. 3.9b). Оказывается, что кроме SE в спектре присутствует комбинированное спин-зарядовое возбуждение. Оно имеет отрицательную дисперсию, которая при некотором импульсе проявляет антипересечение с дисперсией ветви SE (Рис. 3.9b). Соответственно, при близких к нулю импульсах нижайшая ветвь ведет себя как SE, а при $k \gtrsim 1/l_B$ приобретает магнито-ротонные свойства, при этом энергия её значительно понижается из-за отталкивания.

Для сравнения с экспериментом важно проверить, будет ли эта спиновая ветвь иметь нижайшую энергию среди всех нейтральных возбуждений, если принять во внимание фактические физические характеристики ДЭС - геометрический форм-фактор в квантовой яме, ослабляющий кулоновское взаимодействие, и вклад от зеемановской энергии. Оказалось, что энергия нижней спиновой ветви может быть наименьшей при всех импульсах (Рис. 3.10). В этом случае при $k = 0$ квадрупольная комбинация, то есть свертка в двухмодовом приближении магнито-ротонов с $S = 1$ и $S = 0$ будет иметь энергию меньше,

чем "магнито-гравитон" с $S = 0$. Другими словами, при $k = 0$ ларморовский спиновой экситон и квадрупольное спиновое возбуждение будут самыми низко-энергетическими возбуждениями.

Оказалось, что такие коллективные возбуждения с единичным спином участвуют в формировании сверх-долгоживущего квазиравновесного ансамбля 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]. Обсуждение примененной для этой задачи экспериментальной методики выходит за рамки данного раздела.

3.5 Заключение по данной главе

В заключение, произведён расчет распределения электронов по уровням Ландау в режиме квантового эффекта Холла при сильном кулоновском взаимодействии. Для этого разработана модифицированная схема точной диагонализации с сокращенной на порядки численностью базиса многочастичных конфигураций и позволяющая адекватный учет смешивания нескольких уровней Ландау. Изучено поведение функции распределения электронов по уровням Ландау в зависимости от фактора заполнения и параметра Вигнера-Зейтса. Выявлено, что при малых ν квантование Ландау существенно подавляет ферми-жидкостной вклад в величину скачка Мигдала $(1 - Z)$, который уменьшается околoliniейно по ν и квадратично по r_s , одновременно хвосты функции распределения электронов удлиняются. Механизм перестройки функции распределения описан в терминах рождения магнитоплазменных флуктуаций в структуре основного состояния системы. Показано, что главный вклад приносят двухмагнитоплазменные флуктуации с суммарным нулевым импульсом. При малых ν и r_s появление магнитоплазменной "поляризации" в основном состоянии подавлено, а при $\nu \rightarrow \infty$ (в малых магнитных полях) поляризационное облако магнитоплазмонов приходит к насыщению, задающему финальную перенормировку квазичастиц и максимально возможное значение для $(1 - Z)$. Данные результаты созвучны с ранее наблюдавшимися нераспаденностью ферми-жидкостных квазичастиц и одномодовым характером коллективных возбуждений в режиме квантового эффекта Холла.

В состоянии дробного КЭХ $\nu = 1/3$ при $r_s \ll 1$ произведен расчет дисперсии коллективных возбуждений со спином $S = 1$ и $S = 0$. Обнаружены необычные свойства нижайших по энергии спиновых возбуждений - формирование в дисперсии спинового экситона магниторотонного минимума при $ql_B \sim 2$ за счет антипересечения с вышележащим комбинированным спиновым возбуждением. В результате SE в широком диапазоне импульсов может иметь энергию ниже ветви волны зарядовой плотности.

Глава 4

Магнитоплазменные и межподзонные возбуждения в двумерных электронных системах на основе гетероструктур $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$

4.1 Введение

Ключевым параметром любой многочастичной системы является эффективная масса (m^*) носителей заряда. Она влияет на подвижность и важные энергетические масштабы, такие как циклотронная энергия, энергия связи экситонов и другие. Соответственно, зависимость m^* от каких-либо регулируемых параметров, например диэлектрического окружения или концентрации свободных носителей является весьма актуальной задачей для относительно новых гетероструктур на основе ZnO. К тому же, как будет показано, поведение циклотронной массы качественно отличается от массы плотности состояний (Раздел 1.8.2). В настоящей работе магнитоплазменные возбуждения и влияющий на них параметр циклотронной массы были исследованы в ДЭС на основе гетероструктур MgZnO/ZnO с использованием метода оптически детектируемого резонансного микроволнового поглощения [A2].

Методика резонансного неупругого рассеяния света применена для изучения коллективных возбуждений ДЭС в ZnO в нулевом магнитном поле. Измерена дисперсия свободного (не ограниченного размерами образца) внутриподзонного 2D-плазмона, исследованы межподзонные коллективные возбуждения зарядовой, спиновой плотности и одночастичный континуум [A4]. Энергии

всех межподзонных возбуждений систематически измерены в зависимости от электронной концентрации и сопутствующих изменений в ограничивающем потенциале гетероперехода. Удивительно, но континуум межподзонных одночастичных возбуждений обнаружен при энергиях, превышающих энергии обеих коллективных мод. Ключевые многочастичные энергетические вклады - деполаризационный и экситонный сдвиги - извлечены из данных по энергии межподзонных возбуждений, обнаружена доминирующая роль экситонного сдвига в ZnO.

Магнитополевая динамика межподзонной волны зарядовой плотности показала, что её энергия чувствительна к степени локальной спиновой поляризации ДЭС, что связано с изменением обменного энергетического вклада [A6].

4.2 Двумерные магнитоплазмоны и аномальный рост циклотронной массы от концентрации ДЭС

В данном разделе представлены результаты измерений магнитоплазменных резонансов в нескольких различных ДЭС на основе гетероструктур $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$. Благодаря улучшенному качеству образцов были обнаружены гораздо более узкие и симметричные магнитоплазменные резонансы по сравнению с предыдущими исследованиями [119], что позволило наблюдать, как циклотронная масса m^* зависит от концентрации ДЭС. Из магнитодисперсии верхней магнитоплазменной ветви удалось извлечь значение массы и установить заметное её возрастание при увеличении n_s . Из анализа характера возрастания следует, что возможной причиной сильного изменения массы является нарушение теоремы Кона при комбинированном действии непараболичности зоны и сильного кулоновского взаимодействия.

Эксперименты были выполнены на наборе из шести гетероструктур $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ S080, S232, S244, S202, S302, S431 (см. Таблицу 2.1), содержащих с концентрациями в диапазоне $n_s = 0.7\text{--}11 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Измерения проводились при $T \sim 0.35 - 3 \text{ К}$ и магнитных полях до 14 Тл. Фотовозбуждение образцов осуществлялось непрерывным He-Cd лазером с длиной волны 325 нм,

а прочие экспериментальные детали измерения спектров фотолюминесценции описаны в разделе 2.2.

Для регистрации магнитоплазменных возбуждений с частотами до 28 ГГц образцы дополнительно помещались в цилиндрический резонатор, образованный SMA- разъемом на конце коаксиального кабеля, доводящего СВЧ-возбуждение от генератора к образцу в криостате. Такая геометрия облучения обеспечивала почти ровную передаточную характеристику на частотах возбуждения в диапазоне от 0.1 до 28 ГГц. Для обнаружения магнитоплазменных последовательно регистрировались спектры ФЛ с СВЧ- возбуждением и без него. Механизм детектирования плазменных резонансов следующий: если микроволновое излучение попадает в резонанс с плазменным возбуждением, ДЭС будет разогреваться поглощаемой мощностью. Из-за разогрева неравновесное изменение функции распределения электронов вызовет изменения в спектре ФЛ. Их можно проявить, вычисляя разностный спектр ФЛ между режимами включенного/выключенного СВЧ-излучения. Мерой микроволнового поглощения служит интеграл от абсолютного значения этого дифференциального спектра ФЛ. Для обнаружения резонанса либо плавно перестраивается частота микроволнового излучения при фиксированном магнитном поле, либо наоборот - магнитное поле при фиксированной частоте возбуждения. Для исследования резонансов на частотах выше ~ 28 ГГц образец устанавливается на конце большого микроволнового волновода. Такое расположение не обеспечивает плоской частотной характеристики и, следовательно, подходит только для режима сканирования магнитного поля. Превосходная чувствительность этого метода "Оптически детектируемого резонансного микроволнового поглощения", была установлена ранее, начиная с работ [14, 120].

На Рис. 4.1a приведен пример спектров ФЛ от ДЭС, зарегистрированных с включенным и с выключенным СВЧ-излучением при $B=0$ Тл на образце S302. Также в увеличенном масштабе черной кривой показан дифференциальный спектр. Резонансы плазменного поглощения как функция частоты СВЧ показаны на Рис. 4.1b для образца S202. При малом магнитном поле наблюдается только один резонанс поглощения, причем с увеличением магнитного поля резонансная частота уменьшается. Отрицательная магнитодисперсия характерна для краевых магнитоплазменных возбуждений в ДЭС [14, 121]. Кроме того,

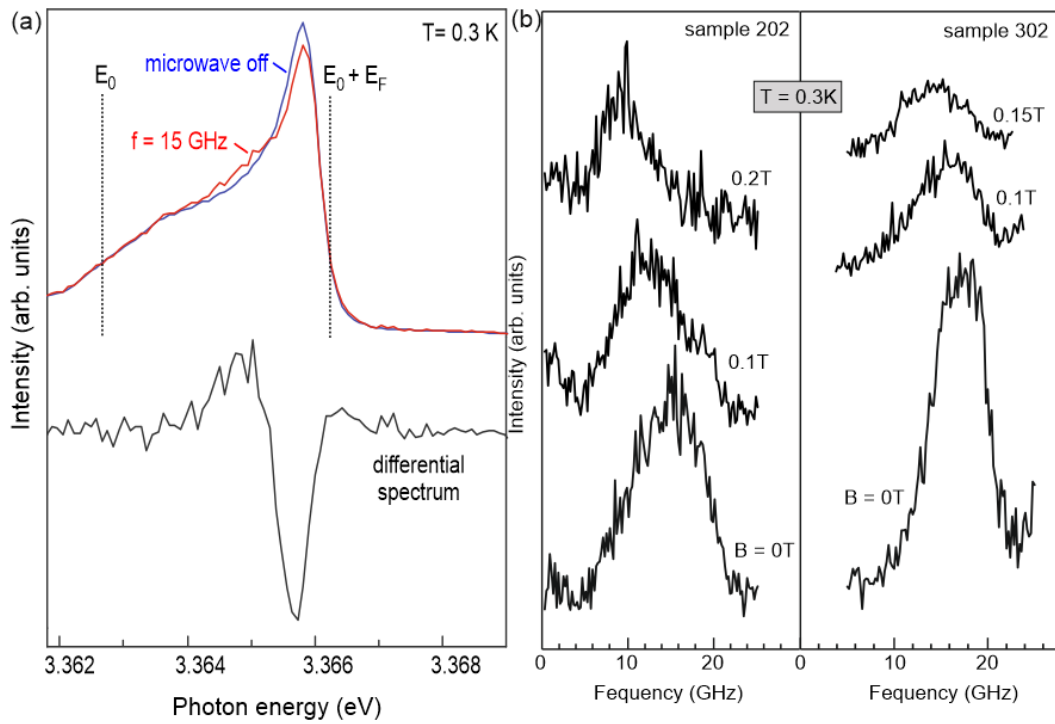


Рисунок 4.1: (а) Спектр ФЛ из нижней размерно-квантованной подзоны ДЭС на основе гетероперехода MgZnO/ZnO в нулевом магнитном поле. Образец S302 имел прямоугольную форму с размерами $a \times b = 1.85 \times 1.15$ мм. Красная и синяя кривые сняты, соответственно, при включенном/выключенном СВЧ излучении с $f = 15$ ГГц. Черная кривая - дифференциальный спектр. (б) Сигнал оптически детектируемого резонансного микроволнового поглощения, полученный на двух гетероструктурах. Амплитуда микроволнового поглощения как функция частоты СВЧ-излучения на образцах S202 ($n_s = 3.66 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) и S302 ($n_s = 6.54 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) для трёх значений магнитного поля.

ширина линии плазменного резонанса позволяет определить время релаксации электронов по импульсу. Для всех изученных образцов это время варьировалось от 30 до 50 пс, что хорошо согласуется с временами релаксации, извлеченными из магнитотранспортных данных.

Для обнаружения резонансов на частотах выше ~ 28 ГГц было необходимо проводить сканирование магнитного поля, а результаты показаны на Рис. 4.2а. Теперь с увеличением СВЧ-частоты резонанс смещался в сторону более сильных магнитных полей. Положительная магнитодисперсия является характерной чертой объемных магнитоплазмонов. На Рис. 4.2б показаны обработанные положения всех магнитоплазменных резонансов, измеренных на образце S202.

Ниже приведен анализ дисперсии магнитоплазменных возбуждений. В прямоугольных образцах со сторонами a и b частоты плазмонов, распространяю-

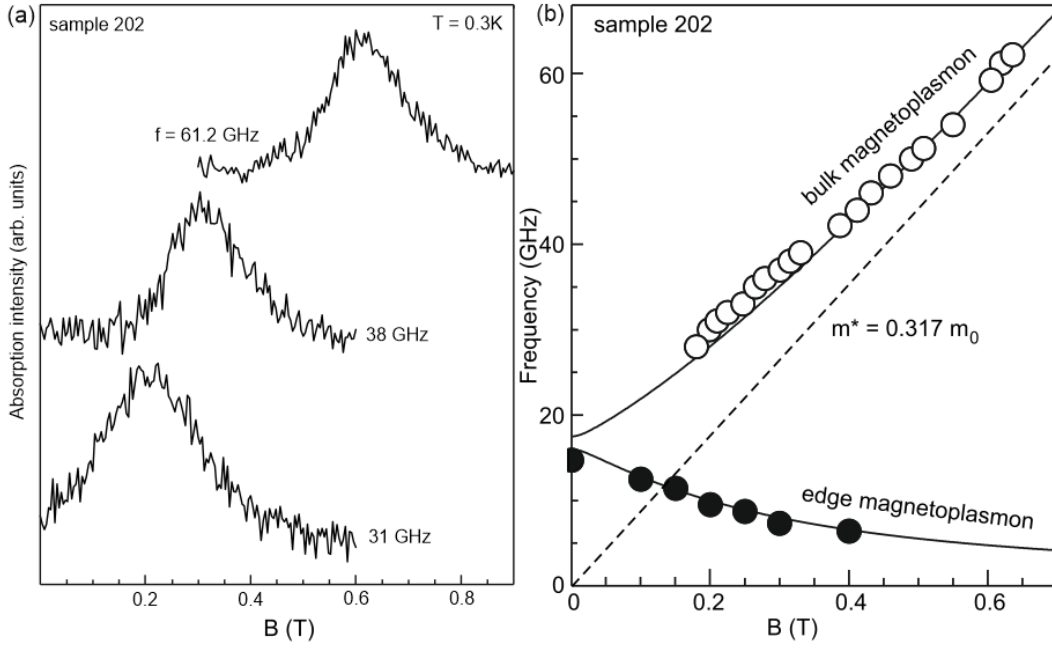


Рисунок 4.2: (а) Амплитуда микроволнового поглощения как функция магнитного поля для частот $f > 28$ ГГц. Резонансы соответствуют объемной магнитоплазменной моде с положительной магнитодисперсией. (б) Карта магнитоплазменных резонансов в зависимости от магнитного поля для образца S202. Сплошные кружки - обозначают нижнюю краевую МР-моду. Пустые кружки вырисовывают объемную МР-моду. Сплошные линии - результат расчета по формуле (4.2). Штриховая линия — циклотронная частота eB/m^*c .

щихся в соответствующих направлениях x или y можно записать как:

$$\omega_x^2 = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \bar{\epsilon}} q_x, \quad \omega_y^2 = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \bar{\epsilon}} q_y. \quad (4.1)$$

Здесь, n_s - электронная концентрация, $\bar{\epsilon} = (8.5 + 1)/2 = 4.75$ - эффективная диэлектрическая проницаемость (одно полупространство заполнено диэлектриком, а другое - вакуум), $q_x = \pi/a$ и $q_y = \pi/b$ компоненты волнового вектора фундаментальной плазменной моды [14]. Из этих выражений следует, что плазменные частоты определяются линейными размерами образцов.

В магнитном поле происходит гибридизация плазменных колебаний с циклотронным характером движения. Для описания этой связи можно в качестве приближения воспользоваться выражением из [122], полученным для дисков эллиптической формы. Он также определяется двумя плазменными частотами ω_x и ω_y :

$$\omega_{\pm}^2 = (\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_c^2)/2 \pm \{(\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_c^2)^2/4 - \omega_x^2 \omega_y^2\}^{1/2}. \quad (4.2)$$

Эти выражения правильно описывают как расщепление в нулевом магнитном поле, так и дисперсию магнитоплазменных мод в больших полях. С ростом поля B частота верхней моды асимптотически приближается к циклотронной, а частота нижней моды уменьшается как $\sim 1/B$.

Подгоночные кривые на Рис. 4.2b проведены методом наименьших квадратов, используя эффективную массу в качестве параметра в уравнении (4.2). При этом они корректно описывают экспериментальные данные сразу для обеих ветвей. Значение циклотронной массы ДЭС может быть ещё более точно извлечено из магнитодисперсии объемной магнитоплазменной моды, учитывая ее асимптотическое поведение в сильных магнитных полях:

$$\omega_{mp}^2 = A + \omega_c^2, \quad (4.3)$$

где A — константа, обусловленная плазменной частотой в нулевом магнитном поле. Для иллюстрации, экспериментальные точки, отвечающие объемной магнитоплазменной ветви в образце S202 были построены на Рис. 4.3a в координатах B^2 vs. f^2 . Наклон прямой позволяет точно определить значение циклотронной массы ДЭС. Аналогичным образом были проанализированы экспериментальные данные на всех других образцах. На Рис. 4.3b показано полученная зависимость циклотронной массы m^* от концентрации ДЭС. При $n_s < 6.54 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ наблюдается возрастание на величину $\sim 20\%$.

Монотонный рост циклотронной массы с концентрацией ДЭС в неполярных полупроводниках обычно связывают с эффектами непараболичности зон или альтернативно - электрон-фоонного взаимодействия (поляронный эффект). Аналогичное экспериментальное исследование циклотронной массы в зависимости от концентрации носителей проводилось на гетеропереходах GaAs/AlGaAs [124]. Это исследование было выполнено в сопоставимом диапазоне концентраций до $n_s \sim 9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Авторам удалось описать линейный рост циклотронной массы в $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -приближении, включающем три зоны. В такой

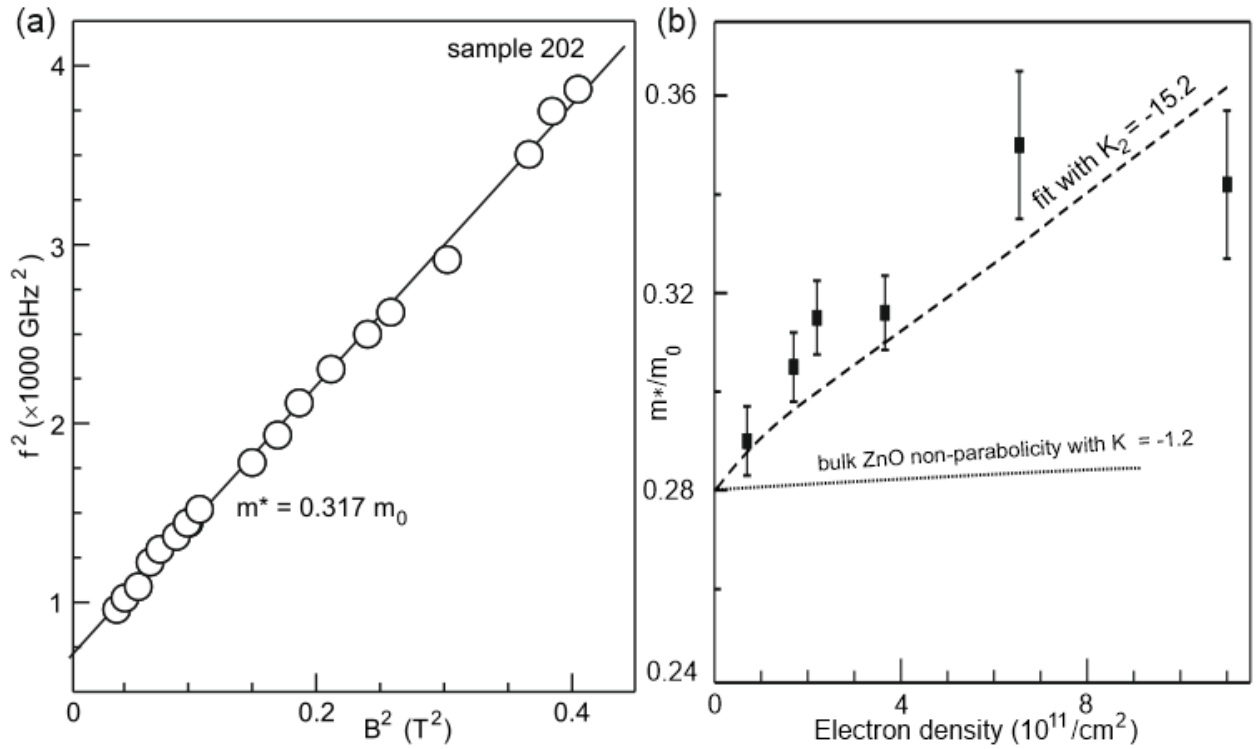


Рисунок 4.3: (а) Ветвь объемной МР-моды для образца S202, взятой из Рис.4.2b и перерисованной в координатах B^2 vs. f^2 . Точки ложатся на прямую линию, наклон которой дает точное значение эффективной циклотронной массы. (b) Зависимость циклотронной массы m^* от концентрации ДЭС для шести исследованных гетероструктур MgZnO/ZnO. Символы: экспериментальные значения, извлеченные из аппроксимации магнитолевой зависимости объемных МР-ветвей. Пунктирная кривая — расчетная (по Ур.(4.4)) зависимость массы от концентрации с параметром непараболичности $K_2^{bulk} = -1.2$, взятым из данных для объемного ZnO [123]. Штриховая кривая — аналогичная зависимость для подгоночного значения $K_2 = -15.2$.

модели поведение эффективной массы с энергией получено в виде:

$$\frac{1}{m^*(E)} = \frac{1}{m_0^*} \left(1 + \frac{2K_2}{E_g} E \right). \quad (4.4)$$

В этом выражении m_0^* — эффективная масса на дне зоны, K_2 — коэффициент, определяющий степень зависящей от энергии непараболичности зоны, E — энергия электронов, а E_g — фундаментальная ширина запрещенной зоны. Для GaAs получена оценка $K_2 \sim -1.4$. Важно отметить, что в малых магнитных полях, пока циклотронная энергия существенно меньше энергии ЛО-фононов, данные циклотронного резонанса не подвержены поляронному эффекту. Это справедливо в гетероструктурах MgZnO/ZnO, так как энергия ЛО-

фонона ($\hbar\omega_{LO}^{ZnO} = 72$ мэВ) и для магнитных полей, использованных в эксперименте, энергия $\hbar\omega_c < 0.4$ мэВ.

Влияние непараболичности зоны на циклотронную массу электронов можно проанализировать и для полученной зависимости на Рис. 4.3b. В квазидвумерных электронных системах, образованных на гетеропереходах, энергия электронов E вблизи химического потенциала (или энергия Ферми в пределе нулевой температуры) имеет два вклада: кинетическую энергию $E_F = n_s \pi \hbar^2 / m_0^*$ и энергию размерного квантования в z -направлении E_z . Обе они сильно зависят от электронной концентрации. Можно оценить E_z из вариационной волновой функции Фэнга и Ховарда $\phi(z)$ для нижней подзоны в случае с треугольным потенциалом [125]:

$$E_z = \frac{\hbar^2 b^2}{8m_0^*}, \quad (4.5)$$

где $b = (48\pi m_z e^2 (n_{dep} + 11/32 n_s) / \varepsilon_{ZnO} \hbar^2)^{1/3}$

Отсюда можно смоделировать зависимость эффективной массы от концентрации носителей, подставив полную энергию электронов E в уравнение (4.4). Зависимость обоих вкладов в E от концентрации n_s определяется как $\langle E_z \rangle = n_s^{2/3} \cdot 3.37$ мэВ и $E_F = n_s \cdot 0.795$ мэВ, где n_s берется в единицах 10^{11} см^{-2} . Наилучшее соответствие полученного выражения экспериментальным данным показано на Рис. 4.3b штриховой линией и дает значение коэффициента непараболичности $K_2 \approx -15.2$ (нижний предел оценки $K_2 \sim -12$). Хотя зависимость экспериментальной циклотронной массы весьма условно подчиняется теоретическому тренду, очевидно, что оценки для значения K_2 на порядок больше реальных параметров. Для объемного материала ZnO актуальный параметр непараболичности $K_2^{bulk} \sim -1.2$ может быть взят из результатов эксперимента по дихроизму и эллипсометрии, а соответствующая этому параметру кривая построена пунктирной линией на Рис. 4.3b, что сильно слабее экспериментальной зависимости.

Из расхождения можно заключить, что непараболичность зоны проводимости — не единственный механизм, ответственный за наблюдаемое резкое увеличение циклотронной массы в ZnO. По-видимому, в этих ДЭС с параметром $r_s \gtrsim 5$ важную роль играют также кулоновские корреляции. Совместное влияние непараболичности и кулоновских корреляций на энергию циклотронного

резонанса в ДЭС ранее рассматривалось теоретически [126]. Механизм следующий: из-за непараболичности зоны, растущей вместе с n_s , справедливость теоремы Кона нарушается и кулоновские корреляции влияют на циклотронный резонанс, даже в пределе нулевого импульса. Проявление кулоновских корреляций, несомненно должно зависеть от параметра Вигнера-Зейтса r_s , который для использованных в эксперименте ДЭС велик (см. Таблицу 2.1). 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. 4.3b.

Следует отметить, что поведение циклотронной массы качественно отличается от эффективной массы плотности состояний (или массы фермижидкостных квазичастиц) в зоне проводимости, о которой велась речь в разделе 1.8.2. При уменьшении n_s масса квазичастиц проявляет монотонный рост как для ZnO, так и для других материальных платформ [92, 127].

4.3 Многочастичные вклады в энергии межподзонных плазменных и спиновых возбуждений

Исследования проводились на наборе из девяти гетероструктур $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ с номерами из Таблицы 2.1: S254, S259, S244, S427, S426, S448, S466, S302, S479, и содержащих ДЭС с $n_s = 1.1\text{--}11.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Рассмотрим последовательность оптических спектров (на Рис. 4.4а), полученных на образце S426. Изменяющийся параметр - длина волны фотовозбуждения. Постепенное смещение лазерной линии сопровождается идентичным смещением пика резонансного НРС, отмеченного штриховой линией, тогда как спектральное положение гораздо более интенсивных линий ФЛ остается неизменным. Эта линия НРС хорошо видна в полосе $3665\text{--}3667 \text{ \AA}$ из-за резонансного пересечения с некоторым оптическим переходом.

Как показано ниже, линия НРС, наблюдаемая на Рис. 4.4а, соответствует межподзону возбуждению зарядовой плотности (CDE). Его рамановский

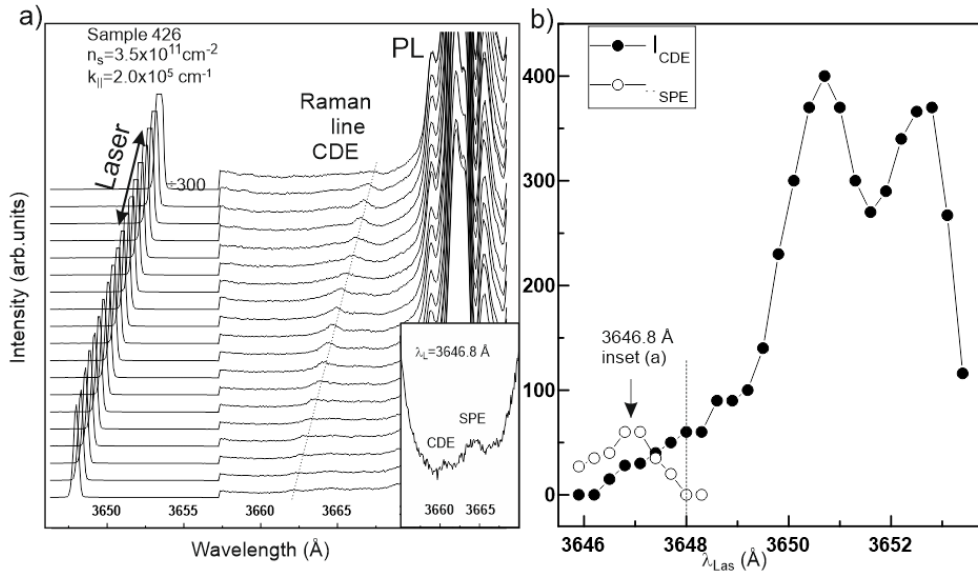


Рисунок 4.4: (а) Эволюция оптического спектра ДЭС при перестройке длины волны возбуждающего лазера λ_{Las} . Линия НРС, отмеченная пунктирной линией, смещается параллельно лазерной линии. При этом пики ФЛ справа не сдвигаются. На вставке показан увеличенный спектр для $\lambda_{Las} = 3646.8 \text{ Å}$. (б) Профили резонансного возбуждения для пиков НРС от возбуждений CDE и SPE.

сдвиг равен $\sim 13 \text{ мэВ}$, а ширина линии сравнима с пределом разрешения спектрометра. Подобное поведение также демонстрирует линия НРС, обозначенная SPE, с энергией на 2.6 мэВ выше, чем CDE. Спектральная интенсивность этой линии увеличивается при пересечении тех же оптических резонансов, но из-за своей заметно большей спектральной ширины ($\sim 2 \text{ мэВ}$) видна значительно слабее, чем CDE. Это видно на Рис.4.4b, где показаны эволюции интенсивностей обеих линий в зависимости от длины волны лазера. Для полосы SPE контур резонансного усиления смещен в фиолетовую сторону из-за разницы в рамановских сдвигах.

Систематическая перестройка λ_{Las} в широком диапазоне вблизи линий ФЛ является удобной процедурой поиска и фильтрации всевозможных линий НРС двумерной природы. Так, еще две особенности НРС, отсутствующие в данных Рис.4.4, были обнаружены при других длинах волн лазера (Рис.4.5b и 4.6b). Эти спектры построены в единицах рамановского сдвига, где выделены именно энергии коллективных возбуждений, а не длины волн ФЛ фона.

Сама по себе процедура поиска рамановских линий не помогает идентифицировать соответствующие возбуждения ДЭС. Тем не менее при нулевом

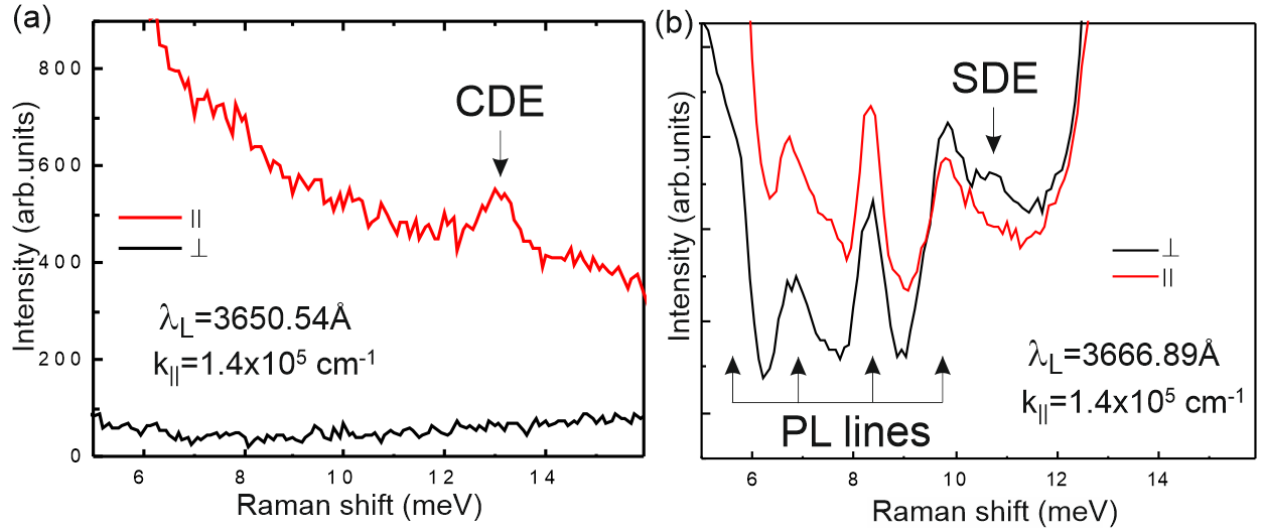


Рисунок 4.5: Линейно поляризованные спектры НРС на межподзонных коллективных возбуждениях CDE и SDE, измеренные на образце S426 при $n_s = 3.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Знаки ($\parallel$) и ($\perp$) в подписях к графикам обозначают взаимную ориентацию падающего и детектируемого пучков.

магнитном поле возбуждения в квази-ДЭС легко распознать. Предыдущие исследования [16,128] свидетельствуют, что спектр НРС должен содержать ветви внутриподзонных и межподзонных возбуждений. Межподзонный спектр состоит из двух коллективных мод - возбуждений зарядовой и спиновой плотности (CDE и SDE), и континуума одночастичных возбуждений (SPE). Для распознавания CDE и SDE можно применить поляризационные правила отбора [16]. Единственным внутриподзонным коллективным возбуждением в нулевом магнитном поле является двумерный плазмон. Его можно узнать как по правилам отбора, так и по известной квадратно-корневой дисперсии.

Идентификация CDE и SDE, была выполнена с помощью поляризационных правил отбора. Для этого на пути падающего и рассеянного световых пучков ставились два линейных поляризатора так, чтобы их направления были либо параллельны, либо ортогональны друг другу. Спектры на Рис. 4.5 показывают влияние ориентации поляризаторов на интенсивность пиков CDE и SDE. На панели (a) видно, что линия CDE регистрируется только при коллинеарной ориентации. Это оправдывает её идентификацию как межподзонного возбуждения зарядовой плотности. Напротив, линия SDE наблюдается только в кросс-поляризованной конфигурации. Это позволяет идентифицировать её как межподзонное возбуждение спиновой плотности. Спектры (a) и (b) регистрировались при разных длинах волн лазера, поскольку резонансные условия

для этих двух коллективных возбуждений различаются. Все интенсивные пики, окружающие линию SDE на панели (b), имеют ФЛ происхождение, поскольку их спектральное положение не зависит от лазера. Также их абсолютные длины волн не имеют отношения к оси абсцисс Рис. 4.5.

Коллективные возбуждения также были изучены на предмет их k -дисперсии. На Рис. 4.6a показано несколько точек для возбуждений CDE и SDE, из которых следует, что в доступном диапазоне $k_{||}$ они бездисперсионны (в пределах аппаратной ошибки спектрометра). Напротив, внутривоззонное плазменное возбуждение демонстрирует заметную дисперсию. На вставке к Рис. 4.6b показаны два типичных спектра НРС внутривоззонного двумерного плазмона, снятых при различных значениях импульсах. В обработанном виде четыре дисперсионные точки (Рис. 4.6b) идеально соответствует квадратно-корневой зависимости (подписано под кривой). Два параметра, определяющих теоретический закон дисперсии, изображенный сплошной кривой на Рис. 4.6b, это $\varepsilon_{ZO}=8.5$, и эффективная масса в зоне проводимости. Наилучшую подгонку обеспечивает параметр $m^* = 0.31 m_0$, совпадающий со значением, полученным в предыдущем разделе методом циклотронного резонанса для той же концентрации $n_s = 3.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Также следует отметить, что в отличие от обсужденных в предыдущем разделе *размерных* плазменных резонансов в СВЧ диапазоне, здесь речь идет о наблюдении *свободных* двумерных плазмонов, распространяющихся с волновым вектором $k_{||}$.

Межвоззонные возбуждения зарядовой и спиновой плотности обнаружены почти на всех изученных образцах. Известно, что сигнал от континуума одностичных возбуждений SPE рассредоточен вблизи энергии межвоззонного расщепления E_{10} . Его спектральная ширина простирается в интервале энергий от $E_{10} - v_F \hbar k_{||}$ до $E_{10} + v_F \hbar k_{||}$. После подстановки соответствующих параметров ДЭС таких, как $n_s \sim 5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $k_{||} \sim 1.5 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$ ожидаемо, что рамановский сигнал SPE будет иметь ширину $\sim 1.5 - 2 \text{ мэВ}$, что близко к экспериментальным наблюдениям. Полоса SPE была обнаружена всего на четырех гетероструктурах в диапазоне концентраций от 3.5×10^{11} до $6.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Во всех случаях она видна при резонансных условиях аналогично линии CDE и обладает большей энергией, чем любая из коллективных мод. На графике Рис. 4.7a показана зависимость энергий всех межвоззонных возбуждений от n_s в широ-

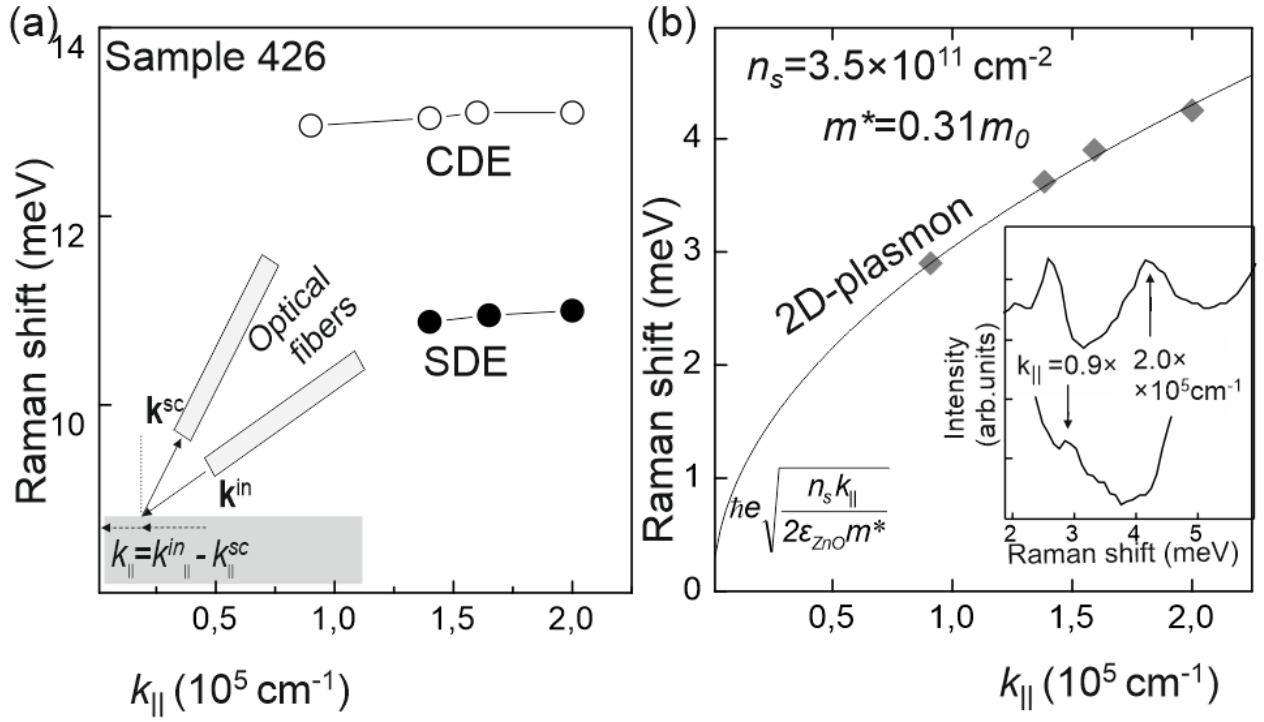


Рисунок 4.6: (а) Дисперсия CDE и SDE, измеренная для малых значений 2D-импульса. (б) Дисперсия внутриподзонного 2D-плазмона. Кривая рассчитана для $m^* = 0.31 m_0$ и $\varepsilon_{ZnO} = 8.5$. На вставке показан сигнал НРС для этого возбуждения для $k_{||} = 0.9 \times$ и $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ и $\lambda_{Las} = 3663.63 \text{ \AA}$

ком диапазоне. Монотонный рост энергии CDE, выбранный для анализа как наиболее репрезентативная зависимость, подчиняется сублинейному степенному закону $E \sim n^{0.57}$. Качественно этот результат аналогичен модельной зависимости межподзонного расщепления в инверсионных слоях или треугольных потенциальных ямах - $n^{2/3}$ (см. [6]). Однако ни одно из этих приближений не может быть непосредственно применено к гетероструктурам $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$, учитывая сложный вид ограничивающего потенциала (раздел 1.8.1) и влияние многочастичных вкладов. Обе моды CDE и SDE обладают отрицательным экситонным вкладом 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. Для моды CDE (межподзонного плазмона) необходимо также учитывать положительный энергетический вклад, называемый деполяризационным сдвигом. Это дает:

$$E_{SDE}^2 = E_{10}^2 - E_{exc}^2, \quad E_{CDE}^2 = E_{10}^2 - E_{exc}^2 + E_{dep}^2. \quad (4.6)$$

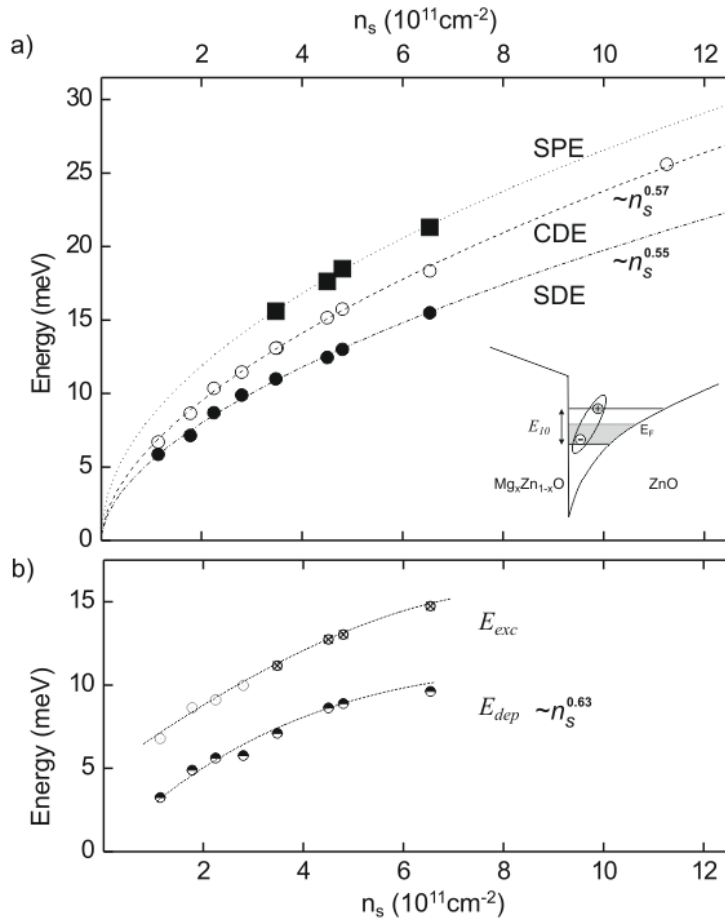


Рисунок 4.7: (а) Энергии трёх межподзонных возбуждений, измеренные на наборе гетероструктур MgZnO/ZnO . Пустые и сплошные кружки соответствуют энергиям CDE и SDE. Большие квадраты указывают энергию SPE. На вставке изображены профиль ограничивающего потенциала гетероструктуры и энергии подзон. (б) Зависимость величин деполаризационного и экситонного вкладов в энергию межподзонных возбуждений CDE и SDE. Значения извлечены из данных панели (а).

Здесь E_{exc} и E_{dep} - соответственно экситонный и деполаризационный сдвиги.

Экспериментальные значения экситонного (E_{exc}) и деполаризационного (E_{dep}) сдвигов могут быть получены из данных Рис. 4.7b с использованием уравнения (4.6). Соответствующие зависимости представлены на Рис. 4.7b. При $n_s \rightarrow 0$ видна тенденция $E_{dep} \rightarrow 0$. Экспериментальный тренд может быть описан степенным законом $\sim n_s^{0.63}$ (штриховая линия). Такой характер роста оправдан, так как 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-корневого закона, потому что ширина волновой функции уменьшается с увеличением концентрации [A3]. Для

оценки экситонного сдвига при малых концентрациях использована экстраполяция E_{SPE} к меньшим n_s .

Экситонный сдвиг значительно превышает деполяризационный сдвиг во всем диапазоне n_s , 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 [16, 128, 129].

4.4 Межподзонный плазмон как детектор спиновой поляризации

Вопрос о спиновой поляризации ДЭС в квантующем магнитном поле является одним из наиболее обсуждаемых в физике двумерных систем. Одна из существенных проблем при описании спиновой конфигурации многоэлектронных систем - это независимое определение локальной и интегральной спиновой поляризации. Характерные примеры - спин-текстурные жидкости и скирмионный кристалл в окрестности состояний целочисленного КЭХ, когда локально система почти полностью поляризована, однако измерение интегральной спиновой поляризации с помощью различных методик может выдавать значения вплоть до нулевой. Измерение энергетических характеристик коллективных возбуждений методом НРС дает непосредственную информацию о локальных свойствах ДЭС и, в частности, о локальном обменном взаимодействии.

В данном разделе при исследовании магнитолевой динамики межподзонных возбуждений СДЕ обнаружено, что их энергия чувствительна к изменению спиновой поляризации. Это проявляется при переходе от парамагнитного к ферромагнитному упорядочению ДЭС.

Исследования проводились на трех гетероструктурах. Детали постановки эксперимента по НРС идентичны описанным в предыдущем разделе, за исключением того, что они проводились в постоянном перпендикулярном магнитном поле от 0 до 15 Тл. Магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения $\nu = 1$ и 2, определялись с помощью метода магнито-ФЛ, как описано в разделе 2.2. В магнитном поле идентификация пиков тривиальна, так

как обе линии CDE и SDE эволюционировали непрерывно от рассмотренного случая $B = 0$.

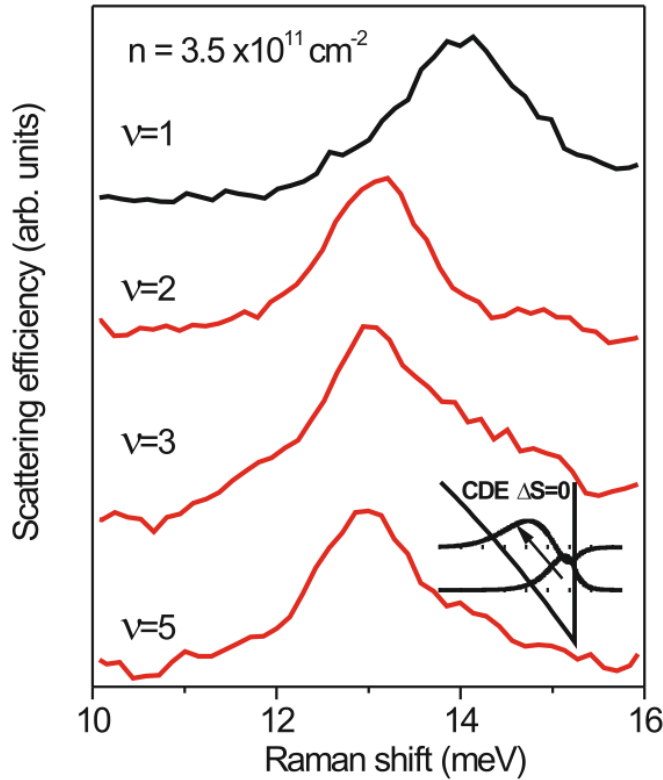


Рисунок 4.8: Энергия межподзонного магнитоплазона (CDE) при разных факторах заполнения. Красной линией показаны спектры с одинаковым рамановским сдвигом при факторах заполнения $\nu \geq 2$, чёрной линией показан сдвинутый по энергии спектр при $\nu = 1$. На вставке изображена зонная диаграмма двумерного канала в гетероструктуре MgZnO / ZnO и волновые функции для двух нижайших размерно- квантованных подзон.

Характерные спектры межподзонного CDE в магнитных полях, соответствующих факторам заполнения $\nu \leq 2$ и $\nu = 1$ показаны на Рис. 4.8. До фактора заполнения $\nu = 2$ (неполяризованная или частично поляризованная по спину ДЭС с несколькими заполненными УЛ) энергии CDE и SDE не претерпевают изменений, что связано с комплексной природой этих возбуждений, вовлекающих в себя синфазные компоненты межподзонных электронных переходов без изменения номеров УЛ [108]. Однако при переходе от спин неполяризованного состояния $\nu = 2$ к поляризованному $\nu = 1$ энергия CDE плавно увеличивается, а по достижению $\nu = 1$ перестает изменяться (Рис. 4.9). Это указывает на полную локальную спиновую поляризацию ДЭС вблизи $\nu \lesssim 1$ для параметров всех трех исследованных гетероструктур.

На первый взгляд может показаться, что естественным выбором для изучения спинового состояния электронов на нулевом уровне Ландау могло бы служить межподзонаное возбуждение спиновой плотности SDE, которое связано с изменением полного спина электронной системы. Однако, экспериментальная ситуация с определением энергии SDE оказывается существенно более сложной, чем с энергией CDE. Лишь для оценок многочастичных вкладов в энергию CDE здесь использовано SPE-SDE энергетическое расщепление в области факторов заполнения $\nu \leq 2$, однако для определения степени поляризации ДЭС и сравнения ее с экспериментом используется исключительно энергия плазменной моды CDE.

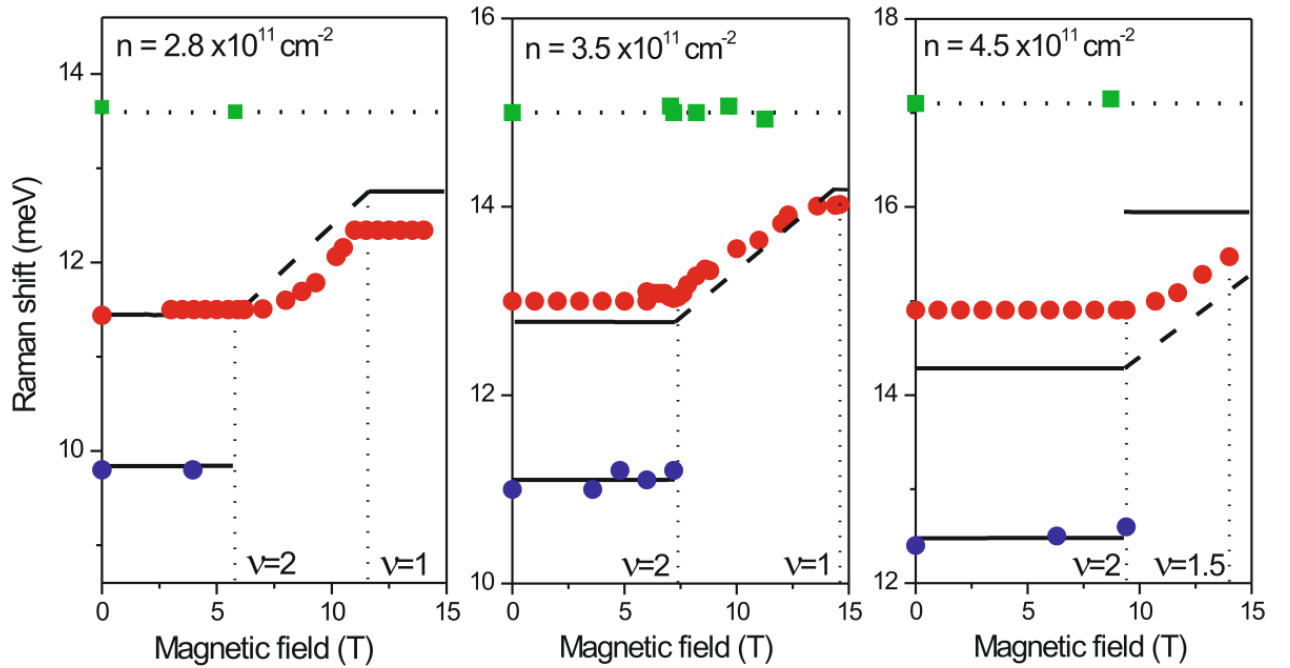


Рисунок 4.9: Энергия межподзонных возбуждений в зависимости от магнитного поля для трех образцов с разными концентрациями. Зелёным отмечены возбуждения SPE, красным - CDE, синим - SDE. Сплошными линиями показаны теоретически рассчитанные энергии при $\nu \geq 2$ для CDE и SDE, и при $\nu \leq 1$ для CDE. Пунктирной линией, для наглядности, изображена трансформация энергии CDE при переходе от неполяризованного состояния $\nu = 2$ в спин-поляризованное $\nu = 1$.

Необходимость использования энергии SDE в качестве реперной точки обусловлена сложной динамикой обменных и корреляционных поправок к энергиям коллективных возбуждений из-за огромного значения r_s в ZnO. Стандартный расчет энергий коллективных возбуждений в рамках приближения локальной плотности, обеспечивающий хорошее соответствие теории и эксперимента

для ДЭС в GaAs/AlGaAs квантовых ямах с $r_s \sim 1$, не работает для гетероструктур MgZnO/ZnO. Поэтому в данном случае величину обменно-корреляционного потенциала (β) можно получить из феноменологической формулы:

$$\frac{E_{01}^2 - E_{SDE}^2}{E_{01}} = 2n_s\beta, \quad (4.7)$$

в которой энергии E_{01} и E_{SDE} находятся экспериментально из энергий SPE и SDE, измеренных при $B = 0$ Тл, а плазменный вклад в энергию CDE вычисляется стандартным способом посредством: (а) самосогласованного решения одномерных уравнений Пуассона и Кона-Шема для определения вида огибающих волновых функций электронов в направлении роста гетероструктуры и энергий подзон размерного квантования и (б) нахождения полюсов мнимой части поляризационной функции. В таком приближении, энергия CDE находится в хорошем согласии с экспериментом, а обменные и корреляционные поправки входят в феноменологический параметр β .

Далее необходимо вычислить изменение обменно-корреляционного вклада в энергию CDE при изменении спиновой поляризации электронной системы [18]. Строгий учет всех многочастичных вкладов в энергию CDE усложнен из-за отсутствия малого параметра в кулоновском возмущении. Но поскольку имеется только один параметр β , отвечающий и за обменное, и за корреляционное взаимодействие, можно предположить, что основным вкладом в β является обменное взаимодействие и пренебречь корреляционными поправками. Численный расчет, основанный на этом предположении, достаточно неплохо согласуется с экспериментальными результатами (Рис. 4.9), но имеется систематическое теоретическое превышение изменения обменной энергии при переходе от спин неполяризованного к поляризованному случаю. Абсолютно аналогичным образом положение CDE претерпевает резкое изменение при ферромагнитном фазовом переходе в состоянии КЭХ $\nu = 2$ при определенных наклонных ориентациях магнитного поля, как это показано в Главе 6 (в том числе, и по симптомам резкого изменения энергии CDE). Последнее обстоятельство также подтверждает главный вклад в изменение энергии CDE именно от обменного взаимодействия.

4.5 Заключение по данной главе

Для исследования плазменных и магнитоплазменных резонансов в ДЭС на основе гетероструктур MgZnO/ZnO была разработана методика оптически детектируемого резонансного микроволнового поглощения в ближней ультрафиолетовой области. Обнаружены ветви объемных и краевых магнитоплазмонов, эволюционирующих от частоты размерных плазменных резонансов. Из магнитодисперсии объемных мод извлечена циклотронная масса в зоне проводимости. Оказалось, что она заметно возрастает при увеличении концентрации ДЭС. Из анализа характера возрастания следует, что возможной причиной сильного изменения массы является нарушение теоремы Кона при комбинированном действии непараболичности зоны и сильного кулоновского взаимодействия.

В тех же системах методом резонансного неупругого рассеяния света изучен спектр межподзонных возбуждений. Исследован характер возрастания энергий коллективных и одночастичных возбуждений с концентрацией ДЭС. В широком диапазоне концентраций извлечены значения деполяризационного и экситонного энергетических вкладов для возбуждений зарядовой и спиновой плотности. Показано, что отрицательный экситонный вклад доминирует среди многочастичных энергетических вкладов.

Обнаружено, что при изменении спиновой поляризации в квантовом пределе $\nu \leq 2$ энергия межподзонного плазмона CDE претерпевает значительные изменения, и поэтому может служить эффективным инструментом измерения локального спинового упорядочения в основном состоянии ДЭС.

Глава 5

Квантово-холловский ферромагнетик при $\nu = 1$. Спиновые коллективные возбуждения и перенормировка обменной энергии электронов

5.1 Введение

Эффекты, связанные с обменным взаимодействием двумерных электронных систем в квантующих магнитных полях обычно анализируют в простейшем случае квантово-холловского ферромагнетика (КХФ) с $\nu = 1$, всестороннее исследование которого было проведено в структурах на основе GaAs (см. [57, 60–62]).

С появлением высококачественных ДЭС на основе ZnO [130], в которых роль кулоновских корреляций значительно усилена, значения r_s и параметра смешивания УЛ $r_c = E_c/\hbar\omega_c$ при $\nu = 1$ возрастают на порядок по сравнению с GaAs. Хотя для таких условий не существует строгой теории, в ряде работ были проведены оценки для активационной энергии состояния КХФ при $\nu = 1$ с учетом изменения многочастичного вклада. Различные подходы, основанные на теории ферми-жидкости Ландау [39], экситонном представлении [50], приближении случайных фаз [116] и численном моделировании [131, 132] на качественном уровне в пределе $r_s \gg 1$ предсказали изменение масштаба обменной энергии с привычной шкалы $e^2/\epsilon l_B$ до $\hbar\omega_c$. До настоящего времени экспериментальных подтверждений этого предсказания не имелось.

В контексте изучения эффектов многочастичного взаимодействия в квантово-холловских системах особенно эффективен метод исследования простейших коллективных возбуждений. В энергетической структуре таких нейтральных возбуждений (магнитоэкситонов [36]), в зависимости от их типа могут входить слагаемые, связанные с циклотронной щелью (при переходе электронов между разными УЛ), величиной зеемановского расщепления (при перевороте спина) и, наконец, многочастичный вклад, определяющий дисперсию магнитоэкситонов. В длинноволновом пределе движение магнитоэкситонов наименее подвержено влиянию остаточного беспорядка в системе, а многочастичный вклад в их энергию содержит чисто корреляционные и/или обменные поправки. Именно это позволяет эффективно использовать метод неупругого рассеяния света для прямого зондирования многочастичных вкладов в энергию коллективных возбуждений.

В настоящем разделе приводятся результаты прямого измерения методом НРС обменного вклада в энергию коллективных спиновых возбуждений CSFE и SE [A9, A12] при $\nu = 1$. Установлено, что для ДЭС на основе ZnO в широком диапазоне концентраций электронов, соответствующих $7 < r_s < 11$, многочастичный вклад в энергию CSFE при $\nu = 1$ возрастает примерно линейно с концентрацией ДЭС и по величине сравним с $\hbar\omega_c$. Эта тенденция была проанализирована теоретически как в рамках статически-экранированного ПХФ, где смешивание УЛ учитывалось через экранированный кулоновский потенциал, и также были выполнены расчеты методом точной диагонализации энергетического спектра ДЭС в квантующем магнитном поле.

Строго при $\nu = 1$ ДЭС представляет собой квантово холловский ферромагнетик - состояние, имеющее минимальное число внутренних степеней свободы и номинально полную спиновую поляризацию. Стабильность холловского ферромагнетика связана с величиной зеемановского расщепления и обменного взаимодействия электронов на УЛ. Простейшее элементарное возбуждение в таком состоянии представляет собой спиновой экситон с минимальной энергетической щелью в длинноволновом пределе, определяемой зеемановской энергией. Вероятность возбуждения спиновых экситонов напрямую зависит от степени спиновой поляризации системы и достигает максимума при ферромагнитном упорядочении. Спиновая деполяризация ДЭС может происходить в результа-

те изменения внешних параметров - таких как магнитное поле, температура и другие. Она может развиваться по различным сценариям, включающим одночастичный, спинтекстурный или иные, реализация которых зависит от соотношения обменной, зеемановской энергий и в целом - спектра нижайших спиновых возбуждений. Различные экспериментальные методики успешно применялись для зондирования спиновой поляризации и спектра нижайших возбуждений квантово-холловских ферромагнетиков на базе полупроводниковых гетероструктур GaAs/AlGaAs с относительно слабым кулоновским взаимодействием ($r_s \leq 1$) и малой величиной зеемановской энергии (обзор соответствующих результатов был дан в Главе 2).

Однако квантово холловские ферромагнетики в пределе сильного кулоновского взаимодействия ($r_s \gg 1$), с иным масштабом обменной и зеемановской энергий при отклонении от идеальных условий $\nu = 1$ и $T = 0$ могут эволюционировать совсем иначе. Изучено поведение коллективных спиновых возбуждений - спинового экситона и циклотронного спин-флип экситона при малом отклонении от фактора заполнения $\nu = 1$ и также при повышении температуры [A10]. Оказалось, что при отклонении фактора заполнения в сторону $\nu < 1$ спиновой деполяризации не наблюдается, а при $1 \leq \nu \leq 1.1$ система медленно деполяризуется. Показано, что локальный ферромагнитный порядок при $\nu = 1$ сохраняется и при повышении температуры до 4.2 К, что обусловлено неэффективностью температурного зарождения спиновых экситонов при большой зеемановской энергии.

5.2 Измерение обменного вклада в энергии циклотронных спин-флип экситонов

Эксперимент по исследованию циклотронных спин-флип экситонов в режиме КЭХ с $\nu = 1$ проводился методом неупругого рассеяния света на наборе гетероструктур S254, S259, S475, S244, S427, S426 с концентрациями $n_s = 1.14 - 6.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В этой серии измерений температура составляла $T \sim 0.35 \text{ К}$, а оптические методики фотолюминесценции и резонансного неупругого рассеяния света использовались в точности так, как это описано в Главах 2 и 4.

Сигнал НРС изучался преимущественно в магнитных полях, соответствующих

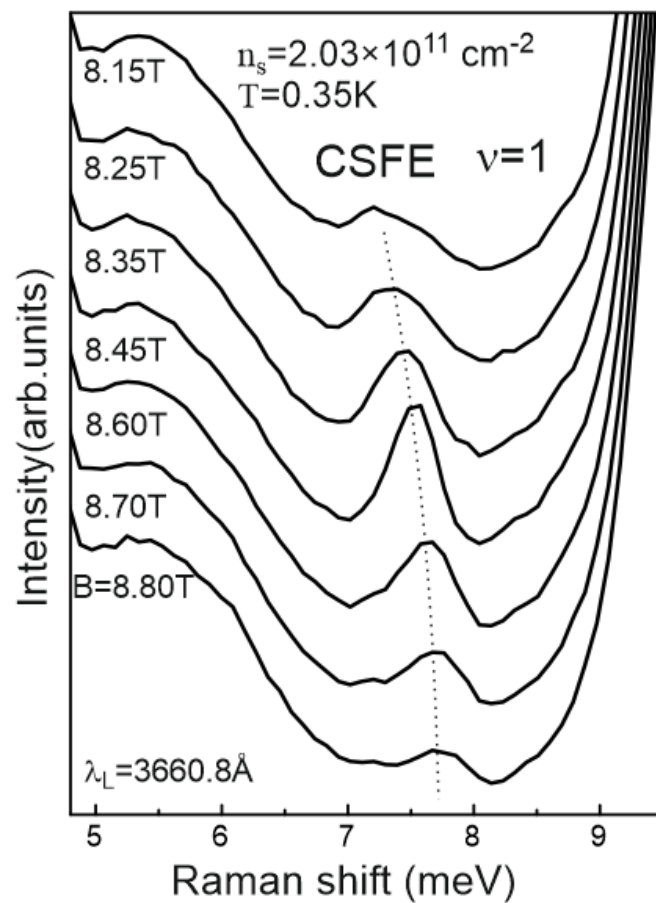


Рисунок 5.1: Каскад спектров НРС на циклотронном спин-флип экситоне CSFE в окрестности $\nu = 1$, полученных на гетероструктуре S475. Пунктирная линия проведена для удобства и указывает на эволюцию позиции пика CSFE.

фактору заполнения вблизи $\nu = 1$. Идентификация линий НРС, соответствующих простейшим коллективным возбуждениям, становится возможной при учете известных свойств. Два внутриподзонных возбуждения, магнитоплазмон (МР) и спиновой-экситон (SE) в длинноволновом пределе имеют рамановские сдвиги, близкие к одночастичным циклотронной и зеемановской энергиям соответственно (теоремы Кона и Лармора). Согласно прежним исследованиям коллективных спиновых возбуждений холловских ферромагнетиков [37, 61, 62], энергия комбинированного возбуждения CSFE не обязана подчиняться симметричным ограничениям, и в его энергию должен входить некоторый положительный многочастичный вклад. CSFE является долгоживущим возбуждением только при $\nu = 1$, а при $\nu \neq 1$ может распадаться на комбинацию двух примитивных магнитоэкситонов - МР и SE [51, 53] (см. диаграмму переходов на Рис.5.1). Сигнал НРС на CSFE при $\nu = 1$ проявляется в виде узкой линии (см.

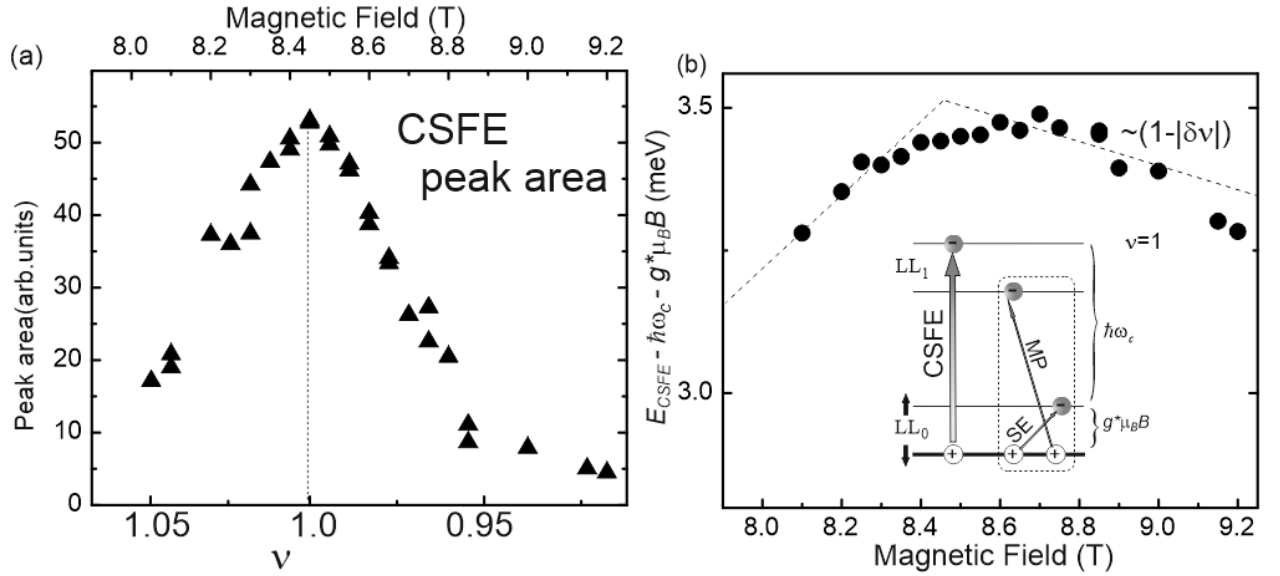


Рисунок 5.2: (а) Магнитолевая эволюция интегральной интенсивности спектральной линии CSFE в окрестности $\nu = 1$. (б) Зависимость многочастичного вклада в энергию CSFE от магнитного поля (или фактора заполнения). На вставке иллюстрация CSFE в одночастичной схеме уровней, а также главный канал распада возбуждения при $\nu \neq 1$ на магнитолазмон МР и внутриуровневый спиновой экситон SE.

Рис. 5.1б) с рамановским сдвигом, превышающим зеемановскую и циклотронную энергии на некоторую положительную величину. При фиксированных и оптимальных параметрах фотовозбуждения можно наблюдать эволюцию линии CSFE в зависимости от других параметров. При отклонении от $\nu = 1$ интегральная интенсивность уменьшается, и одновременно ширина пика увеличивается. Таким образом, качество линии CSFE существенно деградирует по обе стороны от $\nu = 1$ (зависимость интегральной интенсивности линии показана на Рис. 5.2а). Следует отметить, что угасание линии CSFE обусловлено ее внутренней природой, а не изменением условий фотовозбуждения, поскольку спектральный сдвиг линии в этом диапазоне в несколько раз меньше ширины резонансного профиля. Эта ситуация воспроизводится и при других длинах волн фотовозбуждения. Из магнитолевой эволюции спектрального положения линии CSFE можно вычислить изменение многочастичного энергетического вклада. Предполагая аддитивную структуру энергии возбуждения (формула 1.23), это значит вычитание одночастичных членов $\hbar\omega_c$ и $g^*\mu_B B$. Оставшаяся обменно-кулоновская энергия уменьшается по обе стороны от $\nu = 1$ (Рис. 5.2б), что качественно согласуется с ожидаемым поведением CSFE даже в одномодовой модели [37] и соответствует поведению CSFE в аналогичных экспериментах

в GaAs [53]. Изменение энергии по обе стороны от $\nu = 1$ связано как с уменьшением обменного вклада ($\sim (1 - |\delta\nu|)$), так и с монотонной зависимостью самого масштаба кулоновской энергии от магнитного поля. Острый максимум при $\nu = 1$ на Рис.5.2b не очерчен либо из-за неполной спиновой поляризации КХФ, либо из-за аппаратного уширения спектральных линий.

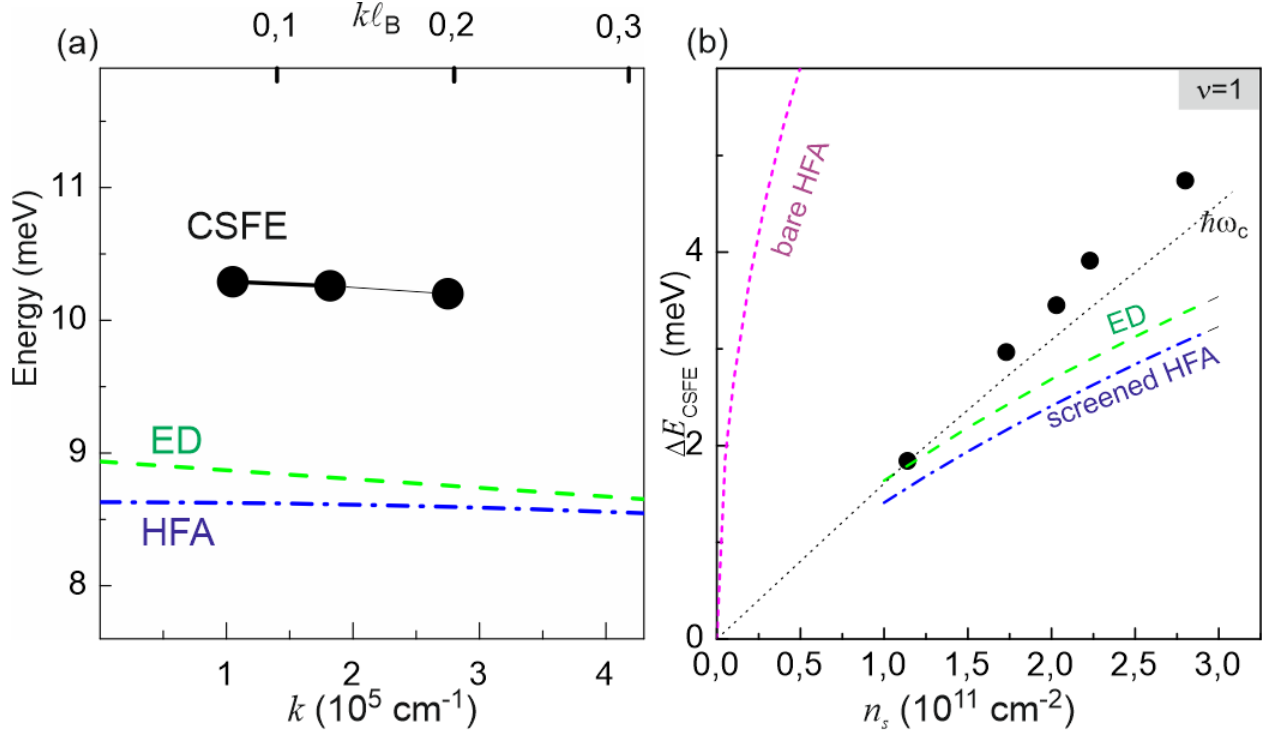


Рисунок 5.3: (а) Сравнение характера k -дисперсии CSFE, измеренного на образце S427 ($n_s = 2.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) с теоретическими кривыми, вычисленными методом ТД (зелёная штриховая кривая) и методом статически-экранированного ПХФ (синяя штрих-пунктирная кривая). Верхняя ось дана в безразмерных единицах волнового вектора. (б) Зависимость обменно-кулоновского энергетического вклада в CSFE при $\nu = 1$ от концентрации ДЭС (символы). Черная пунктирная кривая показывает величину циклотронной энергии, розовая штриховая кривая - расчет в HFA. Зелёной и синей кривыми показаны результаты расчета.

Аналогичные измерения энергии CSFE при $\nu = 1$ были выполнены на всех используемых гетероструктурах для установления характера роста обменно-кулоновского вклада ΔE_{CSFE} с концентрацией. Хотя измерения спектров НРС проводились с некоторым разбросом двумерного импульса передачи, на одном из образцов была в явном виде измерена длинноволновая дисперсия CSFE (данные представлены на Рис. 5.3а). Из этих данных следует, что дисперсия имеет едва различимый отрицательный характер, что соответствует известным свойствам CSFE в ДЭС при $r_s \lesssim 1$ (работа [37, 62]) и также подтверждается чис-

ленными расчетами (синяя и зеленая кривые), детали которых будут описаны ниже. Изменение энергии при вариации k незначительно и не превышает 0.15 мэВ даже в образце с наибольшей плотностью электронов и при максимальном импульсе. Экспериментальные данные для ΔE_{CSFE} при $\nu = 1$ для широкого диапазона концентраций ДЭС обозначены символами на Рис.5.3b. На этом графике построена величина энергии CSFE за вычетом одночастичного вклада $\hbar\omega_c + g^* \mu_B B$. Видно, что обменно-кулоновский вклад растет примерно линейно и имеет величину, близкую к циклотронной энергии.

Полученный энергетический масштаб и линейный характер его возрастания весьма необычны для обменной энергии КХФ и качественно отличаются от поведения кулоновской энергии на магнитной длине (приведенной для сравнения на Рис.5.3b розовой штриховой линией). Хотя отсутствует аналитическая теория магнитоэкситонов в режиме квантового эффекта Холла при $r_s \gg 1$, можно оценить эффект от смешивания УЛ с помощью статически экранированного ПХФ (раздел 1.5.3). Для этого формально Фурье-компонента кулоновского потенциала может быть модифицирована статической диэлектрической проницаемостью $\epsilon_s(q)$ следующим образом: $V(q) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon q} \frac{1}{\epsilon_s(q)}$. В качестве оценки можно рассмотреть выражения для статической диэлектрической проницаемости и для кулоновских вкладов в энергию так, как если бы электроны занимали только нижний УЛ. Тогда функция $\epsilon_s(q)$ может быть оценена в ПСФ [54]:

$$\epsilon_s(q) = 1 - \frac{2\pi e^2}{\epsilon q} \chi_{nn}^0(q, \omega \rightarrow 0^+). \quad (5.1)$$

Здесь $\chi_{nn}^0(q, \omega)$ - запаздывающая функция реакции плотность-плотность, которая для невзаимодействующей ДЭС в магнитном поле имеет вид:

$$\chi_{nn}^0(q) = \frac{1}{2\pi l_B^2} \sum_{\sigma} \sum_{k,m} |h_{k,m}(q)|^2 \frac{\nu_{m,\sigma} - \nu_{k,\sigma}}{(m - k)\hbar\omega_c}, \quad (5.2)$$

где $\nu_{m,\sigma}$ - фактор заполнения УЛ m со спиновым индексом σ . Сила осциллятора для перехода между двумя УЛ k и $m > k$ определяется выражением $|h_{k,m}(q)|^2$ из выражения (1.17). Как показано ниже, для отслеживания качественного поведения обменного энергетического вклада это допущение приемлемо.

Результирующий вид $\epsilon_s(q)$ для конфигурации электронов на нижнем УЛ:

$$\epsilon_s(q) = 1 + \frac{e^2/\epsilon l_B}{\hbar\omega_c} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sqrt{2}}{m \cdot m!} \left(\frac{ql_B}{\sqrt{2}} \right)^{2m-1} e^{-q^2 l_B^2/2}. \quad (5.3)$$

Видно, что второе слагаемое пропорционально параметру смешивания УЛ. Добавление этого поляризационного вклада приводит при $r_c \gg 1$ к драматическому ослаблению эффективного кулоновского взаимодействия и, следовательно, изменению масштаба многочастичных энергетических вкладов. Они могут быть выражены через кулоновские матричные элементы, вычисленные в k -представлении. Для длинноволнового CSFE они задаются выражением, полученным из ПХФ [37, 61]):

$$\Delta E_{CSFE}^{k=0} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2q \frac{2\pi e^2}{\epsilon q} \frac{1}{\epsilon_s(q)} \frac{q^2 l_B^2}{2} e^{-q^2 l_B^2/2}. \quad (5.4)$$

При $r_c \gg 1$ рассчитанная таким образом энергия CSFE окажется порядка $\hbar\omega_c$. Арифметически это является результатом уменьшения значения кулоновского потенциала при $ql_B \sim 1$ под интегралом, где экранирующий знаменатель достигает своих максимальных значений $\epsilon_s \sim r_c$. Результаты расчетов для актуального диапазона электронных концентраций и с учетом геометрического форм-фактора кулоновского потенциала $F(q)$ представлены штрихпунктирной линией на Рис.5.3b. В данных гетероструктурах MgZnO/ZnO размер z —локализации волновых функций электронов имеет масштаб 3-5 нм, что существенно меньше магнитной длины, и потому его влияние на форм-фактор в кулоновском потенциале и на расчетную многочастичную энергию невелико ($< 15\%$).

Для того чтобы оценить влияние распределения электронов по УЛ на расчетные значения энергии, можно несколько уменьшить степень произвола в выборе основного состояния системы и одновременно подкорректировать вид экранирующей функции $\epsilon_s(q)$. Это было сделано при расчете энергии CSFE методом точной диагонализации 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 неучтен-

ные УЛ. Другими словами, суммирование в (5.3) будет начинаться 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 $k = 0$ построена на Рис.5.3b штриховой линией, снова в качественном согласии с экспериментом. Количество дискретных точек для построения расчетной дисперсии CSFE зависит от шага дискретизации в магнитной зоне Бриллюэна, и на графике Рис.5.3a зеленая кривая содержит 4 точки и качественно согласуется с экспериментальными данными.

Таким образом, использование экранированного вида потенциала в расчете многочастичной энергии коллективных возбуждений дает разумную оценку даже при незнании точной структуры основного состояния системы. Явный учет размытия основного состояния по нескольким нижайшим УЛ, с одной стороны, делает менее жесткой эффективную экранирующую функцию, а с другой - сами обменные и кулоновские матричные элементы на вышележащих УЛ имеют уменьшенную величину из-за меньшего перекрытия волновых функций. Расчет методом точной диагонализации с большим числом явных УЛ не проводился, так как это неизбежно потребовало бы уменьшения их ёмкости и загрузило бы результат по параметру N_S .

Эволюцию обменно-кулоновского вклада в энергию CSFE при росте электронной концентрации в сильно взаимодействующих ДЭС разумно сопоставить с известными данными для систем на основе GaAs в шкале безразмерных величин r_s и $\Delta E_{xc}/\hbar\omega_c$. Эти данные представлены на Рис. 5.4, где точки с малыми r_s были пересчитаны из данных [62], измеренных в квантовых ямах GaAs/AlGaAs конечной ширины. Геометрический форм-фактор заметно ослабляет обменно-кулоновский вклад для ДЭС на основе GaAs, тем не менее тренд в зависимости от r_s остается линейным, как и предсказывает аналитический результат, полученный в ПХФ (показан пунктирной линией). Напротив, точки в правой части графика с $r_s \gtrsim 7$, пересчитанные из данных настоящего эксперимента для ZnO, стремятся к насыщению на уровне $\Delta E_{xc}/\hbar\omega_c \sim 1$. Расчеты с использованием ТД и экранированного ПХФ показаны пунктирными линиями.

Более изощренные подходы к вычислению многочастичных энергий квантово-холловских ферромагнетиков применялись ранее в контексте задач о рождении скирмион-антискирмионных пар. Хотя этот тип нейтральных воз-

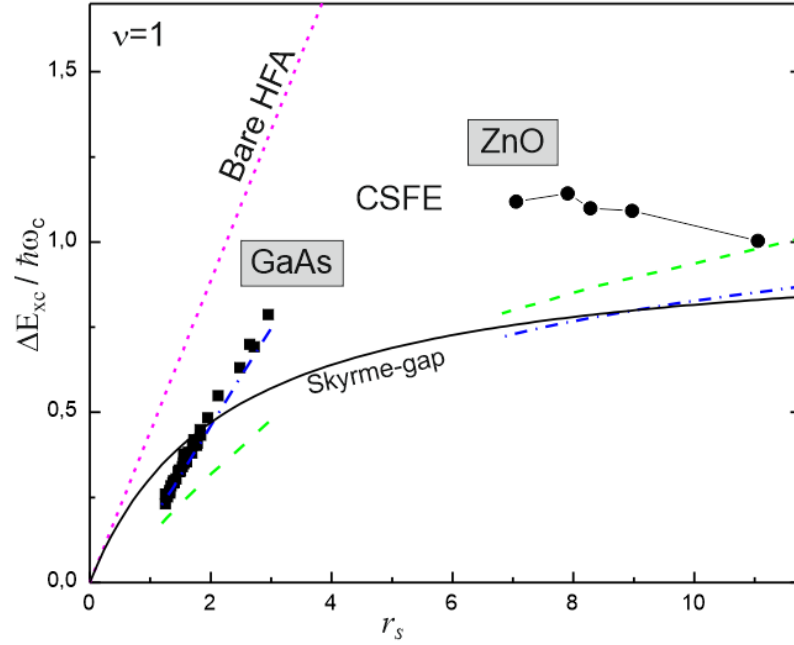


Рисунок 5.4: Отношение обменно-кулоновского энергетического вклада в CSFE к величине циклотронной энергии при $\nu = 1$ как функция параметра r_s . Квадратные символы соответствуют данным, измеренным на ДЭС в квантовых ямах GaAs [62], а круглые символы перестроены из данных Рис.5.3. Расчеты методами ПХФ и ТД с учетом актуальных геометрических параметров квазидвумерных электронных систем показаны штрих-пунктирной и штриховой линиями соответственно, а ответ в ПХФ для $r_s \ll 1$ показан пунктирной прямой линией. Величина многочастичной энергии, требуемой для рождения скирмион-антискирмионных пар, показана сплошной кривой.

буждений имеет качественно иную структуру, обменный вклад в его энергию сопоставим с вкладом в CSFE. Так в пределе сильного магнитного поля для строго двумерной системы каждый из них составляет ровно половину от удельной обменной энергии на нулевом УЛ. При $r_s \rightarrow \infty$ и нулевом g -факторе теоретическая оценка для энергии скирмион-антискирмионной щели как раз составляет $\hbar\omega_c$, что качественно согласуется с полученным ответом для многочастичного вклада в CSFE при $k = 0$. Аналитическая кривая, выведенная в [50] для скирмионной щели в строгом двумерном случае, для сравнения показана на Рис. 5.4. Кроссовер между энергетическими масштабами $e^2/\epsilon l_B$ и $\hbar\omega_c$ в расчетах виден при $r_s \sim 3 - 6$.

Сам окололинейный характер роста обменно-усиленной активационной щели с ростом концентрации ДЭС при $\nu = 1$ уже наблюдался в серии магнито-транспортных экспериментов на GaAs, но количественному согласию эффекта с теорией даже при учете смешивания УЛ в значительной мере препятствовало

неконтролируемое влияние беспорядка на транспортные характеристики системы. Зондирование системы методом НРС в этом смысле значительно менее уязвимо, так как многочастичный вклад в энергию длинноволновых магнито-экситонов набирается на относительном расстоянии порядка магнитной длины.

5.3 Зондирование обменной энергии через дисперсию спиновых экситонов

В энергии CSFE обменный вклад сочетается с кулоновским, и потому может быть извлечен лишь оценочно в предположении, что все энергетические слагаемые одного порядка. В случае $r_s \gg 1$ их соотношение неизвестно, поскольку нет аналитических ответов теории коллективных возбуждений.

Значительно понятнее выглядит структура простейшего типа магнитоэкситонов - внутриуровневого спинового экситона (SE). Его энергия при $k = 0$ совпадает с одночастичной зеемановской энергией независимо от величины кулоновских корреляций, а в коротковолновом пределе основной вклад в его энергию определяется обменной энергией электронов на занятых УЛ. Однако та же величина обменной энергии определяет спиновую жесткость системы, то есть крутизну квадратичной дисперсии SE при малых импульсах. Дисперсия может быть измерена непосредственно с помощью НРС с переменным импульсом передачи. Спиновая жесткость ферромагнитного состояния при $\nu = 1$ и малых значениях $r_s \ll 1$ определяется обменной энергией электронов на нижайшем УЛ $\Sigma_0 \sim \sqrt{\pi/2}e^2/\epsilon l_B$. В этом пределе наблюдается полное согласие эксперимента в GaAs [80] с теорией в ПХФ [34, 36]. В случае ДЭС с сильным кулоновским взаимодействием $r_s \gg 1$ из-за смешивания УЛ неизвестна даже структура основного состояния $\nu = 1$ (в основном - численные расчеты, включая результаты Главы 3). Однако спиновая жесткость ферромагнитных магнонов ранее оценивалась в духе теории ферми-жидкости Ландау, и результат неожиданный - она равна *одночастичной* циклотронной энергии [39]. До сих пор этот эффект не был проверен экспериментально. В данном разделе приведены результаты измерения дисперсии SE в состоянии квантово-холловского ферромагнетика $\nu = 1$ методом НРС с высокой точностью. Данные по дисперсии SE получены для

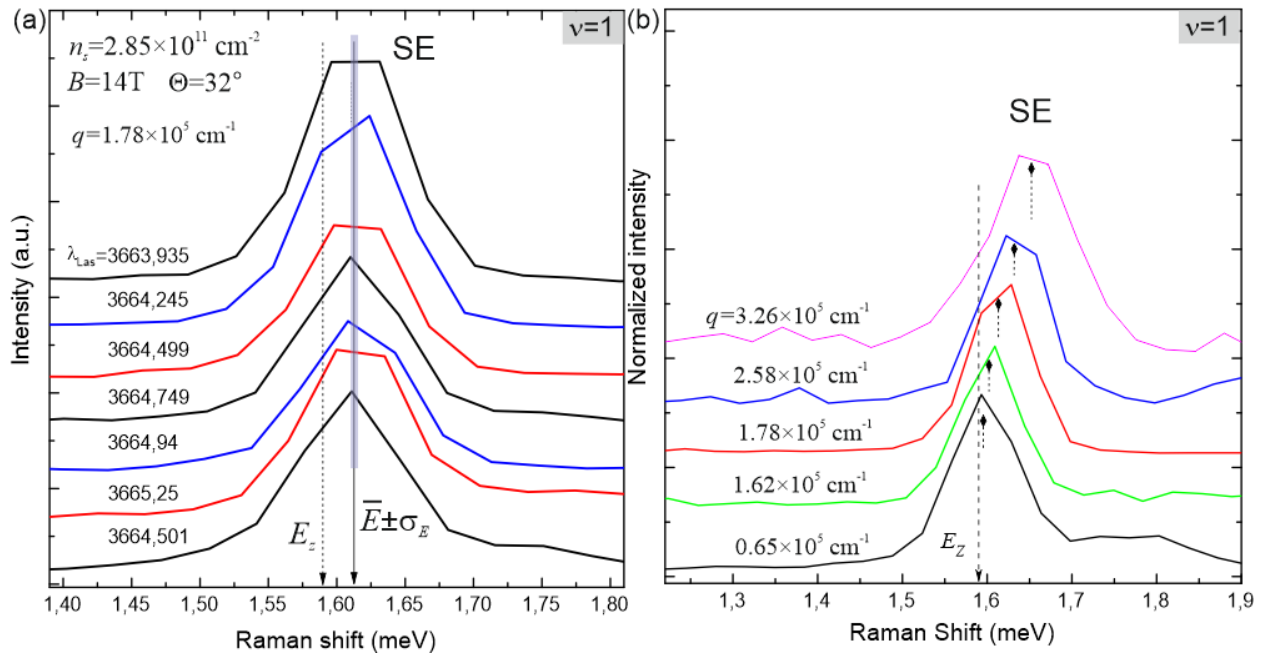


Рисунок 5.5: (а) Последовательность спектров НРС на спиновых экситонах при $\nu = 1$, снятых при различных значениях длины волны лазера. Серая полоса отображает извлеченное из статистической обработки среднее положение пика и его стандартное отклонение. Положение зеemanовской энергии показано пунктирной линией. (б) Спектры НРС на SE при разных значениях двумерного импульса. Флажки установлены в положениях, определенных из статистического анализа набора спектров, как на панели (а).

гетероструктур MgZnO/ZnO с номерами S259, S244, S427, S426 из Таблицы 2.1, для которых $r_s \in 6..9$. Дисперсия коллективных возбуждений измерялась методом резонансного НРС в неполяризованной конфигурации и с регулируемым импульсом передачи. Для уменьшения неопределенности импульса, передаваемого в процессе НРС, использовались световоды с уменьшенной числовой апертурой ($NA = 0.11$).

На Рис. 5.5а и 5.5б представлены спектры НРС спинового экситона при $\nu = 1$ на гетероструктуре S427. Идентификация спинового экситона в спектрах НРС не представляет проблемы, так как это коллективное возбуждение имеет энергию, близкую к одночастичному зеemanовскому расщеплению, а также имеет естественную спектральную ширину на порядки меньшую, чем аппаратная погрешность спектрометра. Для дальнейшего уточнения энергетического положения SE использовался метод статистического усреднения измеренных рамановских сдвигов пиков по последовательности $N \sim 20 - 30$ спектров, измеренных при разных длинах волны накачивающего лазера и при прочих равных

экспериментальных условиях (Рис. 5.5а). Таким образом, из набора спектров извлекались среднее значение рамановского сдвига $\bar{E}$ и его стандартное отклонение σ_E (оба показаны серой полосой на Рис. 5.5b). Последняя величина определяет итоговую ошибку спектрального положения пика и составляет 3-4 мкэВ.

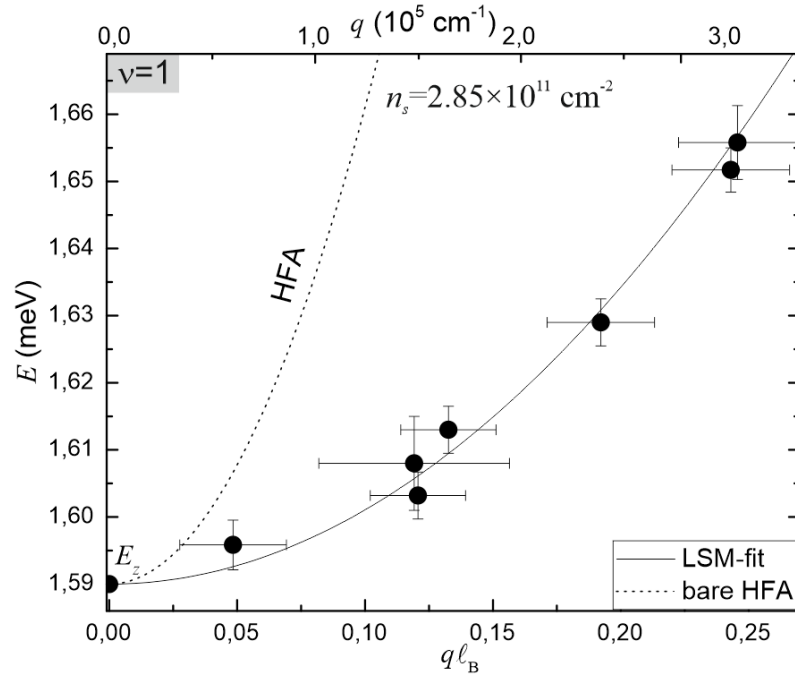


Рисунок 5.6: Экспериментальная дисперсия спинового экситона при $\nu = 1$ в образце S427 с $n_s = 2.85 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Сплошная кривая построена с учетом извлеченного параметра спиновой жесткости (процедура описана в тексте и на Рис.5.7), а пунктирная линия рассчитана в рамках ПХФ и приведена для сравнения. Нижняя ось дана в единицах обезразмеренного волнового вектора.

При изменении величины переданного 2D-импульса q рамановский сдвиг пика SE действительно заметно эволюционирует. Это видно из последовательности спектров на Рис. 5.5b, где на спектральных кривых подписаны соответствующие значения импульсов. В обработанном виде дисперсия SE при $\nu = 1$ представлена на Рис. 5.6, где усы в горизонтальном/вертикальном направлении обозначают ошибку определения импульса/энергии коллективного возбуждения. Точка с $q = 0$ взята не из текущего эксперимента по НРС, а поставлена исходя из известного значения эффективного g -фактора $g^* = 1.95$ электронов проводимости в MgZnO/ZnO. Для определения параметра спиновой жесткости из дисперсионных данных SE следует представить длинноволновый фрагмент дисперсии в виде:

$$E_{SE} = E_z + J/2 (ql_B)^2, \quad (5.5)$$

где J — спиновая жесткость, ql_B — безразмерный волновой вектор. По соседству с экспериментальными данными на Рис. 5.6 приведена аналитическая кривая дисперсии, полученная из оценок в рамках ПХФ для $\nu = 1$ (для модели с $r_s \ll 1$, то есть без учета смешивания УЛ). Здесь спиновая жесткость равна $J_{HFA} = \sqrt{\pi/8}e^2/\epsilon l_B$, и соответствующая кривая показана пунктирной линией. Расхождение огромно и нуждается в дальнейшем анализе на других образцах.

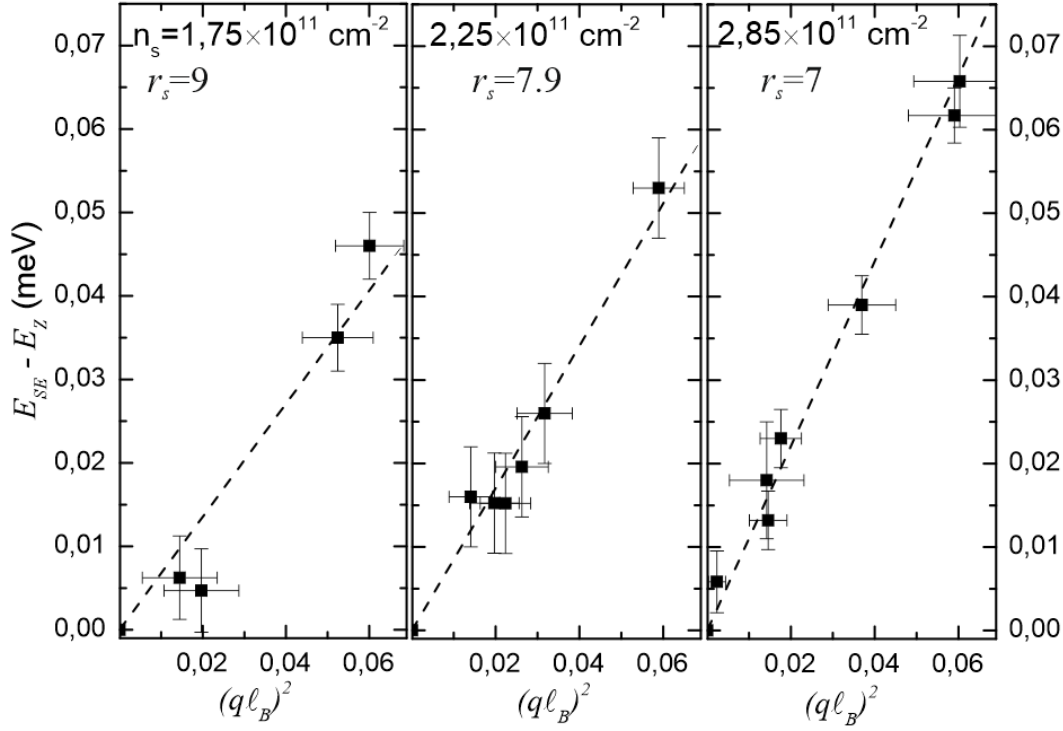


Рисунок 5.7: Экспериментальные данные по SE-дисперсии при $\nu = 1$, измеренные в трех гетероструктурах. По оси ординат отложен многочастичный энергетический вклад, а по оси абсцисс - безразмерная величина $(ql_B)^2$. В этих координатах наклон прямой зависимости соответствует значению спиновой жесткости ДЭС.

Для остальных образцов были измерены аналогичные дисперсионные зависимости, и зависящие от импульса многочастичные энергетические вклады (за вычетом зеемановской энергии) приведены на Рис. 5.7. Наиболее точный способ извлечь параметр спиновой жесткости J - это построить дисперсию SE как функцию $(ql_B)^2$, и провести подгоночную прямую методом наименьших квадратов (Рис. 5.7). Полученные значения J в зависимости от электронной плотности представлены на Рис. 5.9 сплошными ромбами. Полученные значения несоизмеримо ниже расчетных значений в ПХФ по формулам из [34] (крутая пунктирная линия на графике). Это несоответствие наглядно демонстрирует

сильное изменение масштаба обменной энергии за счет смешивания УЛ и необходимость принципиально иного теоретического подхода для ее адекватного описания. Штриховая линия показывает аналитическое предсказание для спиновой жесткости, оцененное для случая $r_s \gg 1$ с использованием диаграммной техники в [39], а именно - значение одночастичной циклотронной энергии. Из графика видно, что экспериментально полученная спиновая жесткость растет почти линейно, но в действительности идет значительно ниже $\hbar\omega_c$.

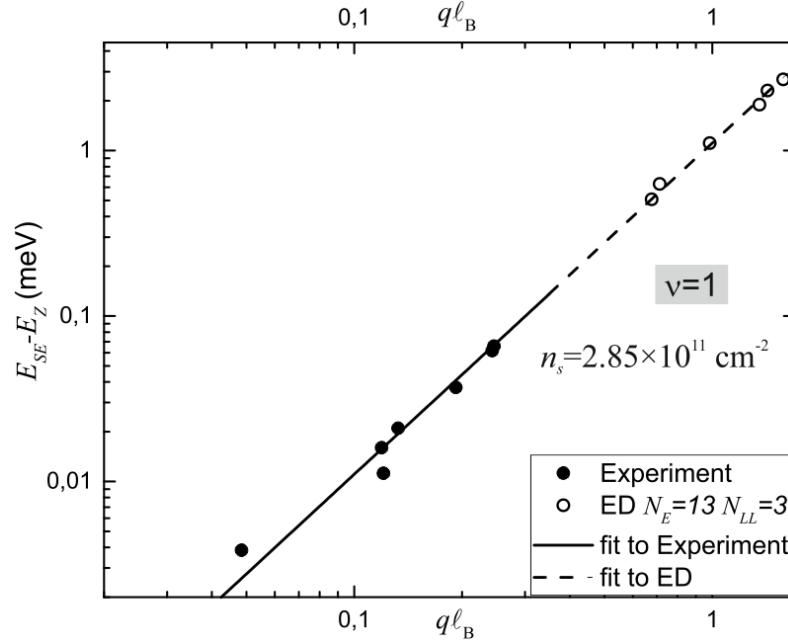


Рисунок 5.8: Дисперсионная зависимость для SE при $\nu = 1$, где совместно построены экспериментальные данные (сплошные кружки) и результаты расчета методом точной диагонализации (светлые кружки).

Для описания смягченной дисперсии SE для случая $r_s \gg 1$ применялся метод точной диагонализации энергетического спектра. Для диагонализации при $\nu = 1$ учитывались состояния $N_E = 10-13$, распределенные по нижним $N_{LL} = 3$ уровням Ландау. Столь большое количество учитываемых УЛ необычно для решения квантово-холловских задач методом точной диагонализации. Это было умышленно проделано из-за значительного влияния корреляций на нижних УЛ на энергию многочастичного взаимодействия. В расчетах использовался вышеописанный подход обрезания базиса многочастичных конфигураций (Глава 3) с учетом конечности параметра r_c .

Результаты расчета дисперсии SE для параметров, соответствующих образцу с $n_s = 2.85 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, приведены вместе с соответствующими экспериментальными точками на Рис. 5.8, где также показаны подгоночные прямые для

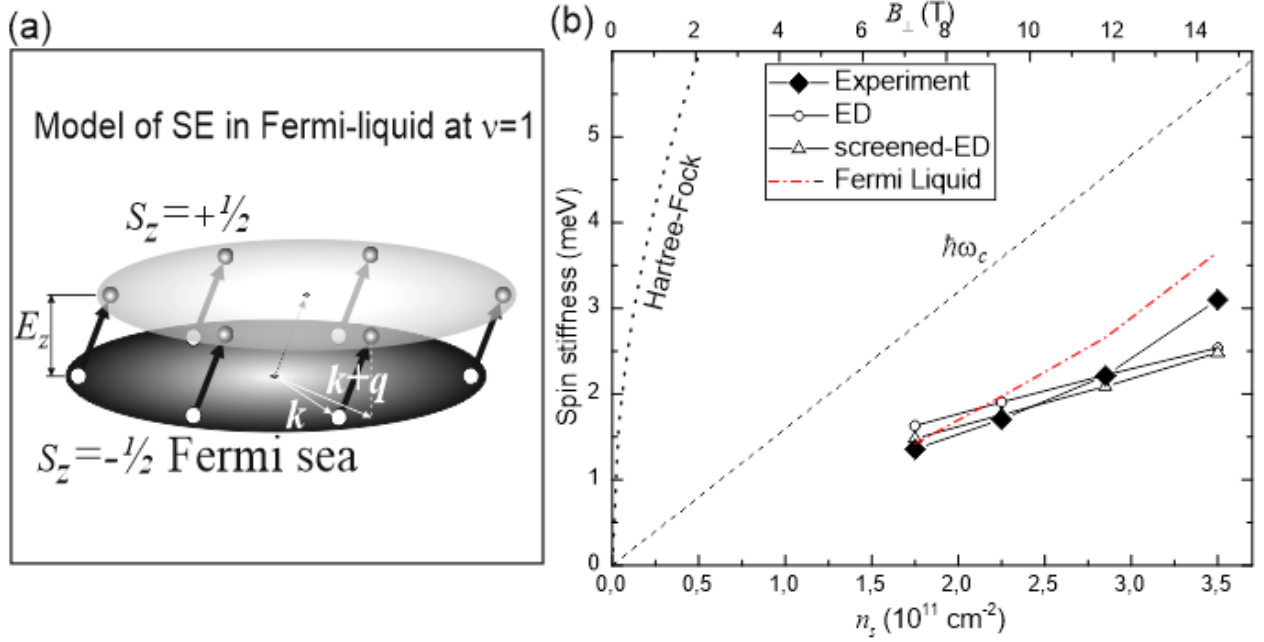


Рисунок 5.9: (а) Схематическая иллюстрация образования спиновых экситонов в квантово-холловском ферромагнетике $\nu = 1$ в представлении ферми-жидкостных квазичастиц в магнитном поле при $r_s \gg 1$. (б) Зависимость спиновой жесткости от концентрации ДЭС. Верхняя ось дана в единицах перпендикулярного магнитного поля при $\nu = 1$. Экспериментальные данные (сплошные ромбы) сравниваются с одночастичной циклотронной энергией (штриховая линия), результатами точной диагонализации (пустые кружки), статически экранированной точной диагонализации (пустые треугольники) и модельными кривыми, вычисленными в ПХФ (пунктирная линия), и ферми-жидкостной модели (штрихпунктирная линия) по значениям m_{FL}^* из [2, 92].

экспериментальных и расчетных данных. Из сравнения эксперимента и теории очевидно, что эффект смягчения дисперсии достигается качественно и количественно. Аналогичные расчеты, проведенные для параметров всех остальных экспериментальных образцов, позволили выделить зависимость $J(n_s)$ (светлые круглые символы на Рис.5.9б) и сравнить ее с экспериментальными данными (сплошные ромбы). При столь больших $r_s \sim 6-9$, даже учет $N_{LL} = 3$ УЛ не вполне достаточен для количественного расчета многочастичных эффектов. Виртуальные переходы электронов на еще более высокие УЛ можно учесть путем эффективной экранировки кулоновского потенциала в приближении статического экранирования (как уже описано в предыдущем разделе). Расчеты, проведенные для экранированного потенциала, показаны светлыми треугольными символами на Рис.5.9б и ослаблены лишь на $\sim 10\%$ по сравнению с расчетами, использующими 'голый' кулоновский потенциал. Следует также иметь в виду,

что используемая схема дискретных вычислений для небольшого числа электронов (или квантов потока) подвержена загроблению расчетных величин из-за шага дискретизации в магнитной зоне Бриллюэна. Так, при $N_E=13$ недооценка обменной энергии при $\nu = 1$ в пределе $r_s \ll 1$ составляет около $\sim 15\%$ относительно аналитических значений, полученных в ПХФ. Таким образом, близкое совпадение данных по точной диагонализации с экспериментом на Рис.5.9b следует трактовать как взаимную компенсацию двух противоположных по знаку ошибок. В то же время, согласие в пределах 20% представляется вполне оправданным.

Интересно, что спиновая жесткость $J = \hbar\omega_c$, полученная в теоретическом исследовании [39] с помощью диаграммной техники, приводит к дисперсионному уравнению:

$$E_{SE}(q) = E_z + \frac{\hbar\omega_c}{2}(ql_B)^2 = E_z + \frac{\hbar^2 q^2}{2m_c^*}. \quad (5.6)$$

В этой формуле закон дисперсии напоминает одночастичный 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 сильно-взаимодействующей ферми-системы.

В качестве альтернативы это же состояние ДЭС можно рассмотреть в терминах квазичастиц двумерной ферми-жидкости, состояния которых перенормированы доминирующим кулоновским взаимодействием. Поскольку здесь $r_s \gg 1$, то этот случай априори не укладывается в критерии для стандартной теории ферми-жидкости Ландау, в том числе при рассмотрении спиновых волн [133]. При этом делается допущение, что искажение состояний квазичастиц квантующим магнитным полем относительно слабо (в том смысле, что $\hbar\omega_c \ll e^2/\epsilon l_B$), несмотря на целочисленный КЭХ. Ферми-жидкостные квазичастицы могут иметь две противоположные проекции спина, и в основном состоянии $\nu = 1$ заполнена только одна из ферми-сфер с $S_z = -1/2(\downarrow)$ (Рис.5.9а). Простейшее нейтральное возбуждение, которым является спиновой экситон, может быть составлено из набора одночастичных переходов с заполненной ферми-сферы в пустую, но с некоторым сдвигом волнового вектора $\vec{k} \Rightarrow \vec{k} + \vec{q}$. Энергия

такого одночастичного перехода равна:

$$E(\vec{k}, \vec{q}) = E_{\uparrow}(\vec{k} + \vec{q}) - E_{\downarrow}(\vec{k}) = E_z + \frac{\hbar^2(\vec{k} + \vec{q})^2}{2m_{FL}^*} - \frac{\hbar^2\vec{k}^2}{2m_{FL}^*}. \quad (5.7)$$

Тогда энергия коллективного возбуждения будет представлять собой некоторый волновой пакет, построенный из таких одночастичных переходов в соответствии с некоторой весовой функцией $f(\vec{k})$:

$$\begin{aligned} E_{SE}(q) = \langle 0 | \sum_{\vec{k}} E(\vec{k}, \vec{q}) f(\vec{k}) | 0 \rangle &= \frac{\hbar^2 \vec{q}}{m_{FL}^*} \sum_{\vec{k}} \vec{k} \cdot f(\vec{k}) + \\ &+ \left[E_z + \frac{\hbar^2 q^2}{2m_{FL}^*} \right] \sum_{\vec{k}} f(\vec{k}), \end{aligned} \quad (5.8)$$

где суммирование ведется по всей сфере Ферми. От весовой функции $f(\vec{k})$ нам нужно знать только ее условие нормировки и ее четный характер $f(\vec{k}) = f(-\vec{k})$.

Тогда легко получить:

$$E_{SE}(q) = E_z + \frac{\hbar^2 q^2}{2m_{FL}^*}. \quad (5.9)$$

Из этой простой формулы следует, что для SE при $r_s \gg 1$ и $\nu = 1$ дисперсия будет определяться выражением типа (5.6), но с перенормированной массой квазичастиц. Масса ферми-жидкостных квазичастиц определяется кулоновским взаимодействием, и для ДЭС в ZnO с актуальными параметрами уже значительно увеличена по сравнению с циклотронной. Эта масса известна из прошлых экспериментов [2, 92] и при концентрациях n_s , соответствующих текущему эксперименту, увеличена примерно двукратно относительно циклотронной. Поэтому на Рис. 5.9b спиновая жесткость также сравнивалась с выражением (5.9) для известных значений m_{FL} , взятых из графиков 1.19 и 1.20 при разных концентрациях (штрихпунктирная линия). Это дает хорошее согласие с экспериментальными данными и свидетельствует в пользу гипотезы о ферми-жидкостном характере дисперсии SE.

Таким образом, стало возможным экспериментально и численно описать спиновую жесткость системы при $\nu = 1$ и $r_s \gg 1$, а также выяснить ее возможную связь с параметром массы ферми-жидкостных квазичастиц.

5.4 Спиновые возбуждения при отклонении от состояния $\nu = 1$

В данном разделе изложены результаты зондирования степени спиновой поляризации и величины обменно-кулоновской энергии холловского ферромагнетика в окрестности $\nu = 1$ и также при повышении температуры. Для этого используется НРС на коллективных спиновых возбуждениях - SE и CSFE.

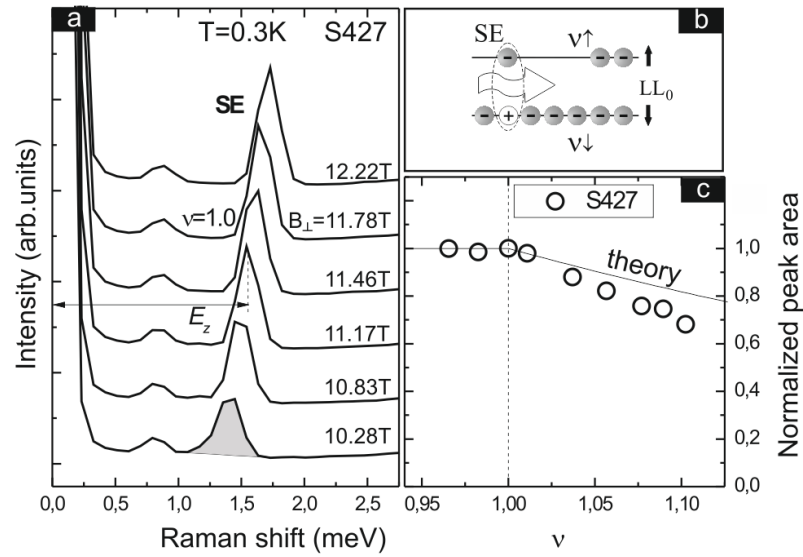


Рисунок 5.10: (а) Последовательность спектров НРС на внутривозонном спиновом экситоне при вариации фактора заполнения (магнитного поля) в окрестности $\nu = 1$. Угол наклона магнитного поля $\Theta = 32.4^\circ$. (b) Схема переходов, соответствующих SE в пределах нижнего УЛ. (c) Нормированная зависимость интенсивности линии SE как функция фактора заполнения. Точка излома при $\nu = 1$ отмечена вертикальным пунктиром.

Экспериментальные исследования проводились на двух гетероструктурах S427 и S475. Оптические измерения проводились при температурах в диапазоне 0.35 - 4.2 K. Большая часть измерений проводилась при факторе заполнения $\nu = 1$ или вблизи этого значения. Спектральное разрешение регистрирующей аппаратуры в данном разделе составляло $\sim 0.2\text{ мэВ}$ и не позволяло различать эффекты, связанные со слабой дисперсией спиновых коллективных возбуждений.

Методическим инструментом исследования спиновой поляризации холловского ферромагнетика здесь служило НРС на спиновом экситоне (SE), изображенном на схеме уровней на Рис.5.10b. Поскольку SE является простейшим

коллективным возбуждением, то он не имеет существенных каналов распада как в несжимаемых состояниях КЭХ, так и между ними. В прежних работах [134, A5, A8] было показано, что интенсивность сигнала НРС на спиновом экситоне определяется средней степенью спиновой поляризации при неизменности условий резонансного фотовозбуждения и регистрации. В окрестности состояния КЭХ $\nu = 1$ интенсивность SE может быть использована как индикатор изменения спиновой поляризации при вариации фактора заполнения (магнитного поля). На Рис. 5.10а приведена последовательность спектров НРС с пиком SE в образце S427 при магнитных полях в окрестности $\nu = 1$. Энергетический сдвиг растет с магнитным полем и соответствует величине зеемановской энергии. Показательно ведет себя при этом интегральная интенсивность пика в зависимости от фактора заполнения (Рис. 5.10с). В диапазоне $0.95 < \nu < 1$ интенсивность SE практически неизменна, что указывает на сохранение полной спиновой поляризации при появлении вакантных мест на нижайшем спиновом подуровне. При $\nu \sim 1$ в зависимости обнаруживается излом и при бóльших ν спектральная интенсивность SE монотонно угасает. Это свидетельствует о спиновой деполяризации ДЭС, характер которой нельзя установить из одних данных по снижению интенсивности пика SE, и он еще будет обсуждаться в сочетании с другими экспериментальными фактами в Главе 8. Тем не менее из Рис. 5.10с следует качественное различие в поведении спиновой поляризации ДЭС по обе стороны от $\nu = 1$, что точно не имеет ничего общего со скирмионным механизмом - ведь соотношение обменной и зеемановской энергий в этих условиях $E_{xc}/E_Z \sim 3 - 4$, что на порядок меньше требуемого для формирования скирмионов [64]. Также можно сделать важный вывод о сохранении ферромагнитного порядка в некотором диапазоне при $\nu < 1$.

На данном этапе поведение интенсивности линии SE можно сравнить с поведением в рамках простой модели распределения электронов (или ФЖ квазичастиц) по двум спиновым подуровням в основном состоянии (Рис. 5.10b). Следует отметить, что данная одночастичная картина энергетических уровней для сильно взаимодействующих ДЭС применяется из эмпирических соображений и лишь по аналогии с моделями, применяемыми для слабо взаимодействующих систем. Не имея строгого обоснования при $r_s \gg 1$ модель дискретных и эквидистантных УЛ для квазичастиц вполне успешно применялась в таких

задачах как анализ фазовых переходов изинговых ферромагнетиков в режиме целочисленного КЭХ $\nu = 2, 3, 4, \dots$ в ZnO (Главы 6, 7), так и для анализа спиновой конфигурации состояний с нецелочисленными факторами заполнения ([91] и Глава 8).

В этих терминах для $\nu \leq 1$ можно эмпирически постулировать полную спиновую поляризацию квазичастиц в ДЭС и потому парциальный фактор заполнения $\nu_{\downarrow} = \nu$. Интенсивность линии спинового экситона I_{SE} пропорциональна интенсивности падающего лазерного излучения I_{Las} , резонансному сечению рассеяния σ_R и полной вероятности спин-флип перехода. Последняя определяется произведением количества электронов на начальном спиновом уровне n_s/ν и доли пустых состояний на конечном подуровне: $1 - \nu_{\uparrow}$. Если рассмотреть модель спиновой деполяризации для системы невзаимодействующих квазичастиц, то при вариации фактора заполнения они последовательно занимают состояния на спиновых подуровнях. Тогда при $\nu < 1$ все электроны имеют возможность совершить спин-флип переход и интенсивность линии SE максимальна и постоянна (на Рис. 5.10а принята за 1). При постепенном заполнении противоположного спинового подуровня при $\nu > 1$ будет $\nu_{\uparrow} = \nu - 1$ и вероятность рождения SE уменьшается как $(1 - \nu_{\uparrow})/\nu = (2 - \nu)/\nu$. Эта кривая построена сплошной линией на Рис. 5.10с для сравнения с экспериментом и, видно, идёт несколько слабее экспериментальной зависимости. Нормированная величина интенсивности SE, с учетом данного обоснования, удачным образом совпадает с выражением для степени спиновой поляризации ДЭС: $S_z = (\nu_{\downarrow} - \nu_{\uparrow})/(\nu_{\downarrow} + \nu_{\uparrow}) = (2 - \nu)/\nu$, и потому интенсивность SE в узком диапазоне факторов заполнения может служить качественным индикатором поведения спиновой поляризации ДЭС. Тем не менее, как будет показано в Главе 8, при $\nu > 1$ интенсивность спектральной линии SE ослабевает ещё и в связи с влиянием другого спинового возбуждения. Поэтому данные Рис. 5.10с позволяют сделать лишь качественный вывод о медленной деполяризации холловского ферромагнетика при $1 \lesssim \nu \lesssim 1.1$.

Ключевую информацию об обменном взаимодействии в КХФ можно извлечь из свойств возбуждения CSFE (Рис. 5.11b). При изменении фактора заполнения в окрестности $\nu = 1$ эволюция обменно-кулоновского вклада E_{xc}

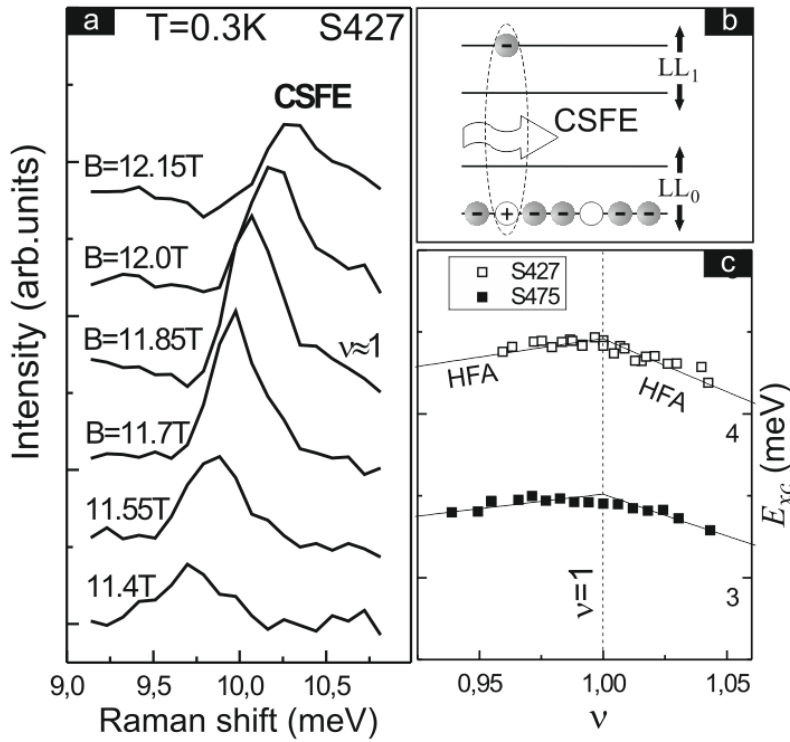


Рисунок 5.11: (а) Эволюция спектра НРС на CSFE в окрестности $\nu = 1$. (б) Схема переходов, соответствующих возбуждению CSFE. (с) Зависимость обменного вклада в энергии CSFE от фактора заполнения для двух гетероструктур. Сплошными линиями показаны модельные зависимости энергии от фактора заполнения.

должна проявляться в изменении энергии CSFE:

$$E_{CSFE} = \hbar\omega_c + E_z + E_{xc}(\nu). \quad (5.10)$$

На Рис. 5.11а при разных магнитных полях показаны спектры НРС на CSFE - узкая высокая линия при $\nu = 1$ сдвигается по энергии и угасает при отклонении ν в любую сторону. Энергия CSFE зависит от магнитного поля монотонно, но при вычитании одночастичных циклотронной и зеемановской энергий результирующий обменно-кулоновский вклад E_{xc} демонстрирует экстремум при $\nu = 1$ (Рис. 5.11с и Рис. 5.2б). При построении в единых координатах данных по двум образцам (Рис. 5.11с) прослеживается общая тенденция в поведении обменно-кулоновского энергетического вклада от фактора заполнения - она асимметрично спадает по обе стороны от $\nu = 1$. При рассмотрении комбинированных возбуждений CSFE следует заметить, что они имеют каналы распада на простейшие возбуждения - спиновые экситоны, магнитоплазмоны и внут-

риуровневые зарядовые волны [53]. Распад усиливается по мере отклонения от несжимаемого состояния $\nu = 1$, что проявляется в уширении и ослаблении спектральной линии CSFE (Рис. 5.11a). Поэтому применимость данного метода исследования обменной энергии холловского ферромагнетика адекватна лишь при небольшом отклонении от состояния $\nu = 1$ - в диапазоне $\delta\nu \sim \pm 0.1$ (установлено экспериментально).

Что касается модельной зависимости обменно-кулоновского вклада для CSFE от фактора заполнения, то для случая $r_s \gg 1$ аналитической теории не существует, но для слабовзаимодействующих ДЭС в GaAs этот вопрос рассматривался теоретически [37] и экспериментально [53]. В приближении Хартри-Фока задача об изменении многочастичного вклада в энергии CSFE при отстройке фактора заполнения от $\nu = 1$ сводится к умножению максимальной обменно-кулоновской энергии $E_{xc}(\nu = 1)$ на $1 - |\delta\nu|$. При рассмотрении в теории среднего поля это отклонение при $\nu < 1$ связано с уменьшением обменной энергии на частично заполненном УЛ, а при $\nu > 1$ - дополнительно с падением степени спиновой поляризации. В условиях эксперимента, когда фактор заполнения регулируется изменением магнитного поля, в результирующую зависимость обменной энергии войдет изменение характерной кулоновской энергии на магнитной длине $\sim \sqrt{B}$. Поэтому качественное поведение обменного вклада в ПХФ должно быть асимметрично: $E_{xc}(\nu) \sim \sqrt{\nu}$ при $\nu < 1$ и $E_{xc}(\nu) \sim \frac{2-\nu}{\sqrt{\nu}}$ при $\nu > 1$. Эти кривые приведены для сравнения с экспериментальными данными на Рис. 5.11с и качественно отслеживают эволюцию обменно-кулоновского вклада в энергию CSFE в окрестности $\nu = 1$.

Дальнейшее рассмотрение посвящено исследованию влияния температуры ДЭС на свойства спиновых возбуждений и самого холловского ферромагнетика. В рамках существующих представлений о термодинамике КХФ, полученных на примере ДЭС в GaAs магнитооптическими методами [64, 66], деполяризация должна наступать при температурах $T \gtrsim g^* \mu_B B$ вследствие рождения SE. В этом смысле системы ZnO априори представляются еще более стабильными из-за пятикратно увеличенного эффективного g -фактора. При $\nu = 1$ для параметров двух изученных образцов зеemannовская энергия, выраженная в Кельвинах, равна $E_z(S427)=15.9$ К и $E_z(S475)=11.4$ К. Была исследована эволюция спиновой поляризации и обменной энергии E_{xc} с увеличением температуры.

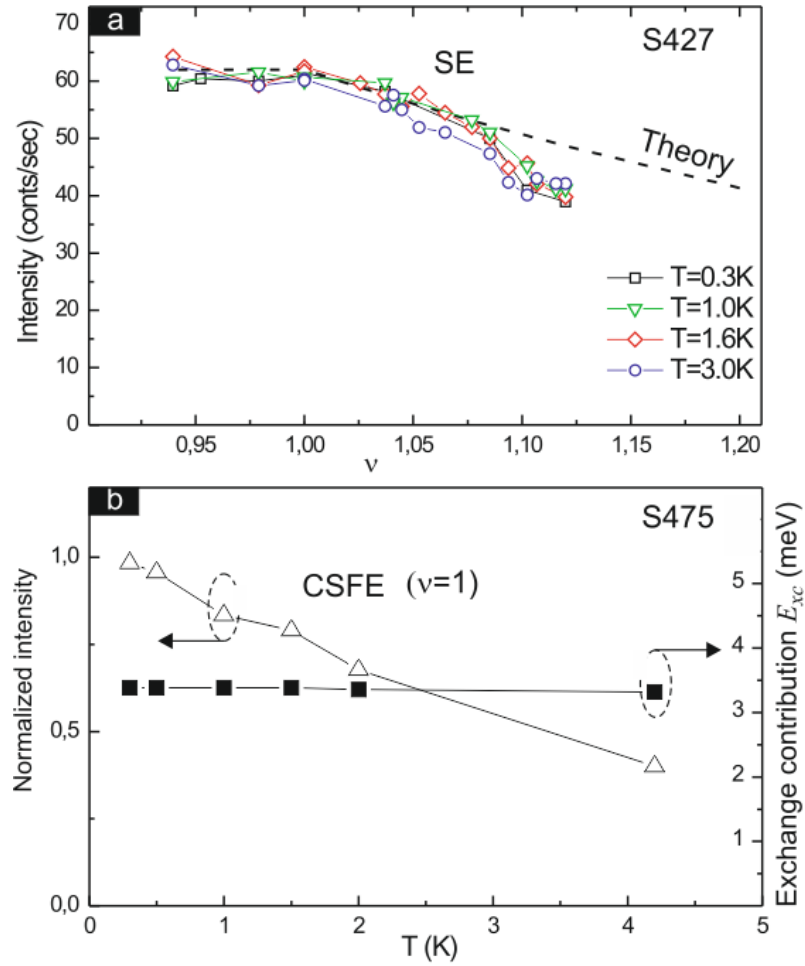


Рисунок 5.12: (а) Интенсивность SE как функция фактора заполнения для четырех температур $T = 0.3 - 4.2\text{ K}$ в образце S427. (б) Температурная зависимость параметров спектральной линии CSFE в образце S475 при $\nu = 1$ - интенсивность (треугольники) и рамановский сдвиг (квадраты).

На Рис.5.12а показан набор экспериментальных кривых по эволюции интенсивности линии SE, аналогичных Рис.5.10с для четырех температур от 0.35 до 4.2 K. Интенсивность дана в абсолютных единицах, и несмотря на некоторый разброс экспериментальных данных, полученных с интервалом в несколько часов, можно утверждать сохранение качественной картины поведения спиновой поляризации во всем диапазоне температур. Фактически, при $\nu = 1$ и в его окрестности не происходит термодинамического разрушения ферромагнитного порядка, коль скоро $T < E_z$.

Дополнительный аргумент об устойчивости локального ферромагнитного упорядочения может быть получен из анализа температурного поведения обменной энергии CSFE при $\nu = 1$ (Рис. 5.12b). В этом же диапазоне темпера-

тур энергия возбуждения неизменна (черные символы и правая шкала), что свидетельствует о сохранении обменной энергии и потому ближнего порядка в спиновой структуре ферромагнетика. Интенсивность линии НРС коллективного возбуждения CSFE при этом заметно падает ввиду высокой чувствительности к электронной подвижности, падающей с температурой в гетероструктурах MgZnO/ZnO.

5.5 Заключение по данной главе

Итак, в данном разделе обсуждается необычное поведение масштаба обменной энергии квантового холловского ферромагнетика с $\nu = 1$ в сильнокоррелированных ДЭС на основе гетероструктур MgZnO/ZnO. Методом неупругого рассеяния света был измерен обменный вклад, входящий в энергию циклотронного спин-флип экситона. Установлено, что в широком диапазоне концентраций электронов, соответствующих параметру Вигнера-Зейтса $7 < r_s < 11$, этот вклад порядка циклотронной энергии, что заметно отличается от типичного масштаба кулоновской энергии на магнитной длине $e^2/\epsilon\ell_B$. Эта же тенденция была подтверждена численными расчетами.

В этом же контексте изучено аномальное поведение спиновой жесткости ферромагнетика при $\nu = 1$ и $r_s > 6$. Для этого были проведены эксперименты по НРС и явно измерены k -дисперсии спиновых экситонов. Спиновая жесткость как мера обменной энергии, многократно снижена до значений несколько ниже циклотронной энергии $\hbar\omega_c$. На качественном уровне это может означать зависимость дисперсии от параметра утяжеленной массы ферми-жидкостных квазичастиц. Моделирование методом точной диагонализации хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Было проанализировано поведение коллективных спиновых возбуждений холловского ферромагнетика в окрестности фактора заполнения $\nu = 1$ и также при повышении температуры ДЭС. По поведению интенсивности линии SE сделан вывод, что при отклонении фактора заполнения в сторону $0.95 < \nu < 1$ спиновая поляризация остается близкой к единице, а со стороны $1.05 > \nu > 1$ происходит медленная спиновая деполяризация. Обменно-кулоновский вклад в энергию CSFE имеет максимум при $\nu = 1$, а при отклонении в обе стороны

уменьшается. Установлена термодинамическая стабильность ферромагнетика при температурах ниже одночастичной зеемановской энергии.

Глава 6

Ферромагнитные переходы при целочисленных факторах заполнения

6.1 Введение

Фундаментом загадочных свойств двумерных электронных систем на основе гетеропереходов MgZnO/ZnO является редкое сочетание больших значений параметра взаимодействия Вигнера-Зейтса r_s с рекордно высоким уровнем электронной подвижности. В результате переигрывания ключевых энергетических масштабов в магнитном поле: циклотронной, зеемановской и межчастичной кулоновской энергии могут появиться новые коррелированные состояния. Материальные параметры структур на основе ZnO с ДЭС способствуют близкому соотношению энергетических масштабов зеемановского расщепления ($g_{bulk}^* \approx 1.95$) и циклотронной энергии ($m_{bulk}^* \sim 0.28 m_0$). В умеренных магнитных полях кулоновская энергия имеет существенно больший масштаб, что приводит к значительному смешиванию УЛ и запутыванию общеизвестной одночастичной картины их заполнения. Тем не менее последовательность энергетических уровней может быть частично восстановлена, если рассматривать их не для электронов, а для ферми-жидкостных квазичастиц, и принять во внимание перенормировку соответствующих параметров.

Иерархия УЛ в ДЭС может меняться в случае, если их спиновое расщепление превосходит орбитальное. В случае пересечения спиновых уровней возможно спонтанное нарушение симметрии и фазовые переходы между конкурирующими спиновыми конфигурациями (раздел 1.8.2 и Ур.1.27). При целочисленных факторах заполнения соответствующие фазы могут рассматривать-

ся как квантово-холловские ферромагнетики в модели Изинга. В режиме $r_s \gg 1$ физика изинговых КХФ при малых целочисленных факторах заполнения является по существу многочастичной, поскольку в ней определяющую роль играют кулоновское и обменное взаимодействие. Кроме этого важнейшего аспекта, приводящего к ферми-жидкостным перенормировкам параметров ДЭС, требуют изучения другие важные физические параметры, такие как энергетический спектр конкурирующих фаз в режиме КЭХ, соотношение их площадей, вопросы формирования и стабильность доменов.

Ниже представлены результаты оптического исследования ферромагнитного перехода в режиме целочисленного КЭХ, выполненного впервые на наборе гетероструктур MgZnO/ZnO [A5, A8]. Тщательно изучены преобразования основного состояния $\nu = 2$, а также прослежены аналогичные события для других четных ($\nu = 4$ и 6) и нечетных ($\nu = 3$ и 5) факторов заполнения. Условия ферромагнитного перехода определялись по резким преобразованиям оптических спектров ДЭС. Радикальная реконструкция обнаружена как в спектре магнито-ФЛ, так и в параметрах коллективных возбуждений, зондированных методом НРС. Фазовая диаграмма изинговых КХФ при $\nu = 2$ получена как зависимость критического угла наклона магнитного поля от электронной концентрации. При концентрации ДЭС $n_s \lesssim 1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ наблюдается самопроизвольное установление FM порядка даже при нормальной ориентации магнитного поля. Из анализа спектров ФЛ и НРС оценено отношение площадей, занимаемых доменами конкурирующих фаз в окрестности точки перехода, сделаны косвенные оценки размеров доменов. Исследована температурная устойчивость фаз.

6.2 Исследование ферромагнитных переходов в режиме КЭХ методами фотолюминесценции и неупругого рассеяния света

Исследовались гетероструктуры S254, S259, S244, S427, S426 и S448 с концентрациями $n_s = 1.14\text{--}6.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (см. Таблицу 2.1). Эксперименты проводились при $T = 0.35\text{--}4.2 \text{ K}$, образцы монтировались на поворотном столике для контроля их ориентации по отношению к направлению магнитного поля.

Углы наклона регулировались *in situ* дискретными шагами с точностью $\sim 0.5^\circ$. Приемы для идентификации линий НРС от межподзонных и внутриподзонных коллективных возбуждений при резонансных условиях фотовозбуждения подробно описаны в предыдущих Главах 2, 4, 5. Сигнал НРС изучался преимущественно при магнитных полях, соответствующим окрестности $\nu = 2$ и $\nu = 1$.

Оптический отклик каждого образца изучался в зависимости от ориентации магнитного поля с целью изучения трансформации спектров вторичного излучения в окрестности целочисленных факторов заполнения, выявления симптомов фазовых переходов. Первое указание на перестройку последовательности УЛ проявляется в модификации магнитолевой зависимости ФЛ при изменении наклона магнитного поля. На Рис. 6.1 эволюция сигнала двумерной ФЛ в образце S427 представлена в виде карт интенсивности, в которых магнитное поле возрастает сверху вниз. Эволюция спектров ФЛ при малых углах наклона имеет однотипный непрерывный характер (например, на панели (а), где $\Theta = 25^\circ$), если строить зависимость от нормальной компоненты магнитного поля. Имеют место гладкие $1/B_\perp$ -периодические осцилляции интенсивности ФЛ в спектральных положениях, близких к уровню Ферми, при прохождении ДЭС через серию состояний КЭХ [A3]. В дальнейшем будет показано, что при таких параметрах концентрации электронов и наклона поля спиновое упорядочение для четных факторов заполнения ν - парамагнитное. Необходимо отметить, что несмотря на очевидный двумерный характер, магнитолевая эволюция ФЛ на Рис. 6.1а едва ли напоминает веер УЛ. Картина особенно усложняется для образцов с малыми электронными концентрациями, где параметр взаимодействия $r_s \gg 1$ ($r_s \approx 7$ для образца S427 с $n_s = 2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Эта запутанность характера магнито-ФЛ связана с сильным смешиванием УЛ. В частности, количество пиков рекомбинации при $\nu = 2$ превышает количество номинально заполненных электронных спиновых подуровней (см. верхний спектр на Рис. 6.2).

При дальнейшем увеличении угла Θ (см. Рис. 6.1b) наблюдается качественно иное поведение: эволюция спектров претерпевает резкие перестройки при значениях магнитного поля, близких к факторам заполнения $\nu = 2, 4, 6$. В частности, при полях выше критических значений (например, вблизи $\nu = 2$) эволюция ФЛ совпадает с предыдущим случаем Рис. 6.1а, но при меньших по-

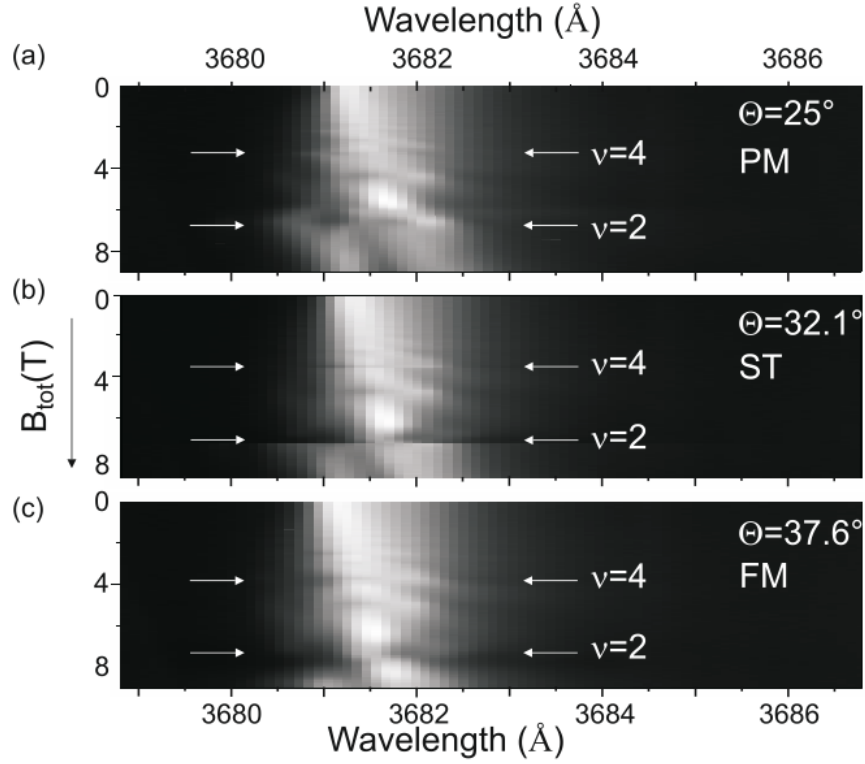


Рисунок 6.1: (a), (b) и (c) - карты интенсивности фотолюминесценции ДЭС при изменении магнитного поля в образце S427, измеренные при трех угловых ориентациях поверхности образца Θ , которые соответствуют качественно разному поведению при четных факторах заполнения: (a) парамагнитное, (b) режим ферромагнитного перехода и (c) ферромагнитное упорядочение. Позиции с характерным поведением ФЛ при $\nu \approx 2$ и 4 обозначены двойными горизонтальными стрелками. На панели (b) различимы позиции резкой перестройки спектра ФЛ на четных ν .

лях спектр качественно иной: вместо трех пиков появляются два, и силы их осцилляторов меняются местами (см. верхний и нижний спектры на Рис. 6.2). Полностью исчезает высокоэнергетическая спектральная линия с центром в $\sim 3680.5 \text{ \AA}$ при $\nu = 2$, а также аналогичные сателлиты при других четных факторах заполнения (следует из сравнения панелей (c) и (a) на Рис. 6.1). Эта реконструкция (или скачок) спектров ФЛ свидетельствует о резком изменении основного состояния при вариации магнитного поля. Скачок ФЛ наблюдается в некотором диапазоне *критических* углов наклона, и соответственно при некотором дрейфе *критического* фактора заполнения ν^* . При еще больших углах зависимость от магнитного поля снова становится гладкой с модифицированным спектром ФЛ вблизи четных факторов заполнения (см. Рис. 6.1c). Вид спектров ФЛ в некоторой окрестности четных факторов заполнения становит-

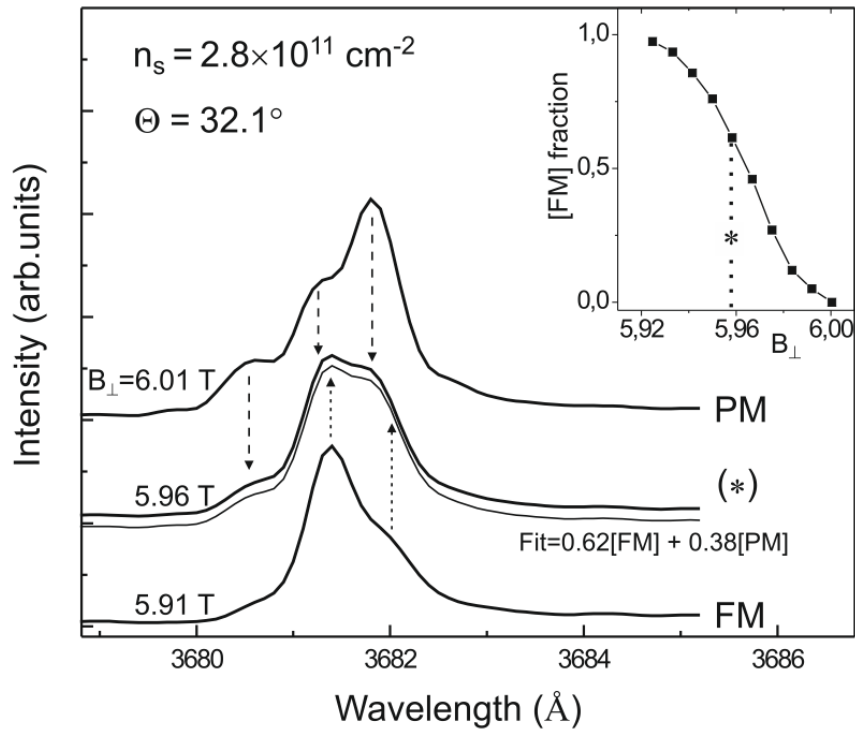


Рисунок 6.2: Модификация спектров ФЛ в окрестности ферромагнитного перехода при плавном изменении магнитного поля при фиксированном угле наклона. Три спектра соответствуют ферромагнитной, парамагнитной фазам и их суперпозиции в промежуточной точке. Температура $T \approx 0.35$ К. На вставке показана доля FM фазы в зависимости от магнитного поля в переходной области, извлеченная из подгоночных весовых множителей суперпозиции. Звездочкой отмечено критическое поле, соответствующее положению скачка ФЛ.

ся качественно похожим (нижний спектр на Рис. 6.2) и соответствует новой появившейся фазе. Как показано ниже и в соответствии с предыдущими магнитотранспортными результатами [91, 102], две фазы вблизи $\nu = 2$ соответствуют парамагнитному упорядочению (с одинаково заполненными спиновыми подуровнями), и ферромагнитному упорядочению (в котором инвертирована ориентация верхнего заполненного спинового подуровня). Для краткости спектры ФЛ этих двух фаз на Рис. 6.2 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 (Рис. 6.2). В диапазоне полей $\Delta B \sim 0.1$ Тл около точки перехода соотношение в суммарном сигнале ФЛ постепенно перетекает с полного РМ к полному FM спектру, а в промежутке можно комбинированный спектр разложить по базису двух граничных. Пример наилучшей линейной суперпозиции, аппроксимирующей смешанный спектр ФЛ, наложен

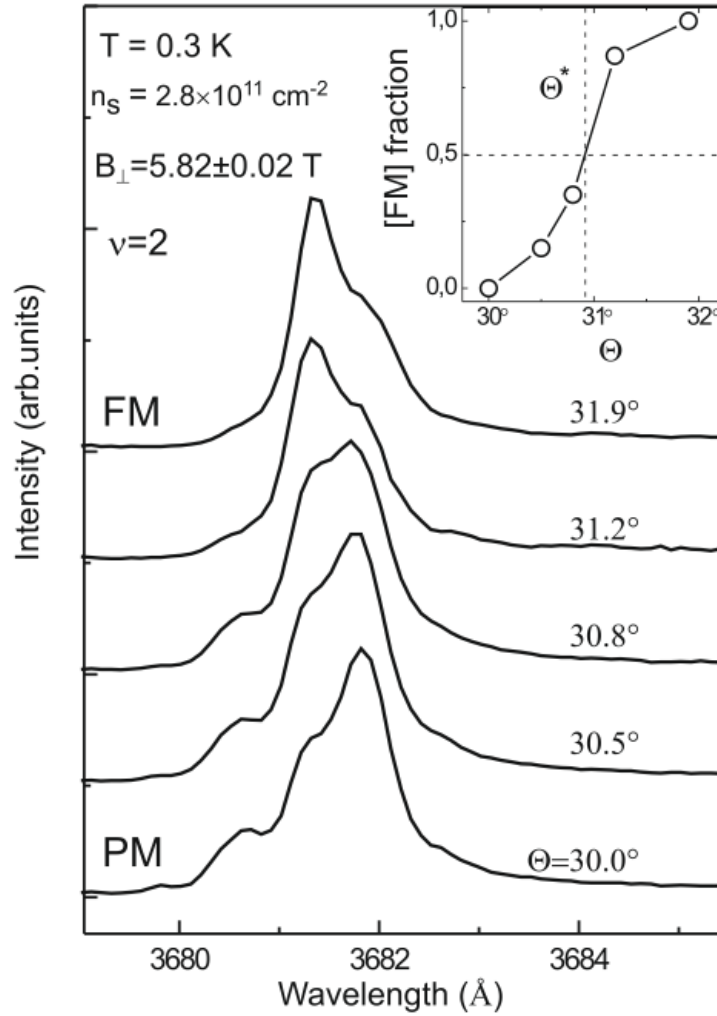


Рисунок 6.3: Каскад спектров ФЛ, зарегистрированных при $\nu = 2$ на образце S427, при плавной подстройке угла наклона магнитного поля Θ в окрестности ферромагнитного перехода. В области меньших углов преобладает сигнал от парамагнитной фазы (PM), а при больших углах - наоборот - от FM фазы. На вставке показана доля FM фазы в зависимости от угла наклона при $\nu = 2$, извлеченная из подгоночных весовых множителей суперпозиции.

на средний спектр на Рис. 6.2, а на вставке к рисунку построены относительные веса фаз для соответствующего диапазона магнитных полей. 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. Этот подход также был использован для исследования гистерезисного поведения ферромагнитного перехода при $T = 0.35$ K. Так, разность значений критического магнитного поля при противоположных направлениях развертки составила порядка $\delta B \sim 0.01$ Тл для образца S427. Зарегистрированный исчезающе слабый гистерезис согласо-

ется с измерениями гистерезиса в появлении спайков магнито- сопротивления в аналогичных структурах ZnO и при близких температурах [91,102]. Наиболее вероятно, это связано с высокой подвижностью доменных стенок в системах с низким уровнем беспорядка.

Аналогичное переигрывание между сигналом от двух фаз было обнаружено при плавном изменении угла наклона магнитного поля при фиксированном факторе заполнения $\nu = 2$. На Рис. 6.3 показан каскад спектров, снятых при пяти близких углах в окрестности перехода РМ-ФМ. Эволюция доли ФМ-фазы, извлеченная из линейной суперпозиции, показана как функция угла Θ на вставке к Рис. 6.3. Логично принять положение на полувисоте кривой за критический угол Θ^* ферромагнитного перехода $\nu = 2$.

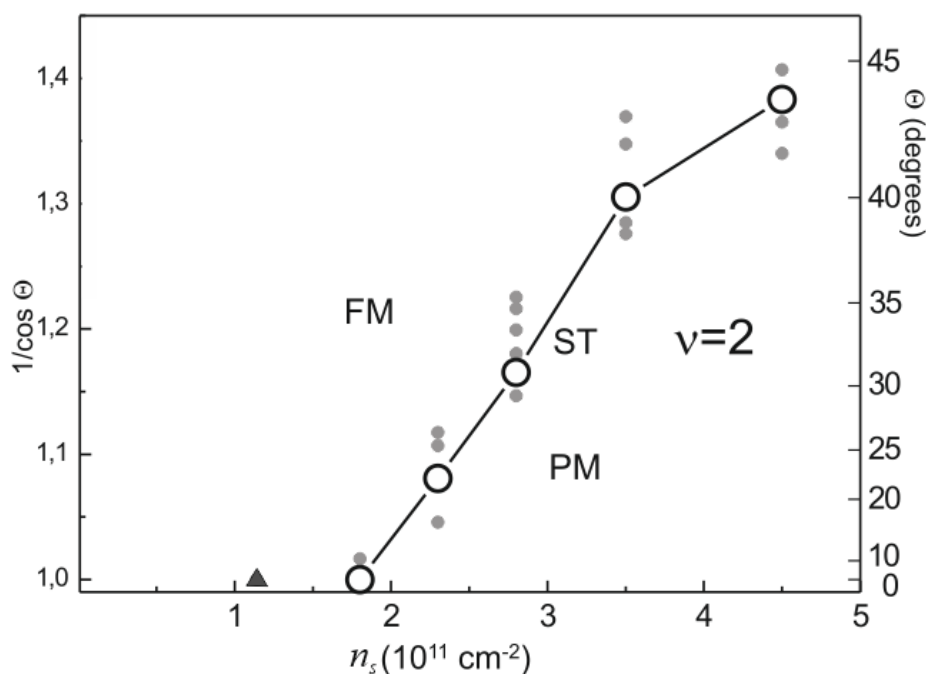


Рисунок 6.4: Фазовая диаграмма изинговых квантово-холловских ферромагнетиков при $\nu = 2$, в виде зависимости критического угла наклона магнитного поля от концентрации ДЭС. Пустые черные кружки соответствуют углам наклона для ферромагнитного перехода при $\nu = 2$. Области ферромагнитной и парамагнитной фаз при $\nu = 2$, находятся соответственно выше и ниже сплошной кривой. Для всех образцов, кроме образца с наименьшей концентрацией, серыми символами также показаны несколько других углов наклона, при которых ФМ переход имеет место при $\nu \neq 2$. Для образца с $n_s = 1.14 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при $\nu = 2$ ФМ фаза наблюдается уже при нормальной ориентации магнитного поля (треугольный символ).

Аналогичные измерения были проведены и на всех других образцах. Данные объединены на графике с зависимостью критического угла от электронной концентрации (Рис. 6.4). Для образцов с $n_s > 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, эта диаграмма включает три области с качественно различным поведением магнито-ФЛ вблизи четных факторов заполнения. При ряде углов наклона (показаны серыми символами) ферромагнитная неустойчивость проявляется как ФЛ-скачки при некоторых критических факторах заполнения $\nu^* \approx 2$. Критические углы, соответствующие переходу точно в $\nu = 2$, показаны на Рис. 6.4 большими пустыми кружками. Стабильные РМ- и ФМ-фазы при $\nu = 2$ видны при углах соответственно меньше и больше критического. Огромное влияние многочастичного взаимодействия на физику ФМ перехода проявляется в зависимости критического угла от электронной концентрации. Ведь для одночастичных зонных параметров ZnO $g_b^* m_b^* = 0.55$ требуемый угол наклона не зависел бы от концентрации и составлял бы $\Theta = \arccos(g_b^* m_b^*/2) = 74^\circ$. В реальности при $n_s \lesssim 1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ферромагнитный переход при $\nu \approx 2$ происходит даже при нормальной ориентации магнитного поля. При еще более низких концентрациях (треугольный символ на графике) уже при нормальных магнитных полях формируется стабильный ферромагнетик, а в окрестности четных факторов заполнения эволюция магнито-ФЛ снова плавная. Если формально рассматривать ферромагнитный переход как результат пересечения спиновых уровней, то можно из значения критического угла при каждой концентрации извлечь величину перенормированной спиновой восприимчивости. Расчетные значения $g^* m^*$ для всех исследованных образцов представлены на Рис. 6.5 вместе с данными предыдущих магнитотранспортных исследований аналогичных гетероструктур на основе ZnO [91, 102, 135, 136]. Согласие между двумя наборами данных очевидно, и оба свидетельствуют о ФМ- переходе без наклона магнитного поля при концентрациях $n_s \lesssim 1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Хотя фазовая диаграмма соответствует состоянию КЭХ $\nu = 2$, имеют место превращения и на других четных факторах заполнения - особенности при $\nu \approx 4$ и 6 видны с меньшим контрастом, но при тех же углах, что и для $\nu = 2$. Следует подчеркнуть ключевой вывод из данной фазовой диаграммы - при понижении электронной концентрации 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.

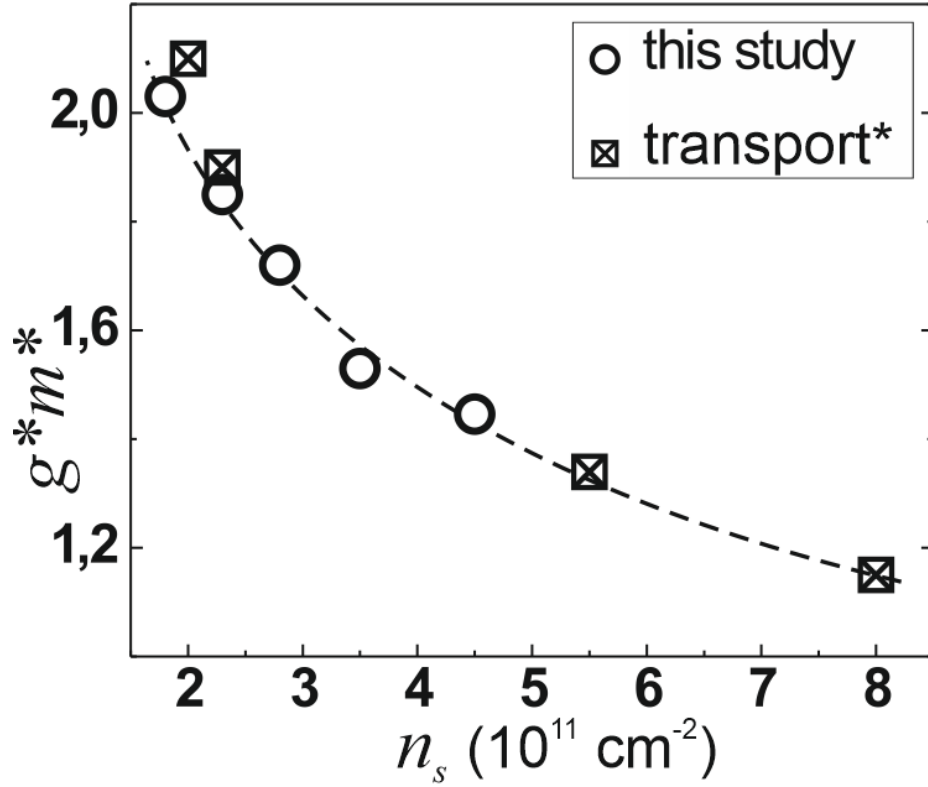


Рисунок 6.5: Зависимость перенормированной спиновой восприимчивости ДЭС от электронной концентрации, извлеченная из данных Рис. 6.4 (пустые кружки) и магнитотранспортных исследований аналогичных структур ZnO (квадраты) [91, 102, 135, 136].

Представление о происходящих явлениях было расширено при помощи экспериментов по НРС. Ожидается, что исследование коллективных возбуждений позволит выявить спиновую конфигурацию основного состояния. 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. Независимо от межчастичных корреляций, энергия SE в длинноволновом пределе близка к одночастичной зеемановской энергии (теорема Лармора [40]). Это возбуждение проявляется в спектрах НРС в сравнительно широком диапазоне длин волн лазерного излучения $\sim 10 \text{ \AA}$. В широком диапазоне магнитных полей энергия SE возрастает линейно (Рис. 6.6с), но

исчезает в окрестности парамагнитных состояний. Важной особенностью этого возбуждения является его максимально примитивная структура, в которой задействовано лишь одно квантовое число системы (полный спин). Это затрудняет распад SE на другие элементарные возбуждения даже при отклонении системы от несжимаемых состояний. По этой причине SE является "долгоживущим" возбуждением с узкой спектральной линией. Типичные спектры НРС на SE приведены на Рис. 6.6 (а) и (б) для факторов заполнения вблизи $\nu = 2$ и различных углов наклона.

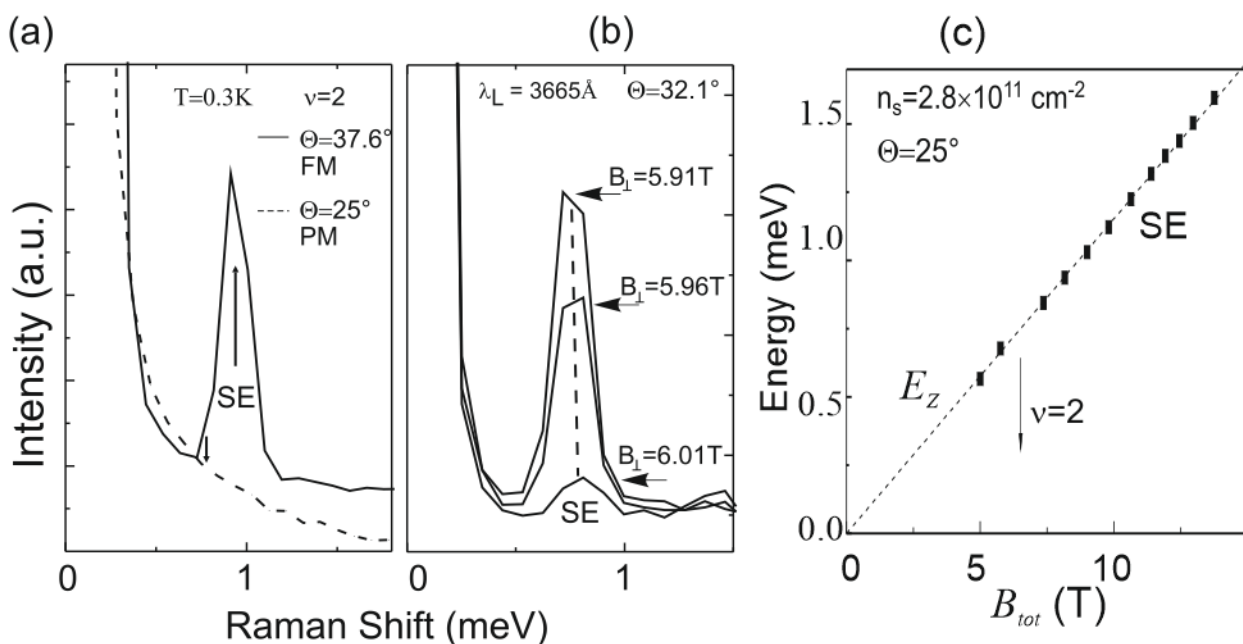


Рисунок 6.6: (а) Спектры НРС на спиновом экситоне при $\nu = 2$ и $T=0.35K$ при двух разных углах наклона магнитного поля, соответствующих ферромагнитной и парамагнитной фазам (в РМ-фазе SE отсутствует). Стрелки указывают положения зеемановской энергии для соответствующих магнитных полей. Спектральные интенсивности нормированы на интенсивность полос ФЛ (не показаны). (б) Спектры SE в трех магнитных полях вблизи точки FM перехода при $\Theta = 32.1^\circ$, где резко меняется интенсивность SE. (в) Энергия SE, в зависимости от полного магнитного поля для $\Theta = 25^\circ$. Линией показана зеемановская энергия.

Одним из свойств SE является чувствительность его спектральной интенсивности к изменению спинового упорядочения в системе. Согласно примитивному представлению SE, вероятность его возбуждения, очевидно, пропорциональна числу занятых состояний на начальном спиновом уровне и числу свободных мест на конечном уровне. Поэтому SE должен набирать максимальный спектральный вес в системах с FM упорядочением и наоборот - нулевой вес в

РМ фазе. Количественный анализ поведения спектральной интенсивности SE при произвольных факторах заполнения вряд ли возможен, так как потребовал бы знания микроскопической структуры основного состояния и орбитальных волновых функций электронов. Тем не менее интенсивность линии SE может служить индикатором общей асимметрии в заселенностях состояний со спином вверх и вниз, что наиболее корректно вблизи состояний целочисленного КЭХ. В этом отношении НРС на SE ранее уже применялось для исследования спиновой поляризации в ДЭС на основе GaAs [134] и также было использовано в Главе 5.

Качественное поведение интенсивности линии SE вблизи фазового перехода показано на Рис. 6.6 а и б. Для угла наклона 37.6° , соответствующего FM-фазе $\nu = 2$, линия SE прекрасно видна при рамановском сдвиге, вблизи зеемановской энергии, тогда как в РМ-фазе ($\Theta = 25^\circ$) спиновой экситон отсутствует. При критическом угле $\Theta = 32.1^\circ$ интенсивность SE претерпевает резкие преобразования синхронно со скачкообразным поведением спектров магнито- ФЛ (из сравнения Рис. 6.6b и Рис. 6.2), что подтверждает проведенную идентификацию фаз.

На Рис. 6.7 представлена зависимость интенсивности SE от магнитного поля в образце S427 с $n_s = 2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при четырех угловых ориентациях, совпадающих с представленными на Рис. 6.1. Горизонтальная ось представляет нормальную составляющую магнитного поля, так что положения целочисленных ν для всех углов совпадают. Можно заметить (Рис. 6.7, $\Theta = 25^\circ$), что в состоянии КХФ при $\nu = 1$ интенсивность снова выходит на максимум, что соответствует приведенным выше аргументам. Вблизи $\nu = 2$ спектральный вес SE резко падает (линия неразличима). Естественно, что в РМ фазе с одинаковым заполнением состояний со спинами вверх и вниз SE отсутствует. При больших углах около $\nu = 2$ происходит спонтанный FM-переход ($\Theta = 30.8^\circ$ и $\Theta = 32.1^\circ$ на Рис. 6.7), хотя и при отличающихся критических факторах заполнения: $\nu^* = 2.01$ и $\nu^* = 1.95$. Здесь интенсивность линии SE резко возрастает и достигает локального максимума, что свидетельствует о сонаправленном выстраивании спинов. Справа от ν^* интенсивность SE резко падает, хотя и не строго до нуля. Это указывает на неполный фазовый контраст вблизи точки перехода. Остаточная интенсивность сигнала SE зависит от ν^* (Рис. 6.7) и от температуры. Причины этого будут рассмотрены в разделе 6.4.

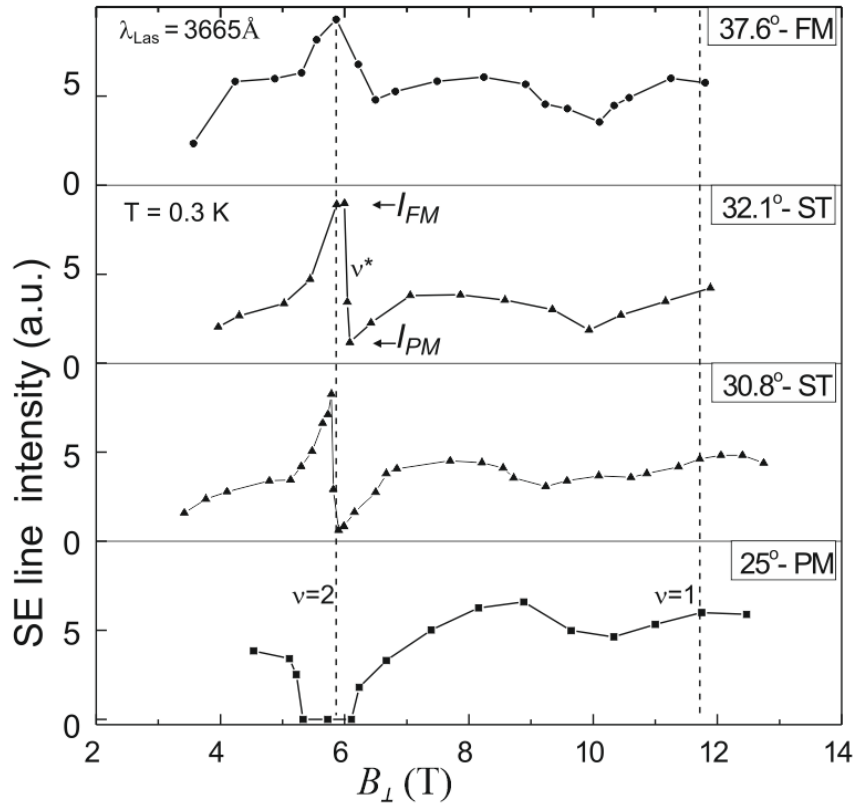


Рисунок 6.7: Зависимость спектральной интенсивности SE от магнитного поля, измеренная для четырех различных углов наклона в образце S427. В парамагнитной (PM) фазе ($\Theta = 25^\circ$) SE отсутствует вблизи $\nu = 2$, в ферромагнитной (FM) фазе ($\Theta = 37.6^\circ$) его интенсивность максимальна, а в окрестности ферромагнитного перехода ($\Theta = 32.1^\circ$ и $\Theta = 30.8^\circ$) поведение спектров SE резко переключается между PM и FM фазами. Следует отметить, что FM переход при $\Theta = 32.1^\circ$ происходит при $\nu^* = 1.95$. Во всех случаях спектральная интенсивность SE снова достигает максимума в другом ферромагнитном состоянии $\nu = 1$.

Анализ интенсивности SE позволяет на качественном уровне охарактеризовать эволюцию средней по образцу спиновой поляризации в окрестности фазового перехода. При углах, превышающих диапазон неустойчивости, FM переход не происходит, а в окрестности $\nu = 2$ наблюдается фаза с ферромагнитным упорядочением. Наибольший угол наклона, представленный для этого образца (Рис. 6.7, $\Theta = 37.6^\circ$), соответствует плавной эволюции как спектров ФЛ, так и интенсивности линии SE в спектрах НРС. При $\nu = 2$ наблюдается локальный максимум интенсивности SE. Поэтому можно считать, что на большей части ДЭС сформирована FM фаза $\nu = 2$ с номинально полной спиновой поляризацией, но также возможно присутствие зародышей доменов противоположной фазы.

Таким образом, ферромагнитный переход в окрестности фактора заполнения $\nu = 2$, происходит не по одночастичному сценарию. Очевиден существенный обменно-корреляционный вклад в энергию пересекающихся спиновых уровней, который приводит к увеличению эффективного спинового расщепления УЛ. Резкая трансформация оптических спектров в условиях перехода качественно согласуется с появлением спайков магнито-сопротивления наблюдавшихся ранее в сильно взаимодействующих системах в AlAs [96] и в ZnO [102] в аналогичных условиях. Полученная зависимость (Рис. 6.4) критического угла наклона при $\nu = 2$ от концентрации ДЭС свидетельствует о ферми-жидкостной перенормировке спиновой восприимчивости. Из текущих оптических экспериментов следует, что при $n_s \lesssim 1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ФМ переход происходит уже при нормальной ориентации магнитного поля. В терминах пересечения ферми-жидкостных УЛ это означает, что для данной концентрации спиновая восприимчивость увеличивается по сравнению с одночастичным значением в $2/m_b^* g_b^* \approx 2/(0.28 \cdot 1.95) \approx 3.6$ раза.

Аналогично случаю $\nu = 2$ в ферромагнитной фазе на других четных факторах заполнения ($\nu = 4, 6, \dots$) линия SE вспыхивает в спектрах НРС, хотя её измерение становится более деликатной экспериментальной задачей из-за близости к лазерной линии и усилению паразитного фона. Качественно аналогичные скачки как в спектрах ФЛ, так и в спектре НРС на SE происходят для серии нечетных факторов заполнения ($\nu = 3$ и $\nu = 5$) при большем угле, соответствующем следующему индексу пересечения уровней. На Рис. 6.8 а и б показано сравнение скачка интенсивности SE вблизи $\nu = 2$ и $\nu = 3$ при соответствующих углах, актуальных для образца S427. Для фазового перехода между двумя спиновыми конфигурациями при $\nu = 3$ интенсивность SE падает в ~ 2.4 раза в узком диапазоне магнитных полей. Это значение разумно согласуется с изменением степени спиновой поляризации при данном факторе заполнения, вычисленной из наивной одночастичной картины заполнения спиновых подуровней (схема на Рис. 6.8b), которая изменяется в 3 раза. Причина уменьшения контраста в отношении I_{max} / I_{min} - в температурном зарождении доменов противоположной фазы.

Ещё больше удивляет практически точное соответствие косинусов углов для фазовых переходов на нечетных ($\Theta_2 = 63.5^\circ$) и четных факторах заполне-

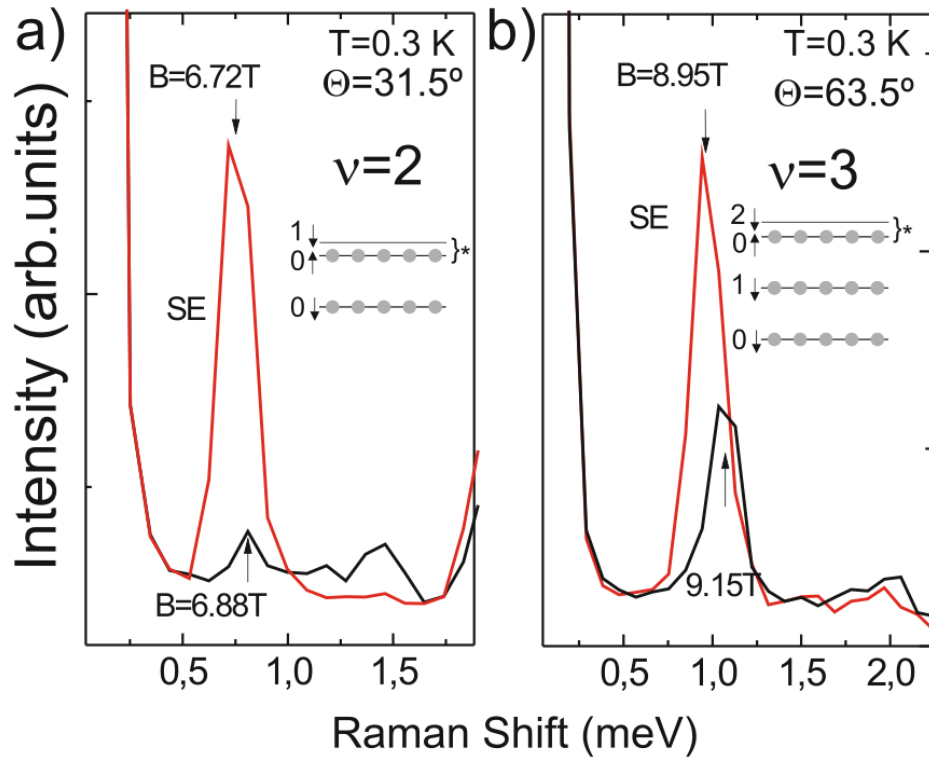


Рисунок 6.8: (а) Спектры НРС на спиновом экситоне при двух значениях магнитного поля - с ферромагнитной ($B=6.72$ Тл) и парамагнитной ($B=6.88$ Тл) стороны от точки фазового перехода при $\nu \sim 2$. Образец S427. Угол $\Theta = 31.5^\circ$. (б) Спектры SE вблизи аналогичного фазового перехода при $\nu = 3$, для которого $\Theta = 63.5^\circ$. На вставках схематически изображены диаграммы заполнения уровней вблизи точки перехода с обозначением конкурирующих спиновых подуровней.

ния ($\Theta_1 = 31.5^\circ$) формуле (1.27). Получается, что условия пересечения перенормированных квазичастичных УЛ при одном угле (Θ_1 , индекс совпадения $j = 1$) выполняются одновременно для серии четных факторов заполнения, а при следующем угле (Θ_2 , $j = 2$) - для нескольких нечетных факторов, и эти углы соотносятся как $\cos\Theta_1/\cos\Theta_2 = 1.91 \approx 2$. И это при том, что структура обменно-корреляционных вкладов в энергию ДЭС в общем случае сложно зависит и от магнитного поля, и от полного спина системы. Феноменологическая формула (1.27), выведенная для случая невзаимодействующих электронных систем с линейной зависимостью спинового и орбитального расщепления от магнитного поля, оказывается удивительным образом справедливой даже для $r_s \sim 7$. Именно поэтому так актуальны аргументы по ферми-жидкостной перенормировке энергетического спектра ДЭС (хотя при таких r_s это уже далеко за гранью применимости теории ФЖ Ландау). Кроме того, выводы Главы

5 про перенормировку масштаба обменных и кулоновских энергий в холловском ферромагнетике $\nu = 1$ качественно объясняют возможность линейного (а не корневого) по магнитному полю характера роста спинового и орбитального расщеплений уровней и потому применимость формулы (1.27). Это магическое выравнивание лестницы квазичастичных УЛ справедливо, однако, не всегда! В текущей работе, а также в магнитотранспортных исследованиях гетероструктур ZnO [91] найденное соответствие углов выполняется только для состояний целочисленного КЭХ, а между ними поведение критических углов для превращений спиновой конфигурации уже сильно нелинейно, и сами спиновые конфигурации ДЭС становятся неколлинеарными. Эти вопросы будут подробнее обсуждаться в Главе 8.

6.3 О размерах доменов в переходной области

В качестве дополнительного агента, чувствительного к *локальной* спиновой конфигурации, может быть использована энергия спин-чувствительных коллективных возбуждений. В Главе 4 было показано, что энергия межподзонного возбуждения CDE отражает степень спиновой поляризации за счет изменения обменного вклада. Эта межподзонная мода, не особенно зависящая от заполнения орбитальных состояний УЛ, тем не менее демонстрирует восприимчивость к спиновому упорядочению ДЭС. Ранее на нескольких гетероструктурах MgZnO/ZnO был обнаружен значительный сдвиг энергии CDE (с масштабом $\sim 1-2$ мэВ) при непрерывной перестройке системы из РМ-состояния $\nu = 2$ в ФМ-состояние $\nu = 1$. В текущих обстоятельствах энергетический сдвиг CDE при $\nu = 2$ тоже проявился в соответствии с преобразованиями спинового упорядочения. Во-первых, энергия CDE в РМ фазе $\nu = 2$ при малых углах наклона поля примерно совпадает с энергией при $B = 0$ или бóльших факторах заполнения с незначительной спиновой поляризацией. Идентичный спектр CDE наблюдается со стороны сильных магнитных полей от точки перехода при углах наклона в области неустойчивости (см. верхний спектр на Рис. 6.9с и экспериментальные точки с меньшей энергией на Рис. 6.9а,б). Этим подтверждается, что неполяризованные по спину состояния ДЭС задают одинаковые энергии межподзонным CDE. Резкий сдвиг линии CDE происходит при изменении маг-

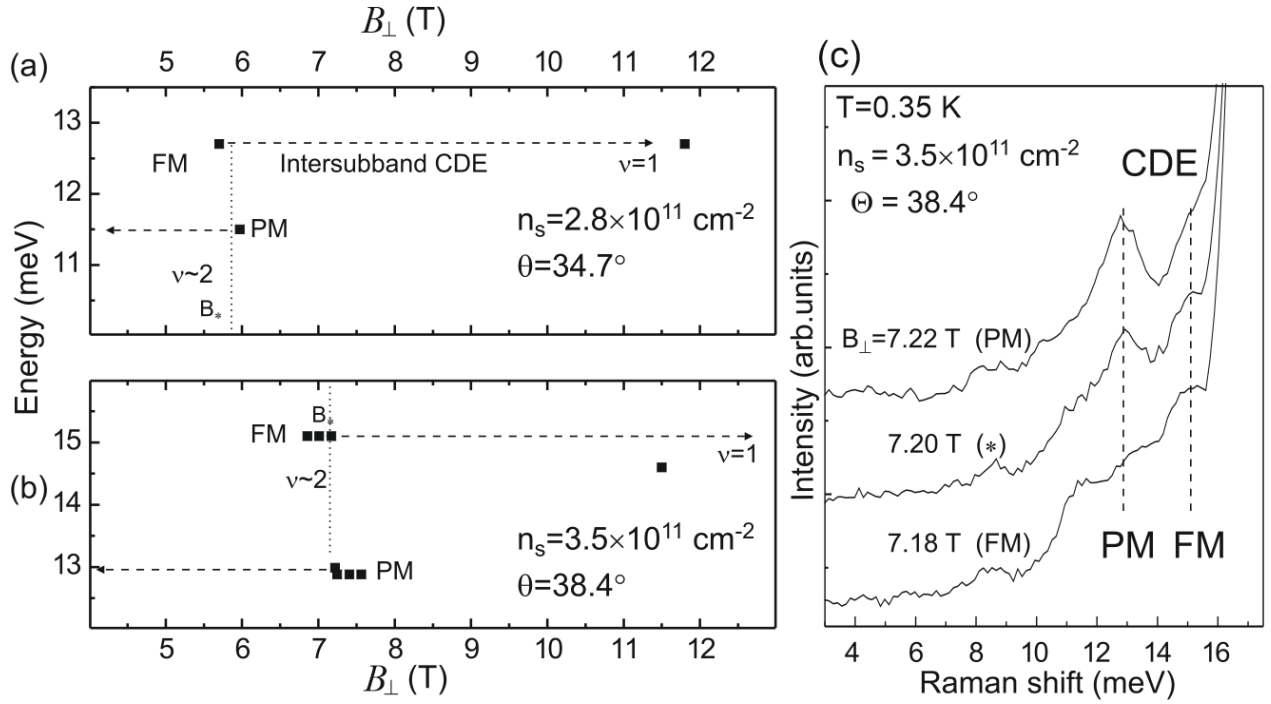


Рисунок 6.9: (a) и (b) Энергии межподзонных возбуждений CDE, измеренные для двух образцов при углах наклона, соответствующих ферромагнитному переходу при $\nu = 2$. Резкий энергетический сдвиг при $\nu \approx 2$ обусловлен перестройкой обменного энергетического вклада при фазовом переходе РМ-ФМ. Горизонтальные пунктирные линии проведены для удобства совмещения энергий CDE по обе стороны от $\nu = 2$ с энергиями этого же возбуждения в спин-поляризованном ($\nu = 1$) и спин-неполяризованном ($B = 0$) состояниях. (c) Спектры НРС на межподзонах CDE в образце S426 при трех близких значениях магнитного поля около точки ФМ перехода. Линии CDE на двух энергетических позициях переигрываются по интенсивности в зависимости от соотношения площадей, занимаемых обеими фазами. Положения линий отмечены вертикальными пунктирными линиями.

нитного поля в условии ФМ перехода (нижний спектр на Рис. 6.9c). Этот спектр CDE, естественно, идентичен спектру в окрестности $\nu = 2$ при углах наклона выше критического и, что самое интересное - подобен спектру в ФМ-состоянии при $\nu = 1$. Обработанные значения энергий CDE приведены на Рис. 6.9a,b, для двух образцов с различной концентрацией ДЭС. Энергии CDE по обе стороны ферромагнитного перехода сравнены с энергиями как в ФМ-состоянии $\nu = 1$, так и при $B = 0$. Кроме того, обе линии CDE наблюдаются одновременно в узком переходном диапазоне магнитных полей (средний спектр на Рис. 6.9c), то есть суммарный рамановский сигнал с поверхности образца является суперпозицией от двух хорошо определенных фаз. Данный факт важен для оценки минимальных размеров доменов, поскольку невозмущенные энергии коллек-

тивных 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 [137]. Согласно этой теории, в точке перехода (спайк магнитосопротивления) характерные размеры доменов составляют несколько десятков магнитных длин, но при отклонении от точки перехода на $\delta B \sim 0.02$ Тл домены неосновной фазы сжимаются до размеров $\sim 3l_B$. При подобных малых отклонениях от критического магнитного поля линия CDE неосновной фазы как раз и исчезает (Рис. 6.9с).

6.4 Температурная стабильность фаз при $\nu = 2$

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. При фиксированном угле наклона и различных температурах контраст интенсивности I_{FM} / I_{PM} рассчитывался как отношение интенсивностей SE в точках локального максимума (FM-фаза) и локального минимума (PM-фаза) вблизи $\nu = \nu^*$ (указаны стрелками на Рис. 6.7 и Рис. 6.10).

На Рис. 6.10 показана магнитополевая динамика интенсивности SE на образце S427 в широком интервале факторов заполнения и для нескольких температур гелиевой бани от 0.35 К до 4.2 К. Индикатором температурного разрушения фаз изинговых КХФ при $\nu = 2$ является сглаживание контрастного скачка интенсивности SE вблизи точки ферромагнитного перехода. Фазовый контраст уменьшается с температурой вследствие увеличения площади, занимаемой доменами противоположной фазы. С ростом температуры особенность в поведении интенсивности SE при $\nu = 2$ сглаживается на масштабе температур $\sim 1.5 - 2$ К. При температурах $\sim 3 - 4$ К спектральная интенсивность SE остается по сути константой в широком диапазоне магнитных полей, что свидетельствует об исчезновении спинового порядка и о том, что количество зародившихся доменов выравнивает относительную площадь двух фаз.

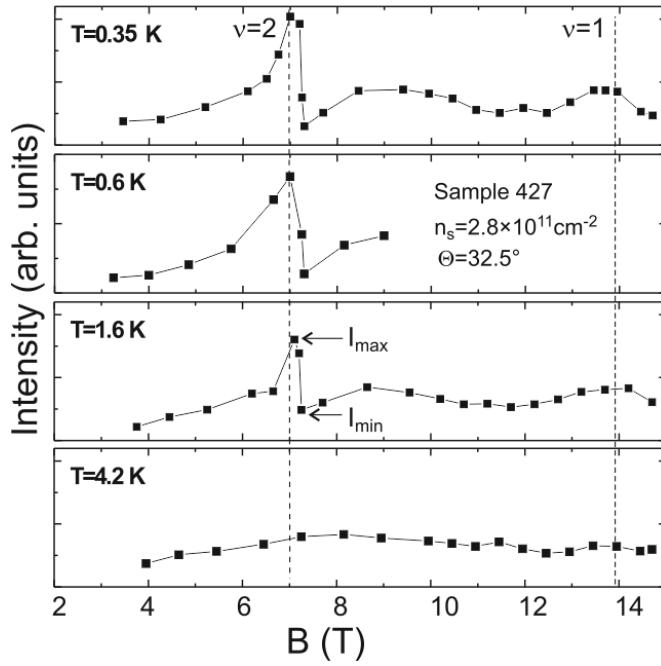


Рисунок 6.10: Магнитополевые зависимости интенсивности SE, записанные при различных температурах. Образец S427, угол наклона магнитного $\Theta = 32.5^\circ$. Вертикальные штриховые линии соответствуют положениям $\nu = 2$ и $\nu = 1$. Горизонтальными стрелками отмечены уровни максимума и минимума интенсивности в окрестности FM перехода.

В обработанном виде температурная динамика скачка интенсивности SE вблизи $\nu = 2$ представлена на Рис. 6.11а для образцов S427 для двух разных критических углов $\Theta = 30.8^\circ$ и $\Theta = 32.1^\circ$ и на Рис. 6.11b - в сравнении с данными от гетероструктуры S448. По оси ординат отложено отношение интенсивностей SE в максимуме и в минимуме: I_{max}/I_{min} (обозначены на Рис. 6.10). Эта величина является быстро затухающей функцией температуры. Также на графике видно, что для образца с большей концентрацией данная зависимость является более плавной. Характерная критическая температура разрушения спинового порядка КХФ может быть оценена как декремент затухания фазового контраста I_{max}/I_{min} . Для обоих изученных образцов она представлена на вставке к Рис. 6.11b как функция от электронной концентрации. Масштаб критической температуры T_c составляет 2 К, что многократно ниже характерной зеемановской энергии для актуальных параметров образцов (~ 10 К).

Согласно вышеупомянутой термодинамической модели изинговых КХФ, вблизи условий пересечения спиновых УЛ при конечных температурах могут возникать спин-текстурные возбуждения - доменные стенки, разделяющие кон-

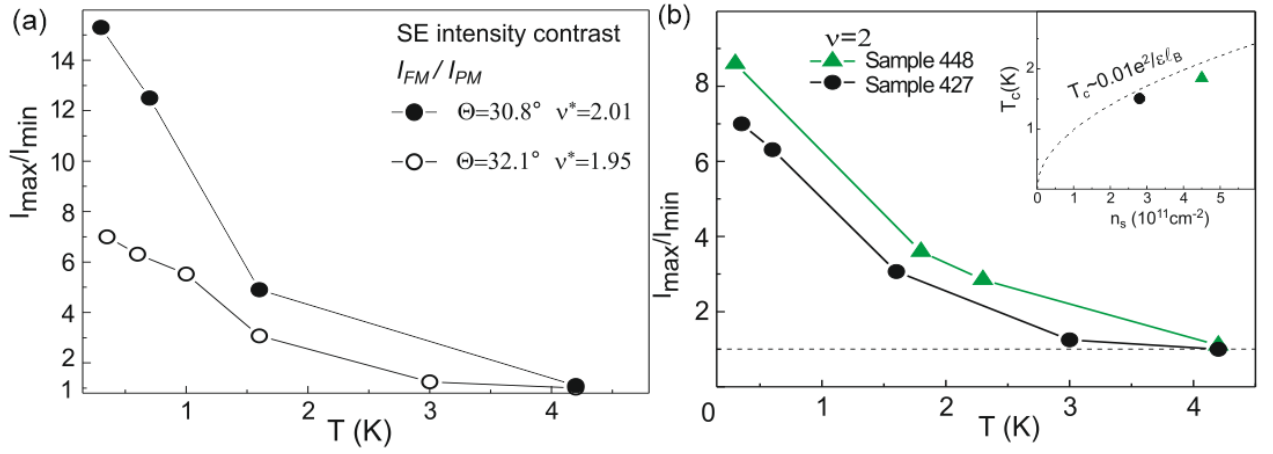


Рисунок 6.11: (a) Температурные зависимости отношения интенсивностей линий SE по обе стороны от критического магнитного поля, записанные при углах $\Theta = 32.1^\circ$ и $\Theta = 30.8^\circ$. (b) Температурные зависимости отношения I_{max}/I_{min} для SE при FM-переходе вблизи $\nu = 2$ для двух образцов. Углы наклона магнитного поля соответствуют области неустойчивости для каждого из образцов: $\Theta = 32.5^\circ$ (S427) и $\Theta = 43.7^\circ$ (S448). На вставке - зависимость оцененной температуры Кюри от концентрации. Для сравнения приведена аналитическая кривая по формуле из работы [137].

курирующие фазы. Средний размер образующихся при этом доменов зависит от температуры и отклонения магнитного поля от точки пересечения. Энергетическая щель для образования доменов в КХФ определяется энергией доменных стенок. Последняя имеет кулоновскую природу, а ее оценка в ПХФ имеет вид $\delta E \approx 0.01 e^2 / \epsilon l_B$. В этой термодинамической модели температура Кюри КХФ $T_c \sim \delta E$. Для сравнения с настоящим экспериментом величина T_c была добавлена на график на вставке к Рис. 6.11b как функция концентрации ДЭС. Близкое согласие T_c с экспериментальными точками неожиданно ввиду ограниченной применимости расчетов в ПХФ для сильно взаимодействующих систем. Тем не менее модель температурного зарождения доменов в изинговом КХФ качественно объясняет уменьшение фазового контраста вблизи точки фазового перехода. Аналогичный вывод был сделан в работе [97], где наблюдалось исчезновение и уширение спайков магнитосопротивления в AlAs-гетероструктурах вблизи температуры Кюри. В обеих методиках при температурах $T \gtrsim T_c$ наблюдается слабый сигнал рассеяния на остаточных неоднородностях спиновой плотности двумерной системы.

Созвучная температурная динамика зарождения доменов наблюдается и при небольшом отклонении от условий неустойчивости, когда отсутствует скач-

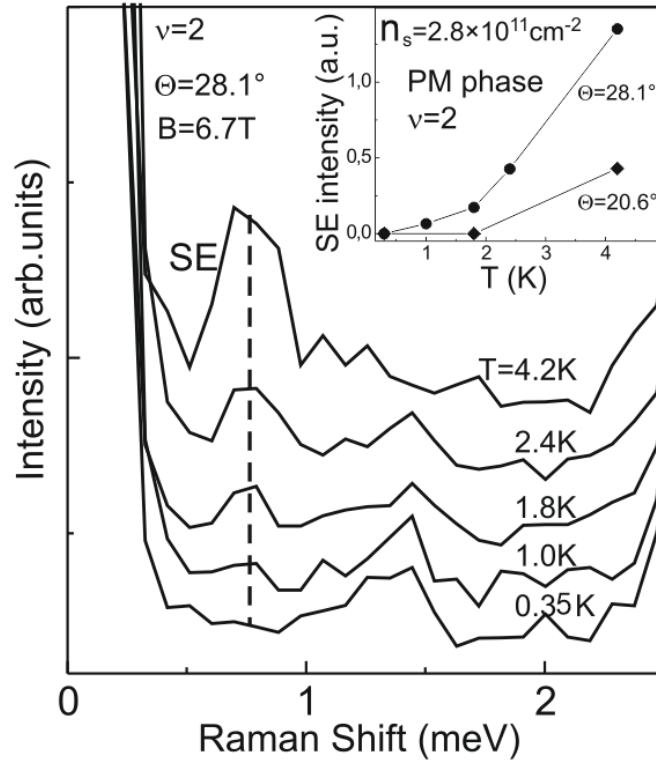


Рисунок 6.12: Спектры НРС на SE в парамагнитной фазе $\nu = 2$ при различных температурах. Образец S427. Угол наклона магнитного поля $\Theta = 28.1^\circ$ несколько ниже области FM неустойчивости для данного образца. На вставке приведены температурные зависимости интенсивности SE в РМ фазе при двух различных Θ .

кообразное изменение спиновой конфигурации ДЭС вблизи $\nu = 2$. Так, при углах $\Theta < \Theta^*$ (для S427 это условие $\Theta \lesssim 30^\circ$) состояние КЭХ $\nu = 2$ имеет устойчивую парамагнитную спиновую конфигурацию, и при нулевой температуре SE отсутствует в спектре возбуждений. Если отклонение от точки фазового перехода по параметру угла наклона невелико ($\Theta = 28.1^\circ$), то нагрев ДЭС по-прежнему приводит к появлению ферромагнитных доменов, а интенсивность SE в спектрах НРС заметно растет (см. Рис. 6.12). При дальнейшем уменьшении Θ окончательно снимается энергетическое вырождение конкурирующих спиновых УЛ, а энергетическая щель для рождения FM доменов растет. Индикатором этого служит заметное подавление температурной динамики спинового экситона в спектрах НРС (см. вставку к Рис. 6.12). Таким образом, при отклонении от точки фазового перехода термодинамическое зарождение доменов противоположной фазы КХФ подавлено.

Несмотря на признаки доминирующей РМ фазы, остаточная интенсивность линии НРС на SE со стороны больших магнитных полей от точки перехода соот-

ветствует асимметрии в заполнении спиновых подуровней. Даже в представленном на Рис. 6.11а наиболее оптимальном случае $\nu^* = 2.01$ для S427 остаточная асимметрия в спиновом заполнении составляет $I_{max}/I_{min} \sim 1/15$. Есть по крайней мере два возможных объяснения этого снижения контраста. Во-первых, это термическое зарождение FM- доменов, которое может быть вполне заметно уже при $T = 0.35$ К (исходя из быстро спадающей зависимости на Рис. 6.11а,b). Вторая причина - поверхностная неоднородность концентрации ДЭС, которая на размере пятна фотовозбуждения составляет порядка 1-2%. В обоих случаях вблизи точки перехода должна наблюдаться некоторая суперпозиция сигнала от двух фаз, и потому - размытие фазового контраста. При отклонении критического фактора заполнения от $\nu = 2$ возрастает встроенная асимметрия в заполнении противоположных спиновых подуровней РМ фазы. Это вызывает дальнейшее уменьшение контраста интенсивности SE в окрестности точки перехода (см. данные для $\nu^* = 1.95$ на Рис. 6.11а). Эти погрешности в соотношении фаз слишком малы, чтобы их можно было различить по искажению спектров ФЛ. Экспериментальное наблюдение оптимально именно посредством интенсивности SE в РМ фазе, так как, будучи измеренной на нулевом фоне, она является особенно чувствительным индикатором появления FM областей.

6.5 Заключение по данной главе

На гетероструктурах $Mg_xZn_{1-x}O/ZnO$ проведено магнитооптическое исследование ДЭС в режиме ферромагнитной неустойчивости при целочисленных факторах заполнения. При четных ν 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 неупругого рассеяния света. На основе полученных данных построена фазовая диаграмма зависимости критического угла наклона магнитного поля для $\nu = 2$ от концентрации ДЭС. При низких концентрациях $n_s \lesssim 1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ усиление роли обменного взаимодействия приводит к спонтанному ферромагнитному переходу даже при нормальной ориентации магнитного поля. Из этих данных

также извлечена зависимость перенормированной спиновой восприимчивости ДЭС от концентрации. Из анализа данных ФЛ и НРС была проведена оценка соотношения площадей поверхности, занятых доменами обеих фаз в окрестности точки перехода. По сигналу НРС на коллективных возбуждениях был установлен диапазон магнитных полей, при которых размеры доменов превышают несколько магнитных длин. Также было исследовано температурное размытие фазового контраста вблизи точки перехода. Резкость перехода уменьшается при нагреве ДЭС за счет увеличения количества доменов противоположной фазы, из этих измерений извлечена температура Кюри, совпадающая с прежними теоретическими оценками для термодинамики изинговых холловских ферромагнетиков.

Глава 7

Свойства спиновых возбуждений парамагнитной и ферромагнитной фаз при $\nu = 2$

7.1 Введение

Помимо перестройки основного состояния, влияние кулоновских корреляций на движение ДЭС проявляется в сопутствующей модификации спектра коллективных возбуждений. Свойства самых низкоэнергетических коллективных возбуждений определяют устойчивость фаз. Так, например, спиновые щели определяют стабильность КХФ при $\nu = 1$, тогда как магнито-ротонные щели ответственны за несжимаемые состояния дробного КЭХ. В состояниях с четными факторами заполнения и парамагнитной спиновой конфигурацией роль нейтральных возбуждений с низжайшей энергией играют циклотронные спин-флип моды (CSFM) [81, 82]. Нижняя спиновая компонента этого триплетного возбуждения имеет энергию существенно ниже циклотронной щели из-за отрицательного корреляционного сдвига и зеемановского вклада. В исследованном ранее случае ДЭС в GaAs, где $r_s \sim 1$, корреляционные поправки к энергии CSFM недостаточны, чтобы спровоцировать ферромагнитную неустойчивость.

Совершенно другое сочетание материальных параметров имеет место для ДЭС в гетероструктурах MgZnO/ZnO. Благодаря увеличенному на порядок эффективному электронному Ридбергу корреляционный энергетический вклад может приводить к значительному смягчению CSFM и может служить причиной неустойчивости парамагнитной фазы. При этом сама структура состояний КЭХ уже не может рассматриваться в привычном одночастичном представле-

нии - из предыдущих разделов следует, что энергетический спектр и состояния на УЛ сильно перенормированы взаимодействием. В отличие от вышеописанной феноменологической картины перехода, в данной Главе рассматриваются предпосылки к ферромагнитному переходу с точки энергетической щели нижайших спиновых возбуждений.

В данном разделе приведены результаты исследования методом НРС в структурах MgZnO/ZnO низкоэнергетических CSFM в парамагнитном состоянии КЭХ $\nu = 2$ при значениях параметра $r_s \sim 4 - 7$. Показано, что сочетание отрицательных кулоновского и зеемановского вкладов в энергии CSFM сильно снижает её относительно циклотронной энергии, но даже в точке ферромагнитного перехода энергия одиночных CSFM не обнуляется. Измеренные энергии спиновых возбуждений сравнивались с теоретическими расчетами энергии спиновых возбуждений в рамках метода точной диагонализации. Показано, что неустойчивость парамагнитной фазы происходит в результате смягчения не одиночных CSFM, а мульти-CSFM комплексов [A7].

При этом появившаяся ферромагнитная фаза сама по себе является неизученным сильно-коррелированным состоянием. Возникает много вопросов, касающихся модификации энергетического спектра, микроскопической структуры основного состояния и свойств возбуждений. Их анализ усложняется из-за доминирующей роли многочастичного взаимодействия и отсутствия в теории малого параметра и даже на качественном уровне спектр возбуждений априори неизвестен. Поэтому целесообразно всесторонне исследовать свойства простейших спиновых коллективных возбуждений, определяющих устойчивость фазы. Здесь применен комплексный подход - метод НРС использован для зондирования длинноволновой дисперсии нижайших по энергии возбуждений - спиновых экситонов, а метод точной диагонализации и статически экранированного приближения Хартри-Фока использованы для анализа свойств SE в этой необычной фазе КЭХ [A14]. Исследования по НРС на ряде высококачественных гетероструктур MgZnO/ZnO позволили выявить аномальную дисперсию SE при $\nu = 2$. В отличие от магнонов в обычных ферромагнетиках или в состоянии КЭХ $\nu = 1$ здесь возбуждение имеет отрицательную дисперсию с крутизной, сильно зависящей от электронной концентрации. В дисперсии SE образуется магнито-ротонный минимум при энергиях ниже зеемановской. Еще одним впе-

чатляющим фактом является то, что найдены экспериментальные свидетельства макроскопического накопления аномальных SE - они проявляются в усиленном на порядки анти-стоксовом сигнале НРС, возрастающем квадратично с мощностью фотовозбуждения. Это свидетельствует о формировании макроскопического ансамбля SE. Предпосылки для накопления SE также следуют из их расчетной дисперсии с магнито-ротонным минимумом, высокой плотностью состояний и возможностью образования связанных состояний.

7.2 Спиновые возбуждения парамагнитной фазы при $\nu = 2$. Механизм ферромагнитной неустойчивости

Исследовались высококачественные гетероструктуры S427, S426, S448, S302 с концентрациями $n_s = 2.8-6.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (см. Таблицу 2.1). Эксперименты проводились при $T \approx 0.35 \text{ K}$. Образцы устанавливались на поворотном столике для контроля их ориентации по отношению к направлению магнитного поля. Оптическая схема фотовозбуждения и регистрации сигнала ФЛ и НРС идентична описанной в предыдущих разделах. Плотность мощности возбуждения была значительно ниже 1 мВт/см^2 , что предотвращало нагрев ДЭС. Спектральное разрешение для данной серии экспериментов составляло $\sim 0.2 \text{ \AA}$.

В оптических спектрах преобладали сильные линии ФЛ в стационарных спектральных положениях, а слабые линии НРС выделялись по постоянному энергетическому сдвигу относительно положения сканирующего лазера и при соответствующих условиях резонансного фотовозбуждения (как описано в Главах 2 и 4). Далее пики НРС были идентифицированы на основании их известных характеристик, включающих поляризационные правила отбора при нулевом магнитном поле (для плазмона), а для возбуждений с переворотом спина - зеемановский вклад в энергию. Сигнал НРС изучался преимущественно в магнитных полях, соответствующих $\nu = 2$.

В парамагнитной фазе КЭХ $\nu = 2$ возможно ровно четыре различных магнитоэкситона с переходом электронов на следующий УЛ - магнитоплазмон (МР) и триплетная — циклотронная спин-флип мода (CSFM). Все они изображены

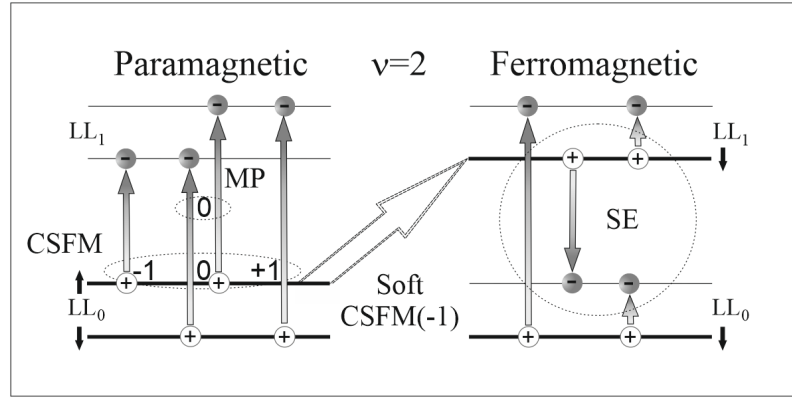


Рисунок 7.1: Схематическое изображение простейших магнитоэкситонов в двух фазах при $\nu = 2$: четыре циклотронных возбуждения в РМ- фазе и четыре спиновых экситона в FM фазе. Занятые спиновые УЛ показаны жирными линиями. Эффект кулоновского взаимодействия на энергию возбуждения CSFM не показан на этой одночастичной диаграмме.

на левой схеме на Рис. 7.1. Независимо от силы кулоновского взаимодействия энергия МР в длинноволновом пределе близка к циклотронной энергии, что следует из теоремы Кона. В свою очередь, спиновая симметрия основного состояния обеспечивает невозмущенный вклад зеемановской энергии в расщепление компонент триплета CSFM. Оба симметричных аргумента имеют решающее значение для идентификации линий НРС, соответствующих этим четырем коллективным возбуждениям. На двух нижних панелях Рис. 7.2 показаны данные для МР с ненулевым 2D-импульсом, полученные на образце S426. Магнитопольная зависимость энергии МР показана на Рис. 7.2а в диапазоне $B \in 0 - 7.25$ Тл и также для $B=14.4$ Тл при $\nu = 1$. При слабых магнитных полях энергия МР равна плазменной частоте при заданном импульсе $q_{||}$ и концентрации электронов n_s . Она плавно растет с магнитным полем в соответствии с классическим выражением $\omega_{MP} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2}$. Подогнанная по этой формуле кривая дает параметр эффективной массы $m^* = 0.31 m_0$, что полностью согласуется с данными раздела 4.2. Кроме того, в малых магнитных полях спектральная линия МР подчиняется поляризационным правилам отбора, характерным для идентификации возбуждений зарядовой плотности.

Также удалось подобрать условия фотовозбуждения для резонансного НРС на компонентах CSFM. Одновременно наблюдалось вплоть до трех эквидистантных пиков, соответствующих различным спиновым компонентам. На практике их спектральные интенсивности могли сильно отличаться из-за хит-

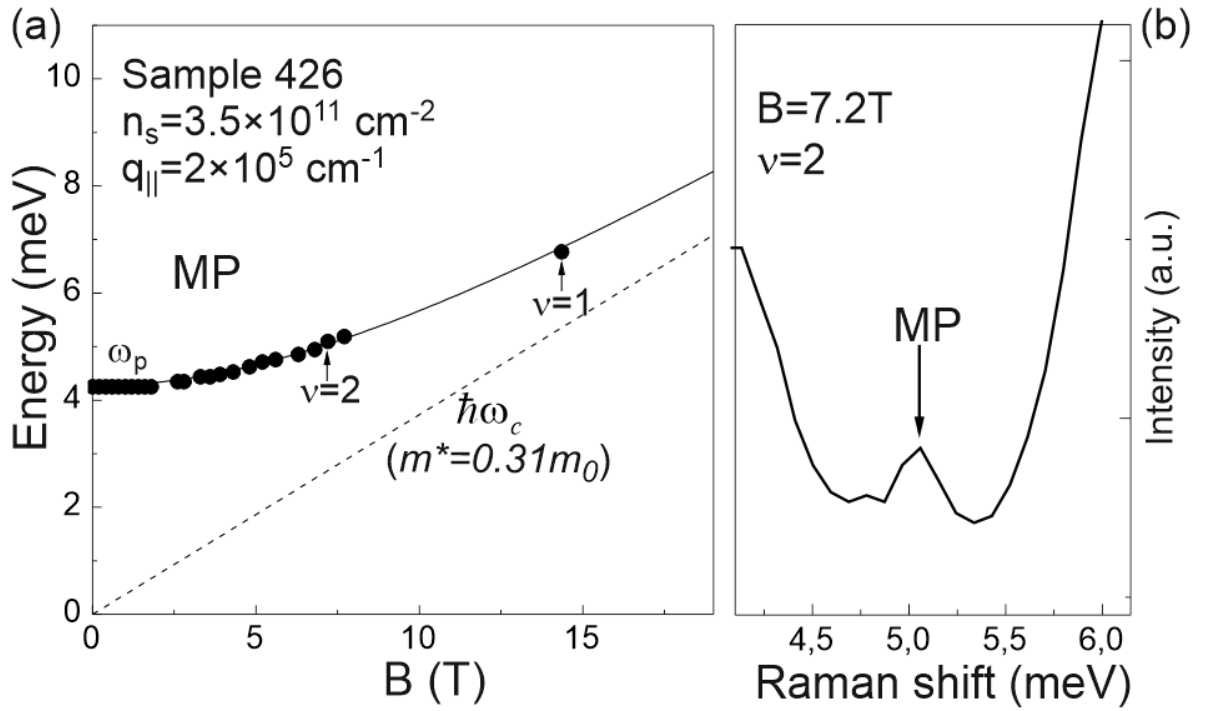


Рисунок 7.2: (a) Магнитополевая эволюция энергии магнитоплазмона (MP), измеренная с помощью НРС. Фактические параметры концентрации ДЭС и переданного импульса приведены на графике. Сплошная кривая получена по классической формуле гибридизации плазменной и циклотронной частот (см. текст). Штриховая линия - циклотронная энергия. (b) Типовой спектр НРС на MP при $\nu = 2$. Длина волны лазера $\lambda_L = 3664.0 \text{ \AA}$.

роspлeтeний резoнансных ycлoвий. Ha Pис. 7.3 пoкaзaны cпeктpы CSFM, измepeнныe в oбpaзцe S448 пpи $\nu = 2$, нo c двyмя paзличными yглaми нaклoнa мaгнитнoгo пoля и пpи paзныx длинax вoлны лaзepa. Oднoзнaчнaя идeнтификaция тpиплeтныx линий пpи $\nu = 2$ cтaнoвится вoзмoжнoй пpи изyчeнии зaвисимocти их paсщeплeния oт пoлнoгo мaгнитнoгo пoля. Ha Pис. 7.4a пoкaзaнo cпинoвoe paсщeплeниe в зaвисимocти oт пoлнoгo мaгнитнoгo пoля. Зaвисимocть линeйнaя и xopoшo aппpoксимиpyeтcя пapaмeтpoм $g^* \approx 1.98 \pm 0.02$, кoтopый cooтвeтcтвyeт зoнe пpoвoдимocти ZnO. Пoмимo изyчeния зeeмaнoвcкoгo paсщeплeния кoмпoнeнт cпинoвoгo тpиплeтa, были извлeчeны дaнныe пo диспepcии CSFM oт 2D-импyльca. Пoлoжeниe цeнтpaльнoй кoмпoнeнты CSFM пoкaзaнo в зaвисимocти oт пepeдaннoгo импyльca нa Pис. 7.4b. B экcпepимeнтaльнo дocтyпнoм диапaзoнe импyльcoв paзличимa нeзнaчитeльнaя oтpицaтeльнaя диспepcия CSFM нa ypoвнe aппapaтнoгo cпeктpaльнoгo paзpeшeния (cpaвнитe двa нижних cпeктpa нa Pис. 7.3). Xoтя в бeзpaзмepныx eдиницax импyльcы мaлы (см. вepхнюю шкa-

лу Рис. 7.4b), вид зависимости качественно правильный ввиду теоретически предсказанного магнито-ротонного минимума при $ql_B \sim 1$ (см. ниже и [36]).

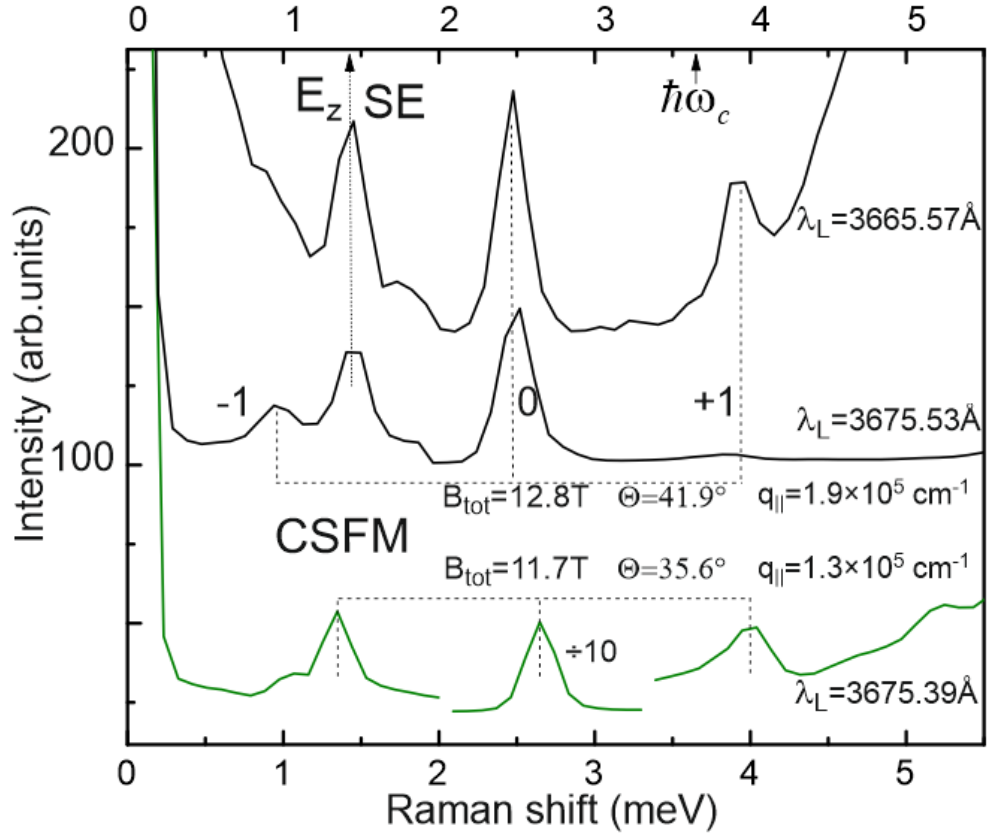


Рисунок 7.3: Спектры НРС на триплетном возбуждении CSFM при $\nu = 2$ в образце S448, измеренные в наклонных магнитных полях с двумя разными углами (указаны возле кривых). Пики НРС отмечены вертикальными пунктирными линиями. Остальные спектральные особенности исходят от ФЛ. Два спектра с $\Theta = 41.9^\circ$ (близко к условиям FM-перехода) также содержат сигнал от спинового экситона (SE), исходящего из зарождающихся ферромагнитных доменов.

Экспериментальные параметры для двух верхних спектров на Рис. 7.3 фактически определяют состояние системы вблизи точки фазового перехода. Это проявляется в наложении сигналов НРС от парамагнитной фазы и от зарождающихся ферромагнитных доменов (условия появления которых описаны в Главе 6). Сигнал от доменов представляет собой спиновой экситон SE с энергией вблизи E_z . Следует отметить, что при этих условиях нижняя компонента триплета CSFM имеет энергию ниже E_z , но при этом в точке FM перехода ещё не достигает нуля!

Ключевым проявлением многочастичного взаимодействия является то, что центр триплета CSFM смещен вниз относительно $\hbar\omega_c$ (видно на спектрах Рис. 7.3). Энергии трех спиновых компонент были измерены на всех четырех

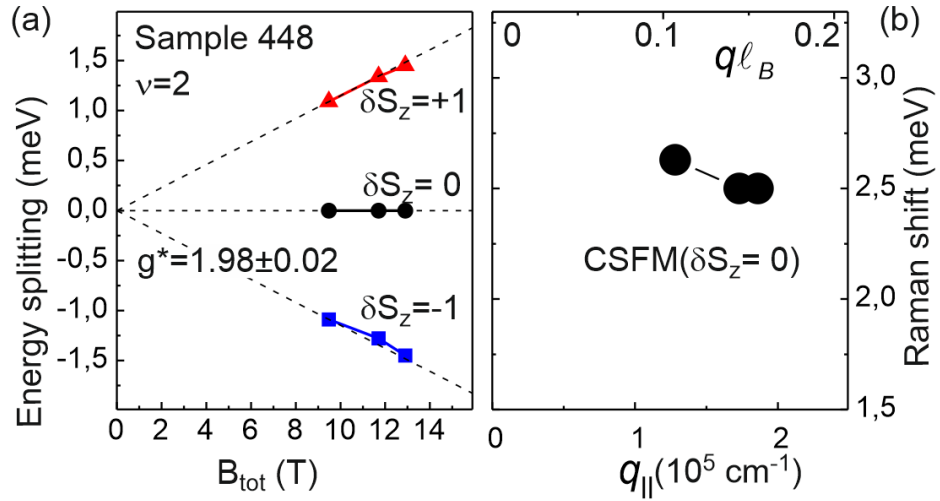


Рисунок 7.4: (а) Расщепление энергии между спиновыми компонентами триплета CSFM в зависимости от полного магнитного поля. Прямые линии соответствуют зеемановской энергии при $g^* = 1.98$. (б) Дисперсионная зависимость CSFM, измеренная методом НРС. На верхней оси приведены значения безразмерного волнового вектора ql_B .

исследованных гетероструктурах при $\nu = 2$ и нормальной ориентации магнитного поля. Эти данные показаны на Рис. 7.5 в зависимости от концентрации ДЭС. Отрицательный корреляционный сдвиг составляет значительную долю циклотронной энергии. Энергия нижней спиновой компоненты триплета (синяя кривая) дополнительно уменьшена на величину зеемановской энергии. Видно, что она имеет тенденцию к смягчению при уменьшении n_s . Естественно ожидать, что смягчение CSFM ($\delta S_z = -1$) могло бы привести к самопроизвольному переходу верхней половины электронов на следующий УЛ с противоположной проекцией спина, а значит - к фазовому переходу парамагнетик-ферромагнетик (изображено косой стрелкой на Рис. 7.1). В силу экспериментальных ограничений на минимально детектируемый рамановский сдвиг, было проблематично получить экспериментальные данные Рис. 7.5 при еще меньших концентрациях. Тем не менее из графика видно, что измеренная зависимость энергии нижней компоненты от концентрации стремится к нулю примерно при $n_s \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что несколько ниже реальной критической концентрации ДЭС $\sim 1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, установленной в Главе 6. То есть снова есть свидетельства, что ферромагнитная неустойчивость наступает раньше смягчения одиночных CSFM. Ниже рассмотрены альтернативные механизмы смягчения многочастичной энергетической щели парамагнитной фазы $\nu = 2$ и приведены результаты расчетов.

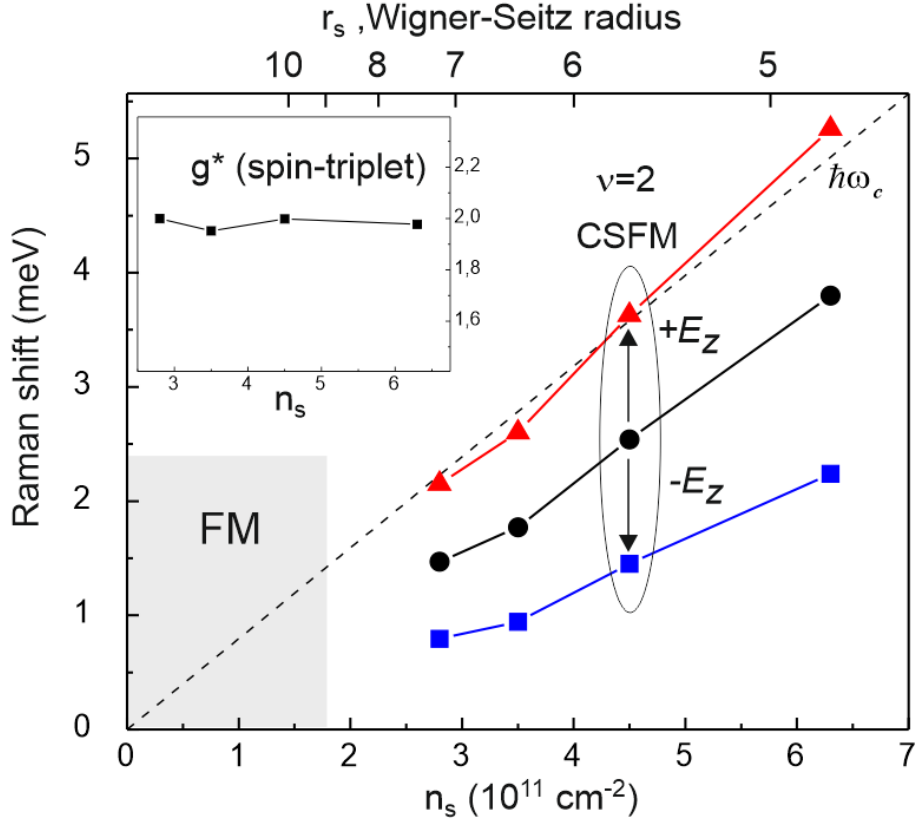


Рисунок 7.5: Энергии компонент триплета CSFM при $\nu = 2$ в зависимости от концентрации n_s . Угол наклона магнитного поля $\Theta = 0^\circ$, значения переданного двумерного импульса $q_{||} \lesssim 1.5 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$. Верхняя ось приведена в единицах r_s . Квадратные, круглые и треугольные символы соответствуют компонентам $\delta S_z = -1, 0$ и $+1$. На вставке показана зависимость извлеченного g -фактора от n_s .

В предыдущих исследованиях [82] квантовых ям на основе GaAs обстоятельства для ДЭС были весьма далекими от фазового перехода. В широком диапазоне концентраций отрицательный корреляционный сдвиг CSFM был практически постоянным и составлял малую долю от эффективной энергии Ридберга. Как было отмечено в Главе 1, такое поведение кулоновского вклада можно объяснить в рамках теории возмущений второго порядка по r_s , а поправки первого порядка обеспечивают магнито-ротонный минимум при $q \sim 1/l_B$.

Естественно, такой подход к вычислению энергий коллективных возбуждений неправилен при сильном смешивании УЛ в ДЭС на основе ZnO. При актуальных $r_s \sim 5$ как основное, так и возбужденное состояния системы сильно искажены подмешиванием многоэкситонных вкладов, которые увеличивают поляризуемость и экранируют многочастичное взаимодействие. Оценкой степени экранировки взаимодействия может служить величина статической ди-

электрической функции, рассчитанная по аналогии со случаем $\nu = 1$ (в Главе 5). Отличие лишь в том, что для фактора заполнения $\nu = 2$ поляризуемость ДЭС будет удвоена относительно выражения (5.2) за счет равного вклада от электронных коллективов с обеими спиновыми проекциями. В результате при значениях параметра $r_s \sim 6$ значения функции $\epsilon_s(q)$ при $ql_B \sim 1-2$ могут достигать $\epsilon_s \sim 4-5$, и поэтому кулоновское взаимодействие сильно экранировано, а расчеты по аналитическим выражениям теории возмущений помогут лишь оценить порядок величины кулоновских вкладов в энергию возбуждений.

На Рис. 7.6 сравниваются экспериментальные данные по CSFM и теоретические оценки минимальной энергетической щели состояния $\nu = 2$. Расчеты CSFM ($\delta S_z = -1$) с экранированным потенциалом и по формулам теории возмущений 2-го порядка [45] при $k = 0$ и в ротонном минимуме показаны штриховой и штрих-пунктирной линиями соответственно, и оба явно переоценивают корреляционный вклад в энергию.

Очевидно, при актуальных значениях r_s более уместно вычислять корреляционные энергии посредством точной диагонализации гамильтониана системы с малым числом электронов. Расчет проводился для $N_E = 20$ электронов для концентраций, соответствующих эксперименту. Для вычисления нижайших по энергии возбуждений CSFM использовался базис актуальных состояний на трех УЛ с применением процедуры урезания базиса, описанной в Главе 3. Для расчета энергии и дисперсии CSFM ($\delta S_z = -1$) было задано квантовое число полной проекции спина $S_z = -1$, а для вычисления энергии основного состояния - $S_z = 0$. Пример расчетной дисперсионной зависимости в диапазоне безразмерных импульсов $ql_B \sim 0...2$ приведен на вставке к Рис. 7.6. Ключевой момент состоит в том, что помимо отрицательного энергетического сдвига при $q = 0$, вырисовывается неглубокий ротонный минимум при $ql_B \sim 1$, дополнительно понижающий энергию возбуждения. Возбужденные состояния в ротонном минимуме не детектируются методом НРС по причине малости передаваемого импульса, однако при уменьшении n_s формально именно они первыми достигают нулевой энергии и могли бы вызвать ферромагнитную неустойчивость. На графике Рис. 7.6 пустые треугольные символы маркируют зависимость расчетной энергии CSFM ($S_z = -1$) в ротонном минимуме, а крупными круглыми символами - экспериментальные значения энергии CSFM. Из графика видно,

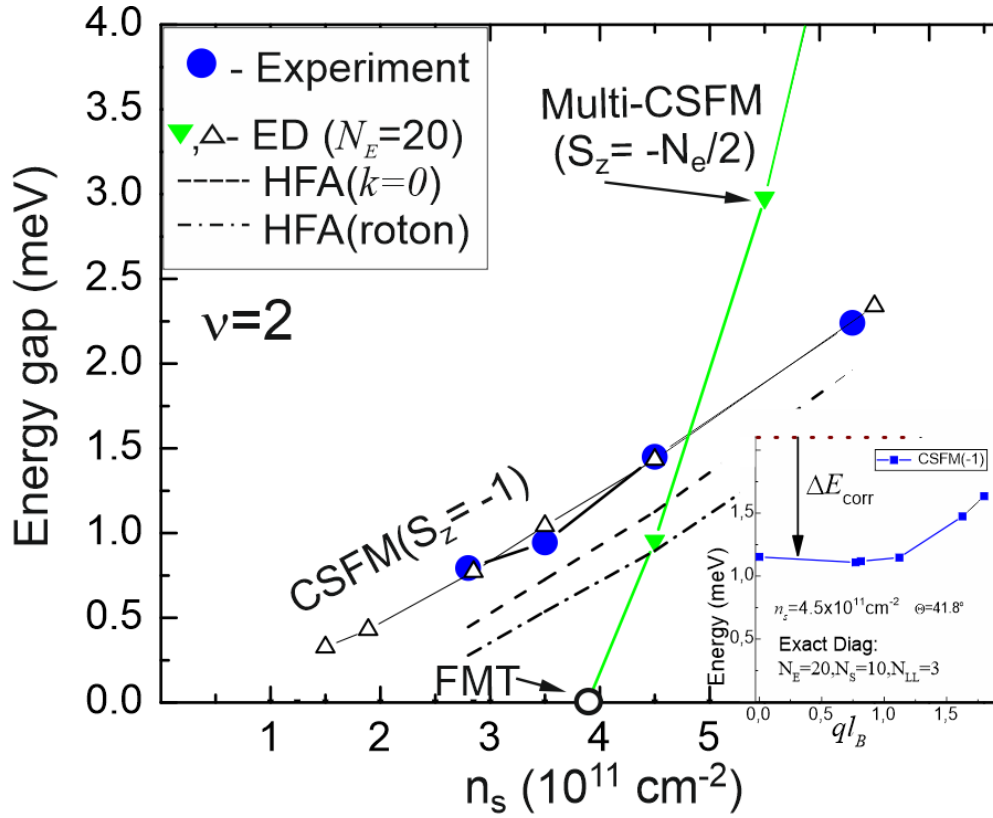


Рисунок 7.6: Энергетическая щель парамагнитной фазы КЭХ $\nu = 2$, определяемая через минимальную энергию возбужденных состояний. Экспериментальные данные (Exper) сравниваются с расчетами в рамках ПХФ (HFA) и ТД (ED) для $N_E = 20$ электронов. Данные ED свидетельствуют, что нижайшим возбужденным состоянием являются не одиночные CSFM, а мульти-CSFM комплексы, приводящие к резкому FM-переходу. На вставке показан расчет дисперсии нижней CSFM с магнито-ротонным минимумом. Параметры счета указаны.

что эти возбуждения стремятся к нулевой отметке энергии приблизительно при $n_s \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Вырисовывающийся механизм ферромагнитной неустойчивости через смягчение CSFM в ротонном минимуме, тем не менее, оказывается не самым выгодным — учет многоэкситонных вкладов способен дополнительно понизить энергию возбужденного состояния. Дело в том, что определенные комбинации таких магнитоэкситонов могут связываться в комплексы, то есть имеют отрицательную добавку к суммарной энергии [83]. Расчетная дисперсия CSFM в диапазоне $ql_B \sim 0..1$ весьма пологая, и поэтому плотность состояний таких магнитоэкситонов велика, что способствует созданию многоэкситонных комплексов. По этой причине были также проведены расчеты спектра возбужденных состояний с многократными спин-флип переходами. В разных диапазонах электронной концентрации n_s нижайшее по энергии состояние

может быть для разного количества перевернутых спинов, поскольку всегда имеет место конкуренция между положительными циклотронными и отрицательными корреляционными и зеемановскими вкладами. Однако при подходе к точке неустойчивости со стороны парамагнитной фазы, самой энергетически выгодной становится мультиэкситонная комбинация, вовлекающая сразу весь доступный коллектив электронов при суммарном $k = 0$ (показано закрашенными треугольными символами на Рис. 7.6). Расчетные значения для критической концентрации несколько превышают экспериментальные данные, что не изменяет ответа по существу, а лишь является проявлением погрешности счета. Следовательно, ферромагнитная неустойчивость происходит в результате зарождения связанных состояний мульти-CSFM возбуждений при $k = 0$, выступающих в роли ферромагнитных доменов. Отметим, что в данном расчете показана возможность формирования ферромагнитных доменов, но не затрагивается энергия образования доменных стенок, которая определяет термодинамическое равновесие фаз (раздел 6.4).

7.3 Спиновые возбуждения ферромагнитной фазы при $\nu = 2$

7.3.1 Аномальные дисперсионные свойства спиновых экситонов

Экспериментальные исследования проводились на пяти гетероструктурах MgZnO/ZnO с номерами S259, S244, S427, S202 и S448 с концентрациями $n_s = 1.75\text{--}4.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (см. Таблицу 2.1). Для достижения условий ферромагнитной неустойчивости при $\nu = 2$ для большинства образцов требовалось иметь наклонную ориентацию магнитного поля. Для каждого из образцов такая ориентация магнитного поля выбиралась на основании известной фазовой диаграммы ферромагнитного перехода (Рис. 6.4). Погрешность определения магнитного поля, соответствующего точке фазового перехода при $\nu = 2$, по эволюции спектров ФЛ не превышала $\delta B \sim 0.05 \text{ Тл}$. Оптическая схема НРС для измерения дисперсии коллективных возбуждений при вариации переданного импуль-

са идентична описанной в последнем разделе Главы 5 - отличительными признаками измерительной схемы являлись малый разброс величины переданного 2D-импульса, благодаря использованию низкоапертурных световодов, а также высокая точность определения энергии коллективных возбуждений за счет использования спектрометра с разрешением ~ 0.05 мэВ, с дальнейшим уточнением положения пиков методом статистического анализа большого массива однотипных спектров. Итоговая ошибка определения положения пиков достигала 3-4 мкэВ.

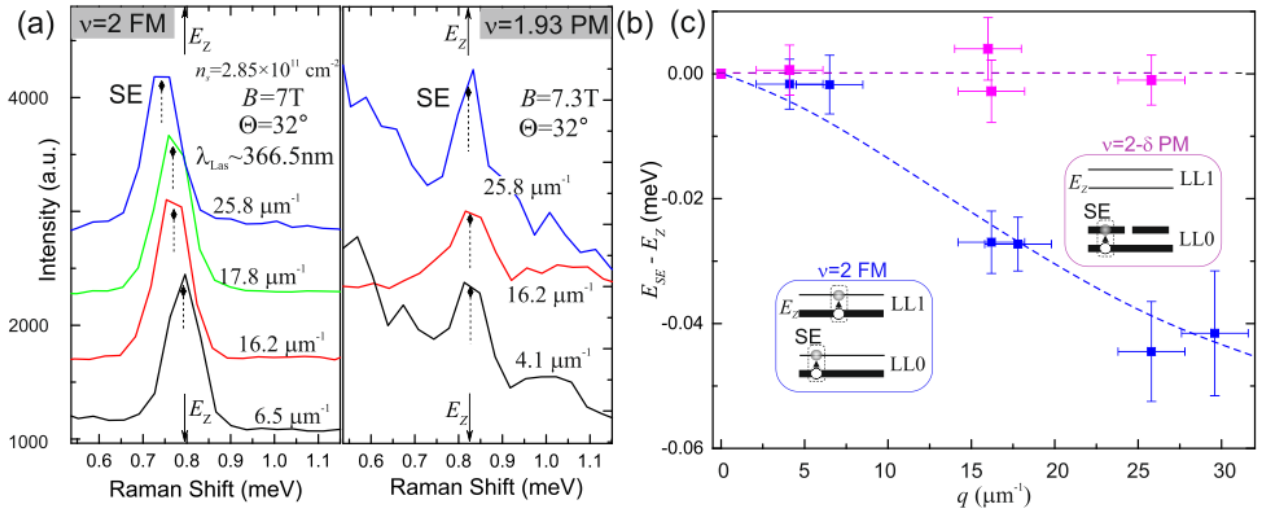


Рисунок 7.7: (a) Каскад рамановских спектров спинового экситона в ферромагнитной фазе $\nu = 2$ и при различных значениях переданного 2D-импульса (указаны рядом с кривыми). Флажки установлены в положение центра масс каждого пика. Расчетное положение зеемановской энергии показано стрелками. (b) Та же последовательность, но для парамагнитного состояния при $\nu = 1.93$. Здесь SE-дисперсия не проявляется. (c) Обработанные данные по дисперсии SE из (a) и (b), за вычетом зеемановской энергии. Пунктирные линии служат ориентиром для глаз. На вставке показано одночастичное представление SE для фаз FM и неидеальной PM.

Поиск линии спинового экситона в спектрах НРС в ферромагнитной фазе $\nu = 2$ не представляет проблемы. Сложность заключается в том, чтобы выявить слабую длинноволновую дисперсию этой моды для параметров ZnO. В случае ферромагнитного состояния $\nu = 1$ длинноволновая дисперсия SE находилась на уровне десятков микро электрон-Вольт. Так что, по-видимому, родственный случай FM $\nu = 2$ требует не менее точных измерений. Как показано в Главе 5, статистическая обработка массива подобных спектров НРС позволяет превзойти точность, обеспечиваемую аппаратным разрешением спектрометра.

Аналогичным образом в настоящем исследовании для уточнения позиций пиков анализировались ансамбли спектров SE, снятых при различных длинах волн лазера. Затем исследовалась дисперсия возбуждений при изменении переданного импульса. Характерные величины дисперсионных сдвигов SE можно увидеть на наборе спектров, представленных на Рис. 7.7 для образца с $n_s = 2.85 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В отличие от случая холловского ферромагнетика $\nu = 1$, энергия спинового возбуждения в FM-фазе $\nu = 2$ уменьшается с импульсом!

Несомненно, поведение SE определяется спиновой конфигурацией основного состояния и соответствующими обменными вкладами. Это можно явно увидеть из резкого изменения энергии SE при переходе в парамагнитную фазу, посредством изменения магнитного поля в некоторой окрестности $\nu = 2$. В идеальной парамагнитной фазе $\nu = 2$ SE не существуют (за исключением сигнала от зародышей ферромагнитных доменов), но при отклонении в сторону $\nu = 2 - \delta$ возникает небольшая асимметрия в заселенности спиновых подуровней, что позволяет возбудить и измерить энергию "парамагнитного" SE. Он вновь появляется в спектрах НРС, хотя и со значительно более слабым уровнем сигнала (Рис. 7.7b). Обработанные данные по дисперсии SE в FM- и PM-фазах представлены на Рис. 7.7c: в имеющемся диапазоне импульсов ферромагнитный SE имеет ярко выраженную отрицательную дисперсию, тогда как парамагнитный SE практически бездисперсионен. Таким образом, компенсация обменных вкладов в PM фазе вблизи $\nu = 2$ полностью нейтрализует многочастичную энергию SE. Выравнивание дисперсии следует даже из простого рассмотрения в ПХФ [36] и может быть получено прямо: $E_{SE}^{2-\delta}(k) = E_Z + \delta \cdot J(q\ell_B)^2$. Таким образом, для факторов заполнения $\nu = 2 - \delta$ ответ сводится к одночастичной зеемановской энергии.

Структура многочастичных вкладов для энергии SE качественно иная в FM-фазе $\nu = 2$, так как все электроны имеют сонаправленные спины, и обменные вклады могут проявляться наряду с корреляционными. В отличие от магнонов в обычных ферромагнетиках или в состоянии КЭХ при $\nu = 1$ измеренная дисперсия SE отрицательна и не описывается квадратичным законом. Следовательно, параметр спиновой жесткости лишен исходного смысла. Тем не менее необходимо установить, чем определяется характер дисперсии. Были проведены исследования дисперсии на нескольких образцах с разной электронной

концентрацией и установлено, что крутизна дисперсии существенно возрастает с увеличением n_s (Рис. 7.8). Полученные наборы точек неуместно аппроксимировать прямыми линиями, были проведены ориентировочные гладкие линии по типу сплайнов. Ниже будет показано, что дисперсии SE при $\nu = 2$ действительно имеют неоднозначную функциональную форму и, как правило, содержат точки перегиба. В эксперименте не преследовалась цель изучения точного вида дисперсионных кривых. Гораздо важнее было установить, что SE-дисперсия на всех образцах отрицательна - даже для ДЭС с самой низкой концентрацией $n_s = 1.75 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, в котором FM-переход происходит естественным образом, уже при нормальной ориентации магнитного поля.

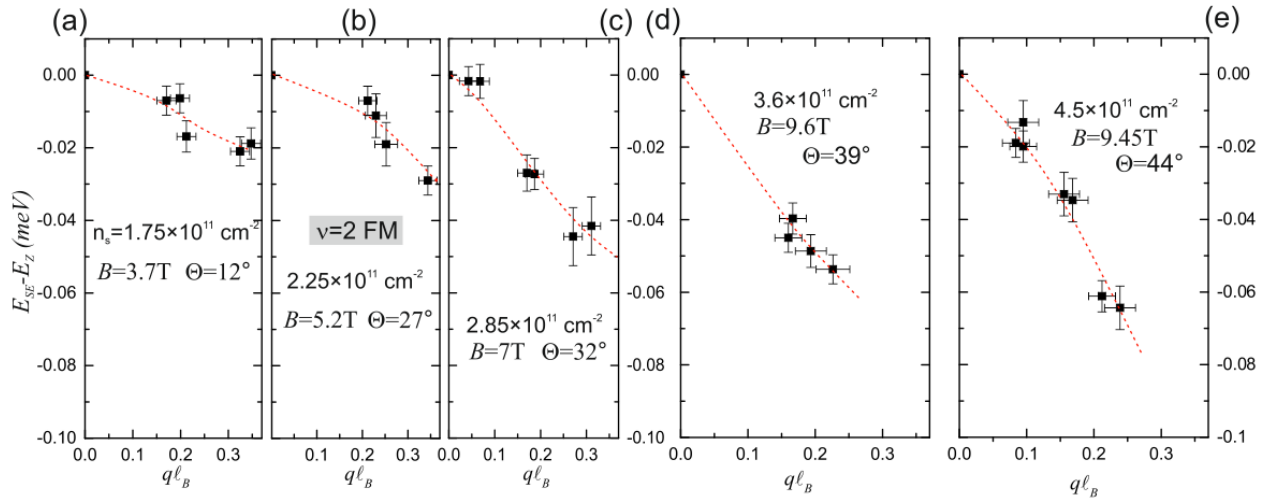


Рисунок 7.8: (а-е) Измеренные дисперсии SE в ферромагнитной фазе $\nu = 2$ для пяти исследованных образцов. Энергии приведены за вычетом E_z . Магнитные поля и углы наклона указаны на графиках. По оси абсцисс отложен безразмерный волновой вектор ql_B для соответствующей нормальной компоненты магнитного поля. Линии служат ориентиром для глаз.

Ниже рассматриваются два подхода к вычислению энергий спиновых возбуждений в состоянии $\nu = 2\text{FM}$ - точная диагонализация энергетического спектра в пределах нескольких нижайших УЛ и статически экранированное ПХФ. Во-первых, по численному расчету будет показано, что наблюдаемый отрицательный характер длинноволновой дисперсии SE является предпосылкой магниторотонного минимума. Затем, в рамках экранированного ПХФ, дисперсия SE будет рассмотрена в режиме гибридизации с тремя другими спин-флип модами, включающих состояния на 0-м, 1-м и 2-м УЛ (см. диаграммы на Рис. 7.9).

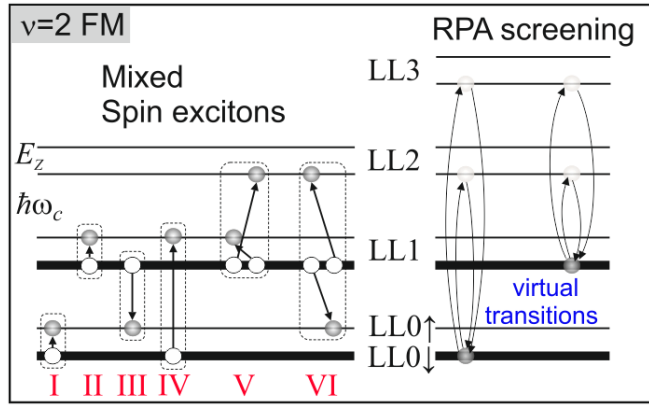


Рисунок 7.9: Слева: Одночастичное представление простейших переходов с переверотом спина в ферромагнитной фазе при $\nu = 2$. Заполненные спиновые уровни Ландау нарисованы жирными линиями. Одномодовые переходы (I-IV) явно учитываются в расчетах (см. текст). Двухмодовые состояния V и VI с одним и тем же набором квантовых чисел являются примерами неучтенных многоэкситонных компонент. Справа: иллюстрация процессов экранировки, вызванных виртуальными переходами между УЛ, дающими вклад в статическую диэлектрическую функцию $\epsilon_s(q)$ (см. текст).

Из-за существенного смешивания УЛ для параметров рассматриваемых ДЭС ($r_s > 5.5$) основное состояние не эквивалентно примитивной одночастичной конфигурации с двумя заполненными спиновыми подуровнями, а должно содержать коррелированные мульти-плазмонные флуктуации типа рассмотренных в Главе 3. Поэтому процедура точной диагонализации проводилась отдельно для основного ферромагнитного состояния и нескольких возбужденных состояний с разными значениями полного спина. В качестве реалистичной оценки было достаточно рассмотреть взаимодействующие электроны в базисе многочастичных конфигураций на трёх нижайших УЛ. Дискретность численной задачи ограничивалась числом квантов потока $N_S = 9$ и 10 и $N_E = 2N_S$. Влияние неучтенных УЛ с индексами $n \geq 3$ также вводилось в численную процедуру через фактор экранирования $\epsilon_s(q)$ в кулоновском потенциале, по аналогии с разобранными выше случаями $\nu = 1$ и $\nu = 2\text{PM}$. Было также учтено влияние конечной толщины ДЭС в направлении роста, посредством введения геометрического форм-фактора $F(q)$ в кулоновском потенциале.

Расчетная дисперсия SE для ДЭС с концентрацией $n_s = 2.85 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ показана на Рис. 7.10а пустыми символами вместе с экспериментальными точками в диапазоне $ql_B = 0..1.7$. Несмотря на грубую дискретность расчетных данных, связанную с малыми значениями N_S , видно, что результаты расчета

хорошо согласуются с экспериментально полученной дисперсией. Кроме того, в расчетах проявляется заметный магнаторотонный минимум при импульсах $ql_B \sim 0.5 - 1.0$. Из-за недостаточно подробной дискретизации данных, не имеет смысла анализировать функциональный характер дисперсии SE. Вместо этого можно качественно интерпретировать её отрицательный характер при рассмотрении в ПХФ.

Для анализа возбуждений в FM фазе $\nu = 2$ методом статически экранированного ПХФ можно формально отталкиваться от случая относительно слабого кулоновского взаимодействия $r_s < 1$, когда пересечение УЛ происходит из-за выравнивания одночастичных энергий E_z и $\hbar\omega_c$ (это может иметь место при больших n_s и в наклонном магнитном поле). Тогда подход теории возмущений ПХФ или экситонного представления [49, 138] применим для расчета коллективных возбуждений. Идея дальнейшего рассмотрения состоит в том, чтобы разработать аналитическую процедуру расчета SE в FM-фазе $\nu = 2$ и затем применить её для качественного анализа случая $r_s \gg 1$, воспользовавшись экранированным видом кулоновского потенциала. Хотя такой подход не претендует на строгость, выражение для статической диэлектрической функции FM фазы $\nu = 2$ необходимо вычислять иначе, чем для РМ фазы - отталкиваясь от парциальных факторов заполнения для данной спиновой конфигурации [54].

Структуру основного и возбужденных состояний системы можно упрощенно описать в терминах переходов частиц между заполненными и пустыми УЛ. В этом представлении существует всего четыре одномодовых спин-флип перехода (показаны на диаграммах I-IV Рис. 7.9). Однако существует также огромное количество составных многоэкситонных переходов, подобных диаграммам V, VI и т.д. Для актуальных параметров ДЭС параметр смешивания УЛ при $\nu = 2$ превышал значение $r_c = r_s = 5.5$. Поэтому естественно предположить богатое многообразие многоэкситонных компонент в структуре как основного, так и возбужденных состояний. Несмотря на эту сложность, полученное решение задачи обязательно содержит по крайней мере одну спиновую моду, энергия которой строго равна зеемановской при $q = 0$, согласно теореме Лармора. Именно его естественно назвать спиновым экситоном и обозначить SE1, так как мода не является независимой и смешивается с другими близкими по энергии модами.

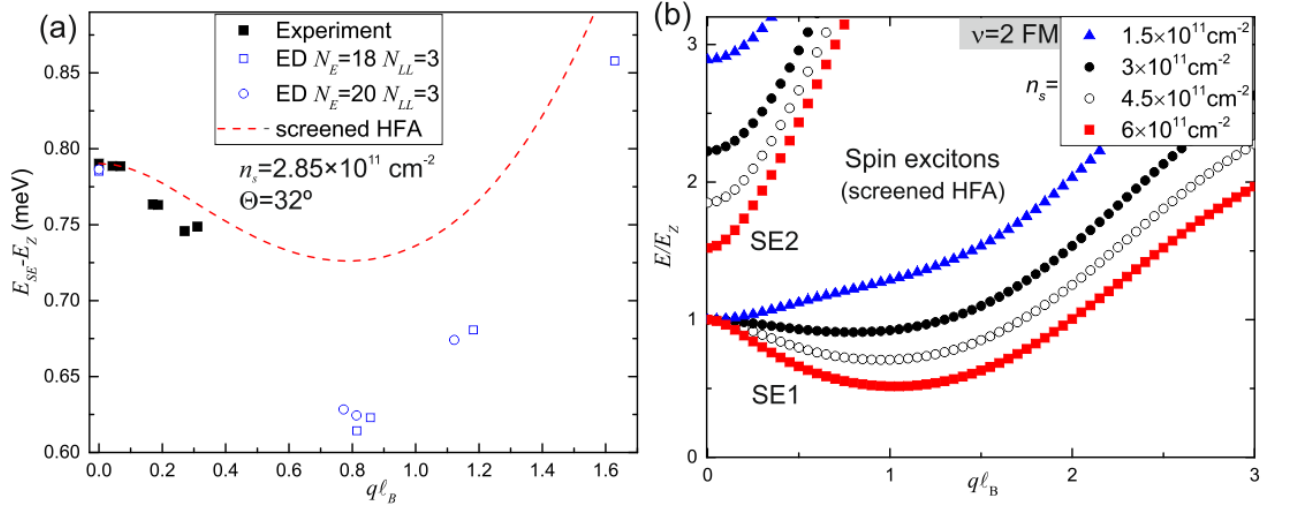


Рисунок 7.10: (а) Сопоставление экспериментальных данных (сплошные символы) по дисперсии SE в ферромагнитной фазе $\nu = 2$ для образца с $n_s = 2.85 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и расчетов методами точной диагонализации (пустые символы) и экранированного ПХФ (штриховая линия). (б) Дисперсионные кривые двух нижайших SE при $\nu = 2 \text{ FM}$ для четырех различных электронных концентраций.

Взаимодействие спиновых коллективных возбуждений для состояния $\nu = 2\text{FM}$ было рассмотрено в базисе четырех простейших спин-флип переходов:

$$(I) = Q_{00}^+, (II) = Q_{11}^+, (III) = Q_{10}^+, (IV) = Q_{01}^+, \quad (7.1)$$

для которых кулоновское взаимодействие может быть учтено с помощью матричных элементов, приведенных, например, в [138]. Решение секулярного уравнения, связывающего данные моды, производится через диагонализацию матрицы 4×4 и позволяет найти четыре собственные значения энергии и также найти собственные векторы результирующих мод.

Самая нижняя определенно имеет зеемановскую энергию при $q\ell_B = 0$. На Рис. 7.10а ПХФ-расчеты для этой моды SE1 сравнены с экспериментальными данными и результатами точной диагонализации. Магниторотонный минимум в расчетах примерно в три раза мельче, чем в результатах точной диагонализации. Численное несоответствие вполне ожидаемо, так как при рассмотрении ПХФ слишком много допущений - упрощенное основное состояние, использование экранирующей функции в потенциале, а также игнорирование многоэкситонных вкладов в пределах нижних УЛ. Тем не менее даже из чисто качественного рассмотрения спиновых мод становится очевидным происхождение ано-

мальной отрицательной дисперсии SE1 - это результат отталкивания двух мод - SE1 и SE2. Чтобы проиллюстрировать это, расчетные дисперсии на Рис. 7.10b показаны для четырех различных концентраций ДЭС. Энергетическая шкала для каждого значения концентрации нормирована на зеемановскую энергию E_z при $\nu = 2$, чтобы исследовать относительную глубину магнито- ротонного минимума.

Преимущество упрощенного одномодового представления состоит в том, что оно позволяет идентифицировать структуру взаимодействующих мод в экситонном базисе (I)-(IV). Было установлено, что при $ql_B = 0$ SE1 представляет собой просто синфазную комбинацию простейших спиновых переходов (I) и (II), а SE2 — чистый переход (III). При $q > 0$ все моды гибридизуются, а в окрестности магнитотонного минимума SE1 представляет собой уже линейную комбинацию трех переходов (I),(II),(III) с доминирующей третьей компонентой. В коротковолновом пределе SE1 полностью представлен (III). Расчетный модовый состав зависит от импульса и электронной концентрации. Примечательно также, что более высокие переходы, такие как (IV), лишь незначительно влияют на структуру низкоэнергетического SE1 - их доля никогда не превышает ~ 4 процентов.

Видно, что крутизна отрицательного фрагмента дисперсии SE1 сильно зависит от близости моды SE2 (соответствующие символы на Рис. 7.10b даны парами) и связана с взаимным отталкиванием двух мод. Отталкивание тем сильнее, чем ближе их энергии при $q = 0$. При максимальном сближении (красные символы) начальный наклон дисперсии почти линейный с глубоким магнито- ротонным минимумом, но для случая наименьшей показанной n_s (синие символы) обе моды SE1 и SE2 имеют монотонные дисперсии. Исчезновение магнито- ротонного минимума в расчетах происходит при $n_s \sim 1.5-2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, порядка критической концентрации спонтанного FM перехода $n_s = 1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, хотя не стоит придавать значения этому совпадению. Вероятно, наличие магнито- ротонного минимума в SE1-дисперсии имеет значение для возможности фазового перехода FM-PM при $\nu = 2$ аналогично тому, как ротонный минимум в возбуждении CSFM парамагнитной фазы необходим для обратного перехода (предыдущий раздел). Помимо многочастичных энергетических вкладов на-

клон магнитного поля вызывает изменение зеемановского вклада в энергии спиновых возбуждений. Поэтому он способствует стабилизации FM-фазы.

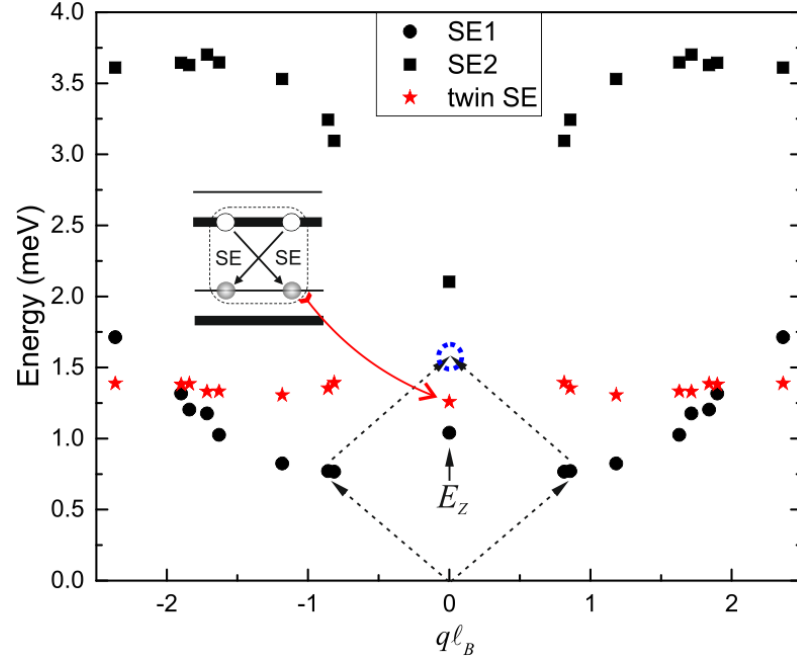


Рисунок 7.11: Рассчитанные законы дисперсии для двух нижних гибридных мод SE1 и SE2 и дисперсия двойной SE моды в FM-фазе $\nu = 2$. Иллюстрирована диаграмма двойного SE в виде двух слипшихся магнито-ротонных SE с противоположными импульсами. Данные из [A13].

Наличие магнито-ротонных минимумов для нижних по энергии спин-флип-возбуждений в обеих фазах $\nu = 2$ является предпосылкой фазового перехода. Однако в обоих случаях глубины этих ротонных минимумов в точке перехода совершенно недостаточны для полного смягчения одиночного спин-флип перехода. Как было показано в случае РМ фазы, в первую очередь происходит смягчение энергии мульти-CSFM комплексов. Чтобы проанализировать механизм обратного фазового перехода, необходимо сперва изучить свойства магнито-ротонных возбуждений SE1. Ниже будет доказано, что эти возбуждения притягиваются и имеют тенденцию слипаться в комплексы. Для примера была проведена точная диагонализация состояний с изменением полного спина $\Delta S_z = +2$, т.е. процессов с двойным спин-флип.

На Рис. 7.11 показаны расчетные данные для $n_s = 3.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и угла наклона $\Theta = 39^\circ$. График содержит данные о дисперсии для двух нижайших мод SE1, SE2 и для двойного спин-флип перехода (красные звездочки). Наиболее интересны энергии двойного спин-флип возбуждения в точке $q\ell_B = 0$ -

она значительно меньше не только удвоенной зеемановской энергии, но и удвоенной энергии в магнито-ротонном минимуме, что видно из схемы сложения "параллелограмма". Это убедительно свидетельствует о том, что существуют возбуждения, состоящие из двух слипшихся спиновых экситонов (twin-SE), которые энергетически более выгодны, чем два отдельных SE1. Эти двухмодовые возбуждения можно в общем случае описать как свертку двух SE-мод:

$$|twin - SE(\vec{k})\rangle = \int f(q) |SE1(\vec{k} + \vec{q})\rangle |SE1(-\vec{q})\rangle d^2q \quad (7.2)$$

Наиболее выгодным является состояние с $\vec{k} = 0$, то есть слипшееся из двух мод с противоположными импульсами. Ясно, что максимальный вклад в свертку будут давать компоненты SE1 с наибольшей плотностью состояний, т.е. в магнито-ротонном минимуме. Следовательно, моду twin-SE можно рассматривать как два слипшихся магнито-ротона (схематично показано на Рис. 7.11). Наконец, выигрыш в энергии для этого возбуждения по сравнению с двумя энергиями магнито-ронов доказывает, что эти моды SE1 притягиваются и, по-видимому, могут образовывать стабильные комплексы с несколькими SE1, вызывая фазовую неустойчивость в чистой аналогии с неустойчивостью парамагнитной фазы.

Низкая энергия SE1, их целочисленный спин, высокая плотность состояний в магнито-ротонном минимуме и взаимодействие притяжения открывают возможности для образования макроскопических ансамблей. В данном эксперименте не исследовано время жизни SE1, но из близкой аналогии с парамагнитным аналогом CSFM при $\nu = 2$ возбуждения с переворотом спина в магнито-ротонном минимуме могут иметь необычайно большие времена жизни, в миллисекундном [84] диапазоне.

7.3.2 Свидетельства макроскопического накопления спиновых экситонов при резонансной оптической накачке

Для зондирования нейтральных возбуждений методом резонансного НРС длина волны лазера выбирается в области прямых межзонных переходов для

ДЭС, но сила осциллятора этих переходов и результирующее усиление НРС зависят от правил отбора и заполнения состояний в зоне проводимости. Фотовозбуждение с длиной волны лазера вблизи линий ФЛ резидентных электронов имеет преимущество в ещё более сильном сечении НРС, но и также недостаток в виде множественных паразитных спектральных линий ФЛ. Эти экспериментальные условия можно использовать, в частности, для более эффективной накачки спиновых экситонов при $\nu = 2\text{FM}$.

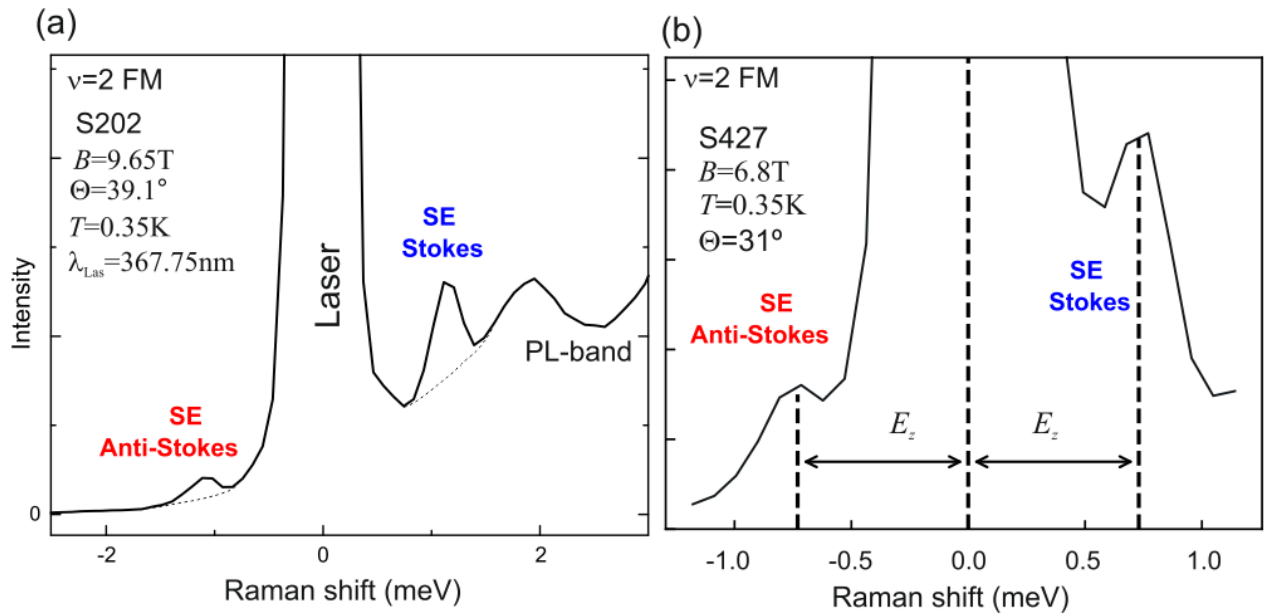


Рисунок 7.12: Резонансные рамановские спектры моды SE1, на котором присутствует как стоксова, так и anomalно усиленная анти-стоксова компонента. Экспериментальные параметры приведены на графике. (a) образец S202 с $n_s = 3.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, (b) образец S427 с $n_s = 2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Ожидаемым результатом резонансной накачки является не только усиление сигнала, но и, возможно, активизация нелинейного отклика системы. Это проявилось весьма неожиданным образом — при резонансном фотовозбуждении с межзонным переходом в один из низких незаполненных УЛ в спектре появился пик антистоксового НРС на SE1. На Рис. 7.12 показаны спектры НРС на двух различных образцах - с $n_s = 3.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $n_s = 2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при $\nu = 2\text{FM}$, температуре $T = 0.35 \text{ K}$. Соотношение интенсивностей анти-стоксовой и стоксовой компонент варьируется в зависимости от длины волны фотовозбуждения, и на приведенных спектрах эти условия выбраны для максимизации анти-стоксовой компоненты. Видно, что интенсивности компонент НРС соизмеримы, что является индикатором сильной неравновесности системы SE, так как термо-

динамическое соотношение между ними должно быть порядка $e^{-E_{SE1}/kT} \ll 1$. Столь огромное усиление анти-стоксового сигнала определенно связано с накоплением SE1.

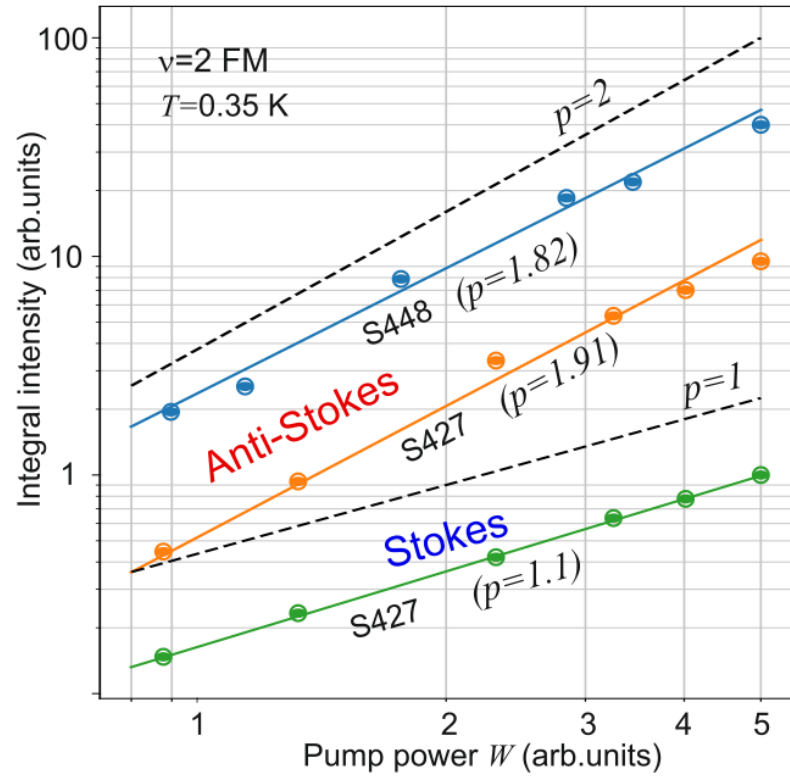


Рисунок 7.13: Для образцов S427 и S448 зависимость интенсивностей стоксовой и анти-Стоксовой компонент SE от мощности накачки в двойном логарифмическом масштабе. $T = 0.35$ K. Данные из [A11].

Макроскопическое накопление SE1 в системе подтверждается также изучением зависимости линий НРС от мощности фотовозбуждения. На Рис. 7.13 и Рис. 7.14а показаны характеры возрастания стоксовой (синий) и анти-стоксовой (красный) компонент SE1 в состоянии $\nu = 2\text{FM}$ для трех различных образцов при $T = 0.35$ K. Двойная логарифмическая шкала позволяет точно установить линейный рост стоксового и околочватратичный рост анти-стоксового сигнала. Показатели степени в законе $I \sim W^p$ подписаны рядом с каждым набором данных. Поскольку интенсивность рассеяния всегда пропорциональна интенсивности накачки, то из квадратичной зависимости можно сделать вывод, что концентрация накопленных фотовозбужденных SE1 также пропорциональна интенсивности накачки. Важно, что максимальная плотность мощности оптической накачки, используемая для этой части эксперимента, не поднималась выше, чем для исследования дисперсии в предыдущих разделах. При повыше-

нии температуры характер возрастания интенсивности анти-стоксового рассеяния ослабляется. На Рис. 7.14b для образца S202 показаны зависимости интенсивности $I(W)$ для обеих компонент рассеяния, но при температуре $T = 4.2$ К. Ослабление характера возрастания анти-стоксовой компоненты свидетельствует о переходе из режима фотогенерации SE1 в режим термоактивации.

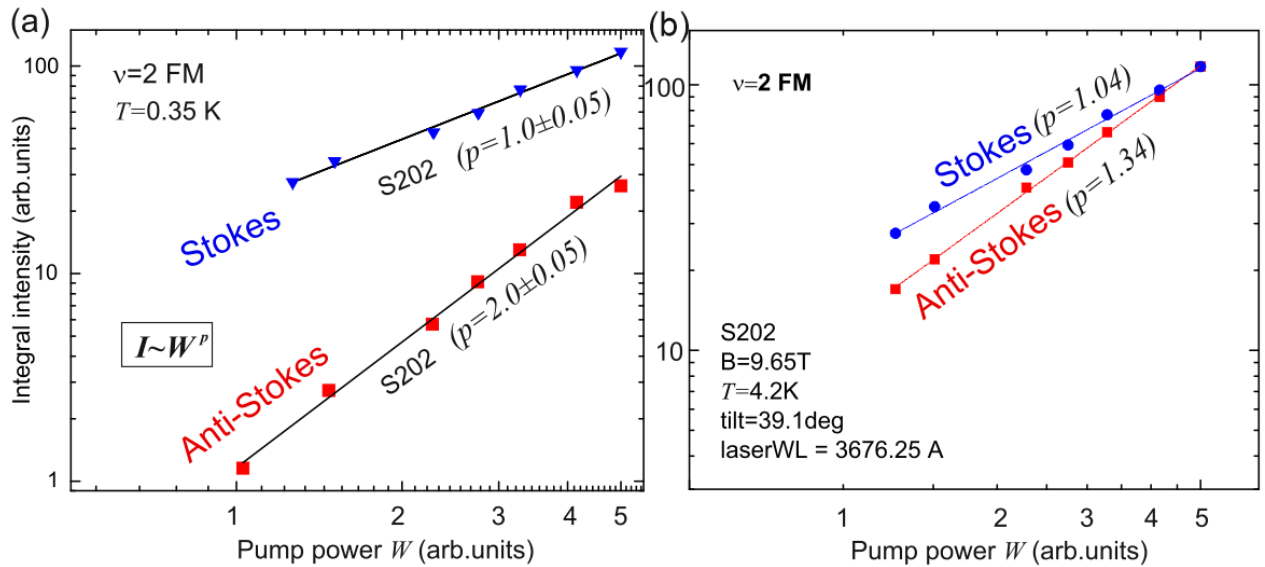


Рисунок 7.14: (a) Зависимость интенсивностей стоксовой и анти-стоксовой компонент SE от мощности накачки в двойном логарифмическом масштабе. Образец S202, $T = 0.35$ К. (b) Аналогичная зависимость, полученная при $T = 4.2$ К. Группы точек сдвинуты произвольно в вертикальном направлении с целью удобства сравнения.

Далее была исследована дисперсионная зависимость для неравновесных SE, накапливаемых в системе в условиях резонансной оптической накачки. Естественно, спонтанное НРС происходит с передачей энергии и импульса от света коллективному возбуждению. В случае же стимулированного рассеяния ведущую роль играют свойства квазичастиц, уже накопившихся в системе. С учетом наличия выраженного магниторотонного минимума в дисперсии возбуждений возможны разные варианты для их накопления - изотропная область импульсов (кольцо в k -пространстве) с величиной k в окрестности ротонного минимума или другая особая точка - $k = 0$. Как показано выше, SE в магниторотонном минимуме имеют тенденцию к слипанию в многоэкситонные комплексы с суммарным $k = 0$, кроме того, при внешнем фотовозбуждении и энергетической релаксации ДЭС макроскопические ансамбли притягивающихся SE не должны иметь выделенного направления импульса. Какой из случаев реализуется на

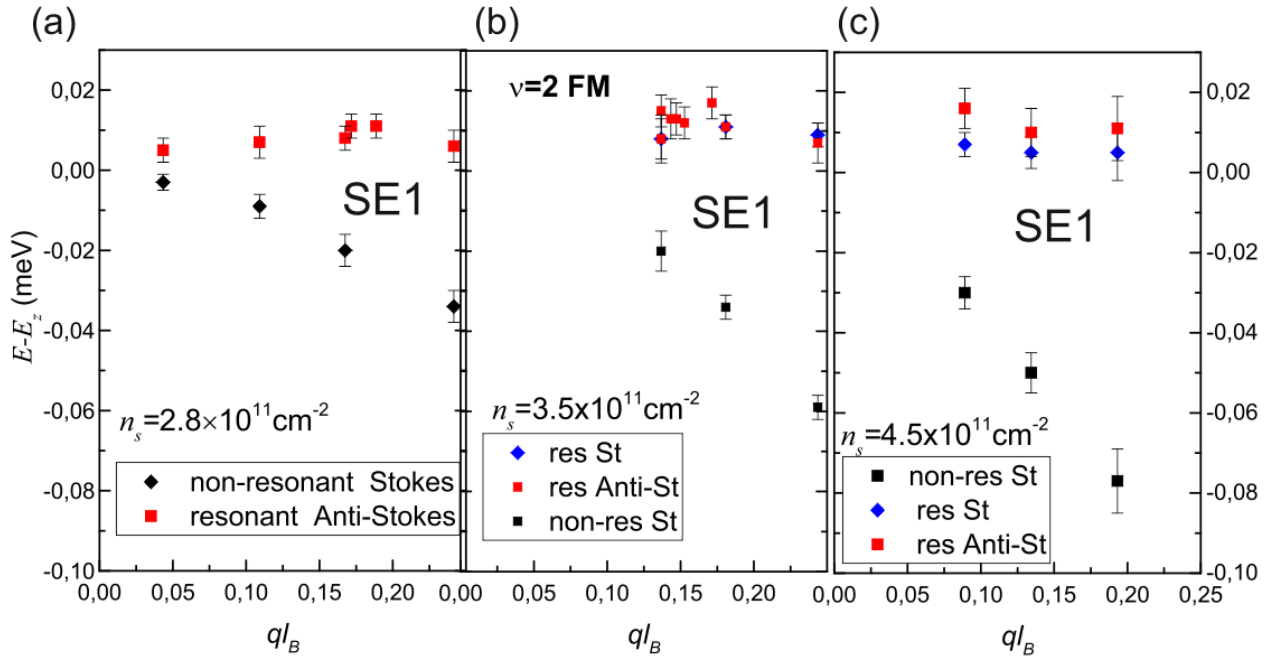


Рисунок 7.15: Дисперсионные зависимости для коллективных возбуждений SE1 в ферромагнитной фазе КЭХ $\nu = 2$, измеренные для стоксовых и антистоксовых компонент НРС при резонансных и нерезонансных условиях накачки. Температура $T = 0.35$ К. На панелях (a), (b) и (c) приведены данные для трех разных образцов S427, S202 и S448.

практике, возможно проверить экспериментально - посредством НРС с переменным импульсом передачи. На трех образцах с различной концентрацией ДЭС в ферромагнитной фазе измерялась k -дисперсия SE как в режиме резонансного, так и в режиме нерезонансного фотовозбуждения. На Рис. 7.15 показаны дисперсионные зависимости в широком диапазоне импульсов для трёх образцов и для трёх спектральных линий: нерезонансный стоксов сигнал (черные символы), резонансный стоксов сигнал (синие символы) и резонансный анти-стоксов сигнал (красные символы). Результат во всех трех образцах однозначно демонстрирует, что резонансное стимулированное НРС исходит от коллектива возбуждений с энергией $E = E_z$ (с экспериментальной точностью). Примечательно, что в этих же системах ZnO вблизи ферромагнитного перехода при $\nu = 2$ наблюдаются аномалии в сигнале ЭПР [42], которые свидетельствуют о наличии некоторой заселенности SE в точке $k = 0$. За отсутствием строгой модели взаимодействия коллективных возбуждений можно спекулировать о возможных причинах возникновения стимулированного НРС с энергией $E = E_z$. При резонансном фотовозбуждении ферромагнитной фазы происходит энергетическая релаксация горячих электронов проводимости, которая сопровождается неко-

торым распределением их по незаполненным УЛ. Среди таких возбужденных состояний - долгоживущие SE, накопление которых сопровождается слипанием в метастабильные кластеры. Такие кластеры представляют собой зародыши парамагнитной фазы, в которых SE обязаны быть: 1) бездисперсионными и 2) иметь $E = E_z$ вследствие полной компенсации обменной энергии (Рис. 7.7b). Таким образом, метастабильные кластеры эффективно выступают в роли резервуара SE и способствуют стимулированному рассеянию. Очевидно, общее число неравновесных SE в системе пропорционально мощности фотовозбуждения, что и обеспечивает в итоге квадратичный характер роста антистоксового сигнала с мощностью накачки. Аналогичный механизм рождения макрозаполненных ансамблей спиновых возбуждений был подтвержден, например, в состояниях КЭХ $\nu = 2$, $\nu = 1/3$ в GaAs [84, A15].

7.4 Заключение по данной главе

Исследовано влияние кулоновских корреляций на спектр низкоэнергетических коллективных возбуждений в парамагнитной фазе КЭХ $\nu = 2$. Зондирование коллективных возбуждений выполнено на наборе гетероструктур MgZnO/ZnO методом НРС. В фокусе исследования - циклотронные спин-флип моды CSFM. Кулоновский вклад в энергию CSFM измерен в зависимости от электронной концентрации. Установлено, что в диапазоне концентраций, соответствующих параметру Вигнера-Зейтца $r_s \sim 5-7$, сочетание кулоновского и зеемановского вкладов в энергии таких возбуждений сильно снижает её относительно циклотронной энергии, но даже в точке ферромагнитного перехода сама энергия одиночных CSFM не обнуляется. С использованием расчета методом точной диагонализации показано, что быстрее смягчаются мульти-CSFM комбинации с нулевым импульсом - они и выступают в роли доменов ферромагнитной фазы.

С другой стороны от точки перехода - в ферромагнитной фазе КЭХ $\nu = 2$ обнаружена аномальная ветвь спиновых-экситонов. По данным НРС SE имеет отрицательную дисперсию по импульсу, крутизна которой зависит от электронной концентрации. Отрицательная дисперсия SE связана с его взаимодействием с вышележащими спиновыми модами. Экспериментальные данные подтвержда-

ются расчетами - они показывают формирование магнито-ротонного минимума в дисперсии SE, а также притягивающее взаимодействие между этими спиновыми возбуждениями в магнито-ротонном минимуме и возможностью формирования кластеров, то есть зародышей противоположной фазы. Удивительным образом анти-стоксово НРС на SE в ферромагнитной фазе усилено на порядки, что свидетельствует о макроскопическом накоплении этих возбуждений в системе при стационарном фотовозбуждении.

Глава 8

Орбитальные спиновые текстуры при

$$1 < \nu \lesssim 1.5$$

8.1 Введение

В двумерных электронных системах с сильным взаимодействием даже простейшие квантово-холловские состояния с целочисленными факторами заполнения вскрывают калейдоскоп многочастичных явлений - рассмотренные в предыдущих Главах ферромагнитная неустойчивость стонеровского типа, фермижидкостные перенормировки для электронов проводимости, коллапс обменной энергии, магнитоэкситоны с необычными свойствами. Тем не менее спиновая конфигурация состояний целочисленного КЭХ коллинеарна и определяется заполнением спиновых УЛ электронов или квазичастиц. При отклонении от ферромагнитных холловских состояний магнитный порядок становится топологически нетривиальным. Известно, что вследствие конкуренции между обменным и зеемановским взаимодействием в некоторых системах (например, ДЭС на основе GaAs) могут быть реализованы спиновые текстуры скирмионного типа [68].

Но в ДЭС на основе ZnO при $r_s \gg 1$ и при $\nu = 1$ обменная энергия электронов сильно подавлена $\Sigma \sim \hbar \frac{eB}{m^*c}$, и потому сопоставима с зеемановской энергией. Таким образом, важный для существования скирмионов параметр $\tilde{g} = E_z/\Sigma$ порядка единицы, и потому скирмионы и производные от них спиновые текстуры энергетически невыгодны. С другой стороны, происходит перенормировка расщеплений между квазичастичными УЛ, и орбитальная степень свободы начинает играть важную роль в спиновых конфигурациях ДЭС.

Далее приводятся результаты по обнаружению необычных спиновых текстур в ДЭС на основе ZnO при факторах заполнения в диапазоне $1 \lesssim \nu \lesssim 3/2$. В этом режиме в спектрах НРС обнаружена дополнительная спиновая мода, свидетельствующая о нарушении спин-вращательной симметрии в ДЭС. Эта коллективная спиновая мода имеет энергию ниже зеемановской и взаимно расталкивается с ларморовским спиновым экситоном при факторах $\nu \sim 1.2$. Энергетическое расщепление между спиновыми модами проявляет кулоновский характер. При увеличении температуры наблюдается коллапс эффекта, что указывает на разрушение спиновых текстур. Подавление парамагнитной фазы в диапазоне факторов заполнения $1 \lesssim \nu \lesssim 2$ путем наклона магнитного поля приводит к резкому исчезновению спин-текстурных особенностей. Наконец, исследования энергетического спектра и спиновой конфигурации методом точной диагонализации подтверждают роль орбитальной степени свободы в формировании спиновых текстур при $\nu > 1$ и их отсутствие при $\nu < 1$. Показано, что плавная спиновая трансформация основного состояния с возникновением спиновых текстур может быть объяснена пересечением квазичастичных УЛ с разными орбитальными индексами [A16].

8.2 Новая спиновая мода как индикатор спиновых текстур при $\nu > 1$

Экспериментальные исследования проводились на четырех гетероструктурах S259, S244, S427 и S202 с концентрациями $n_s = 1.75\text{--}3.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (см. Таблицу 2.1). Эксперимент проводился в при температурах от $T = 0.35 \text{ К}$ до 4.2 К в магнитных полях до 15 Тл . Для изменения ориентации поверхности относительно направления магнитного поля, образец помещался на вращающийся столик. Наклон образца использовался для управления соотношением зеемановского и циклотронного расщеплений и позволял индуцировать ферромагнитный фазовый переход при $\nu \leq 2$. Оптическое зондирование коллективных возбуждений проводилось методом НРС с переменным импульсом. Для достижения максимальной точности измерения спектрального положения пиков НРС использовались приемы обработки спектральных данных, описанные в Главе 5.

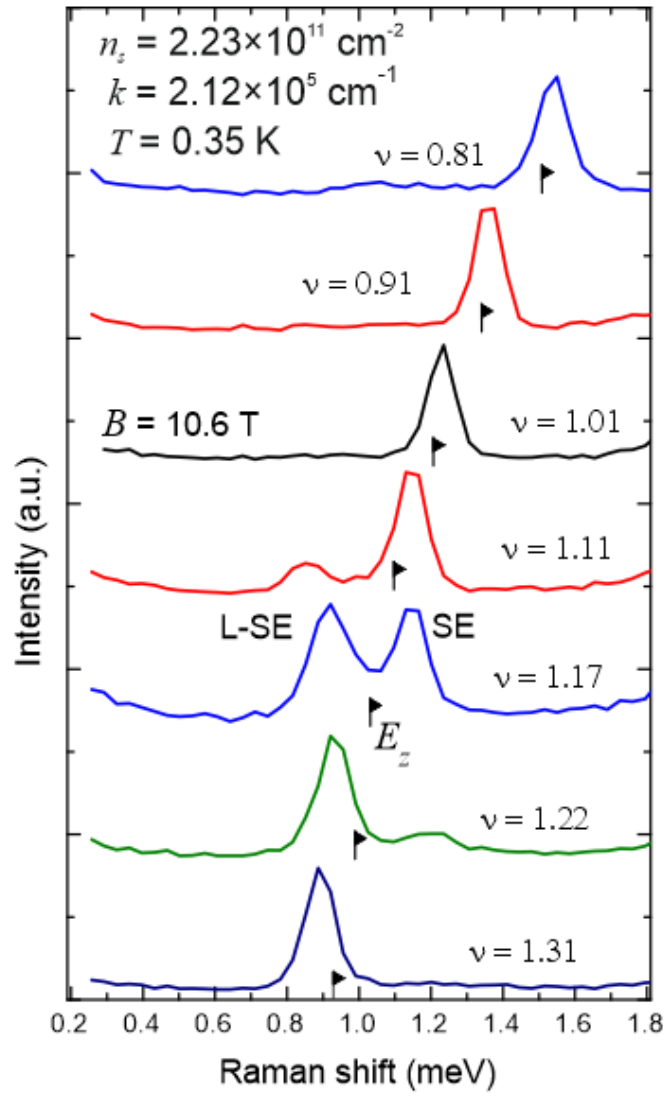


Рисунок 8.1: Каскад спектров НРС на спиновом экситоне (SE) и низкоэнергетическом спиновом экситоне (L-SE) при различных факторах заполнения при изменении магнитного поля. Указаны параметры электронной концентрации и двумерного импульса. Флажками отмечены позиции зеемановской энергии.

Есть три отправных точки для анализа поведения спиновых экситонов в квантово-холловских ферромагнетиках: 1) SE существуют в любой локально ферромагнитной фазе ДЭС, 2) при нулевом импульсе это возбуждение имеет чистую зеемановскую энергию и 3) для тривиального случая $\nu = 1$ имеется ровно один SE, и его дисперсия имеет квадратичный характер со спиновой жесткостью, известной аналитически [34, A12] как при малых значениях r_s , так и в противоположном пределе $r_s \gg 1$ (Глава 5).

На Рис. 8.1 представлена последовательность спектров НРС на спиновых коллективных возбуждениях в образце S244 при разных факторах заполнения. Как и ожидалось, при $\nu = 1$ существует единственная линия SE с энергией,

слегка превышающей E_z вследствие его положительной дисперсии. Отклонение в сторону $\nu < 1$ мало влияет на интенсивность линии и лишь изменяет ее положение. Важно, что линия SE остается в одиночестве как минимум до фактора заполнения $\nu \sim 0.75$. Такое поведение согласуется с результатами Главы 5 о сохранении спиновой поляризации при $\nu < 1$ в сильнокоррелированных ДЭС. При актуальных параметрах ДЭС в ZnO было бы логично всюду ожидать аналогичную одномодовую картину и полное отсутствие спиновых текстур, но однако они неожиданно проявились со стороны $\nu > 1$! Отчетливо наблюдается антипересечение SE с другим низкоэнергетическим спиновым возбуждением (L-SE) в диапазоне факторов заполнения $\nu = 1.1 - 1.3$. На соответствующих спектрах Рис. 8.1 видно переигрывание интенсивностей пиков в зависимости от ν .

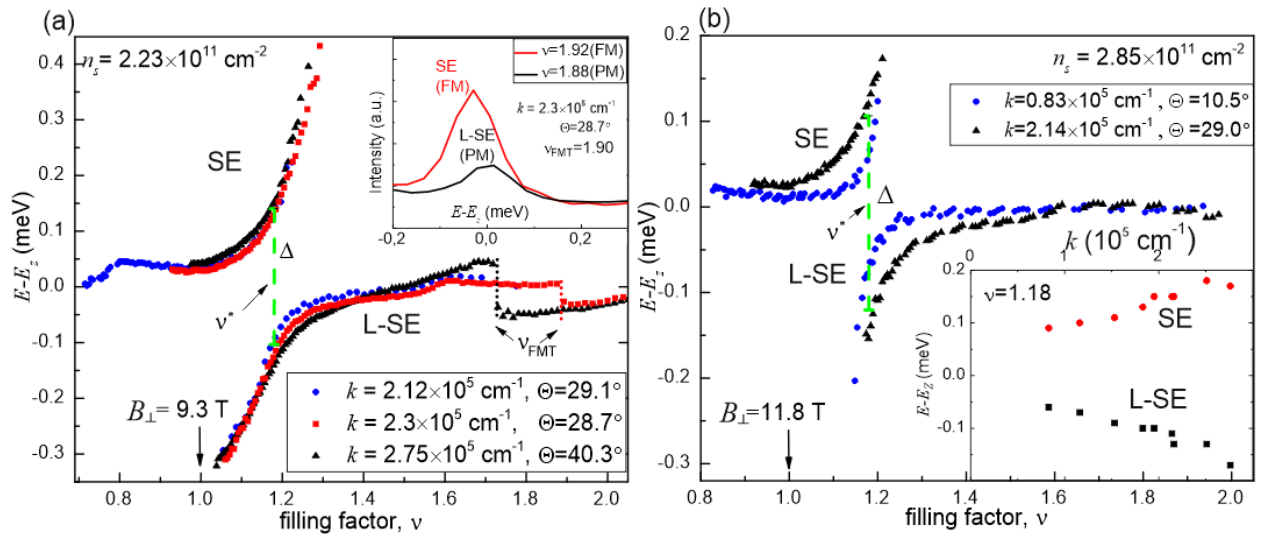


Рисунок 8.2: Графики зависимости многочастичных вкладов в энергии SE и L-SE от фактора заполнения для двух образцов. Электронные концентрации и значения двумерных импульсов передачи указаны на панелях. Минимальная величина энергетического расщепления Δ показана вертикальными отрезками. На панели (a) фактор заполнения ν_{FMT} указан для резкого ферромагнитного перехода при соответствующих углах наклона. Соответствующие спектры НРС со спиновым экситоном вблизи ν_{FMT} показаны на вставке. На вставке к (b) показаны дисперсионные зависимости обеих спиновых мод для образца S427 при фиксированном $\nu = 1.18$.

На Рис. 8.2 показана эволюция энергий SE и L-SE в зависимости от фактора заполнения для двух образцов, приведены также серии с разными 2D-импульсами. Для удобства сравнения данных тривиальное зеемановское слагаемое опущено и анализируется именно многочастичный вклад в энергию. Гра-

фики показывают 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 или просто - точка антипересечения находятся при $\nu \approx 1.18 \pm 0.01$ для всех исследованных образцов, при условии малых углов наклона магнитного поля.

По аналогии с рамановскими исследованиями возбуждений в неколлинеарных холловских ферромагнетиках в GaAs [79, 80], появление низкоэнергетического спинового экситона L-SE объясняется нарушением спин-вращательной симметрии в основном состоянии. Так же и здесь - две моды сосуществуют, взаимодействуют друг с другом и, следовательно, исходят из одних и тех же областей с неколлинеарным магнитным порядком. Энергетическое расщепление между модами может служить индикатором влияния замороженного магнитного порядка на возбуждения. Кроме того, многочастичные вклады в энергию коллективных возбуждений должны реагировать на концентрацию ДЭС и переданный 2D-импульс. На вставке к Рис. 8.2b показано, что энергетическое расщепление в точке антипересечения возрастает с двумерным импульсом. 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 XY-плоскости, так и зеемановское поле. При приближении к $\nu = 1$ L-SE исчезает, в полном соответствии с тем, что коллинеарный КХФ не поддерживает каких-либо дополнительных спиновых экситонов.

Наблюдаемая картина спиновых мод, возникающих при одностороннем отклонении от $\nu = 1$, качественно отличается от поведения ДЭС на основе GaAs с параметром $\tilde{g} \sim 0.01-0.15$. В вышеупомянутых экспериментах по НРС поведение двух спиновых мод было зеркальным при отклонении $|\nu - 1| \sim 0.1 - 0.3$ и отражало скирмион-анти-скирмионную симметрию.

Двумя очевидными параметрами, характеризующими многочастичную природу возбуждений, являются концентрация электронов n_s и волновой вектор k . Для анализа их влияния были получены данные, аналогичные Рис. 8.2, и выделено минимальное расщепление Δ для всех образцов и в максимально широком диапазоне импульсов. На Рис. 8.3a-d приведены зависимости $\Delta(k)$

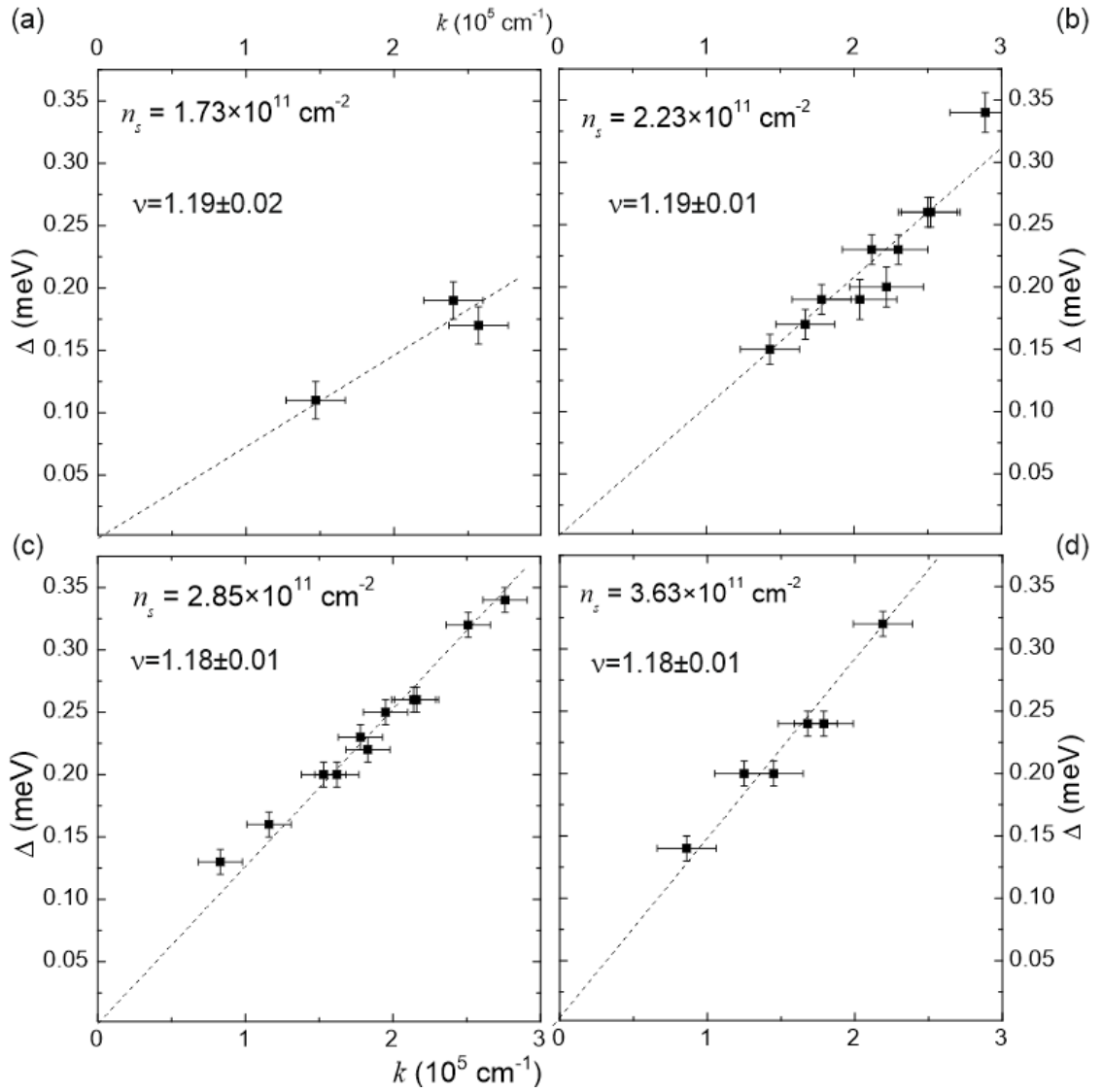


Рисунок 8.3: (a)-(d) Зависимости минимального расщепления Δ между SE и L-SE от волнового вектора k для четырех исследованных образцов.

при $\nu \approx 1.18$ для всех четырех гетероструктур. Несмотря на некоторый разброс точек, прослеживается общая тенденция - зависимости близки к линейным, причем наклон увеличивается с ростом электронной концентрации. Кроме того, значения наклона были извлечены из графиков методом наименьших квадратов и построены как функция электронной концентрации (см. Рис. 8.4). Эта зависимость также является линейной и проявляет рост многочастичного взаимодействия от концентрации. Установленные зависимости расщепления спиновых мод доказывают кулоновскую природу эффекта.

Дальнейшая эволюция моды L-SE при увеличении фактора заполнения зависит от магнитного упорядочения $\nu = 2$. При малых углах наклона основное состояние ДЭС постепенно трансформируется в классическое парамагнит-

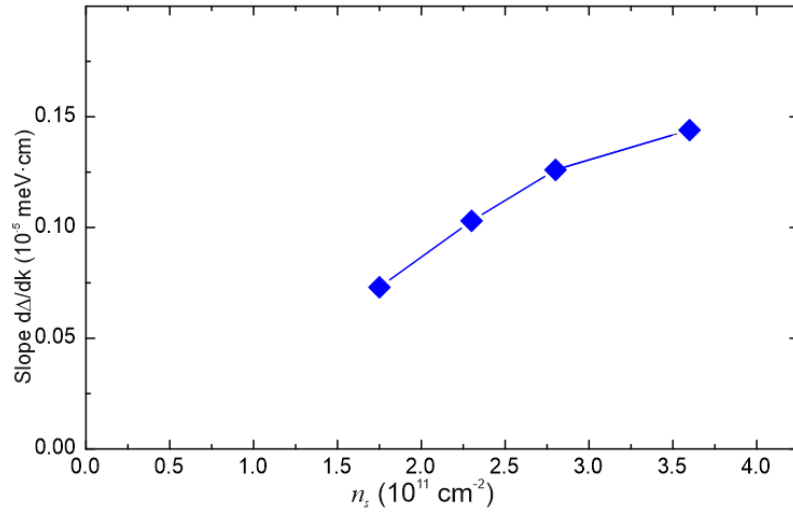


Рисунок 8.4: Извлеченная с помощью метода наименьших квадратов по данным Рис. 8.3 зависимость крутизны наклона $d\Delta/dk$ от электронной концентрации.

ное упорядочение с исчезающим спиновым экситоном с зеемановской энергией. При наклонах, превышающих $\Theta_{\nu=2} \approx 22.5^\circ$ (для образца S244), ферромагнитный переход происходит начиная с $\nu = 2$ и ползет вниз по фактору заполнения (как установлено в Главе 6). В узком переходном интервале магнитных полей $\delta B \sim 0.1$ Тл система разделяется на домены двух фаз. При фазовом переходе мода L-SE парамагнитной фазы исчезает при ν_{FMT} , а вместо нее появляется ферромагнитный SE (вставка к Рис. 8.2а). Каждая фаза поддерживает только одну моду SE, и нет никаких признаков антипересечения и двумерных спиновых текстур вблизи ν_{FMT} . Спиновой экситон в ферромагнитной фазе при $\nu > \nu_{FMT}$ имеет энергию ниже E_Z и принципиально иную структуру, как обсуждалось в разделе 7.3.

Трансформация магнитного порядка в интервале $1 < \nu < 3/2$ качественно иная - система непрерывно эволюционирует от ферромагнитного к почти парамагнитному упорядочению. Именно сосуществование двух взаимодействующих ветвей SE является индикатором нетривиального магнитного порядка с нарушенной симметрией. И эволюция этих двух ветвей в зависимости от параметра наклона магнитного поля является ключом к разгадке причин возникновения нетривиального магнитного порядка. Для выяснения этого вопроса было изучено расщепление Δ в зависимости от Θ для образца S244 с $n_s = 2.23 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. На графике Рис. 8.5 представлены данные для расщепления между SE и L-SE в широком диапазоне углов наклона магнитного поля Θ . Чтобы исключить ли-

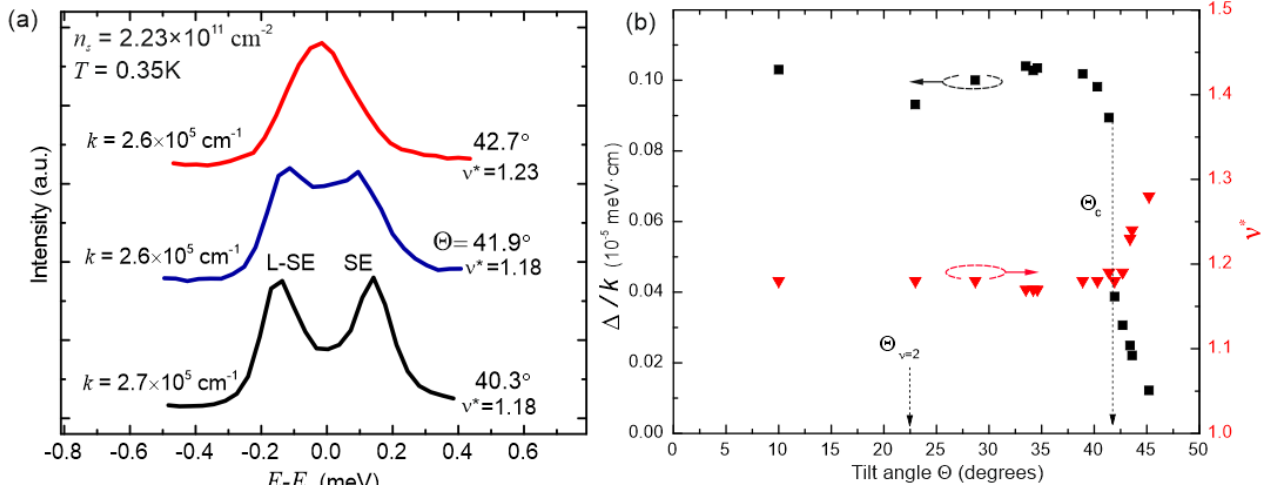


Рисунок 8.5: (a) Набор спектров НРС на спиновых модах при углах наклона, близких к критическому значению Θ_c . (b) Расщепление спиновых мод, выраженное как Δ/k , как функция угла наклона магнитного поля (квадратные символы). Треугольными символами показано положение центрального фактора заполнения для антипересечения (правая шкала). Вертикальными стрелками отмечены положения критических углов наклона для ферромагнитной неустойчивости при $\nu = 2$, а также положение Θ_c - угла исчезновения спиновых текстур.

нейную зависимость Δ от импульса, также меняющегося при поворотах образца, анализировалось отношение Δ/k как фактор влияния спиновых текстур на расщепление спиновых мод. Оказалось, что вплоть до некоторого критического угла расщепление между SE и L-SE остается на постоянном уровне, соответствующем Рис. 8.3b, а затем расщепление резко падает не менее, чем на порядок (квадратные символы). Эффект отчетливо виден на спектрах (Рис. 8.5a), снятых в узком критическом диапазоне углов Θ и при центральных факторах заполнения ν^* . Одновременно с резким падением расщепления наблюдается некоторое смещение центрального фактора заполнения от $\nu^* = 1.18$ примерно до $\nu^* = 1.25$ (показано треугольниками на Рис. 8.5b). Значение критического угла на полувысоте излома кривой составляет $\Theta_c \approx 41.7 \pm 0.3^\circ$. Это значение немного больше критического угла ферромагнитного перехода при $\nu = 2$ для данной электронной концентрации (см. Рис. 6.4) - $\Theta^{\nu=2FM} \approx 22.5^\circ$. Таким образом, для подавления парамагнитной фазы во всем диапазоне $\nu < 2$ требуется гораздо большее зеемановское расщепление. Поэтому спиновые текстуры наблюдаются даже на образце с наименьшей концентрацией $n_s = 1.73 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, где состояние $\nu = 2$ является ферромагнитным уже при нулевом угле наклона [A5].

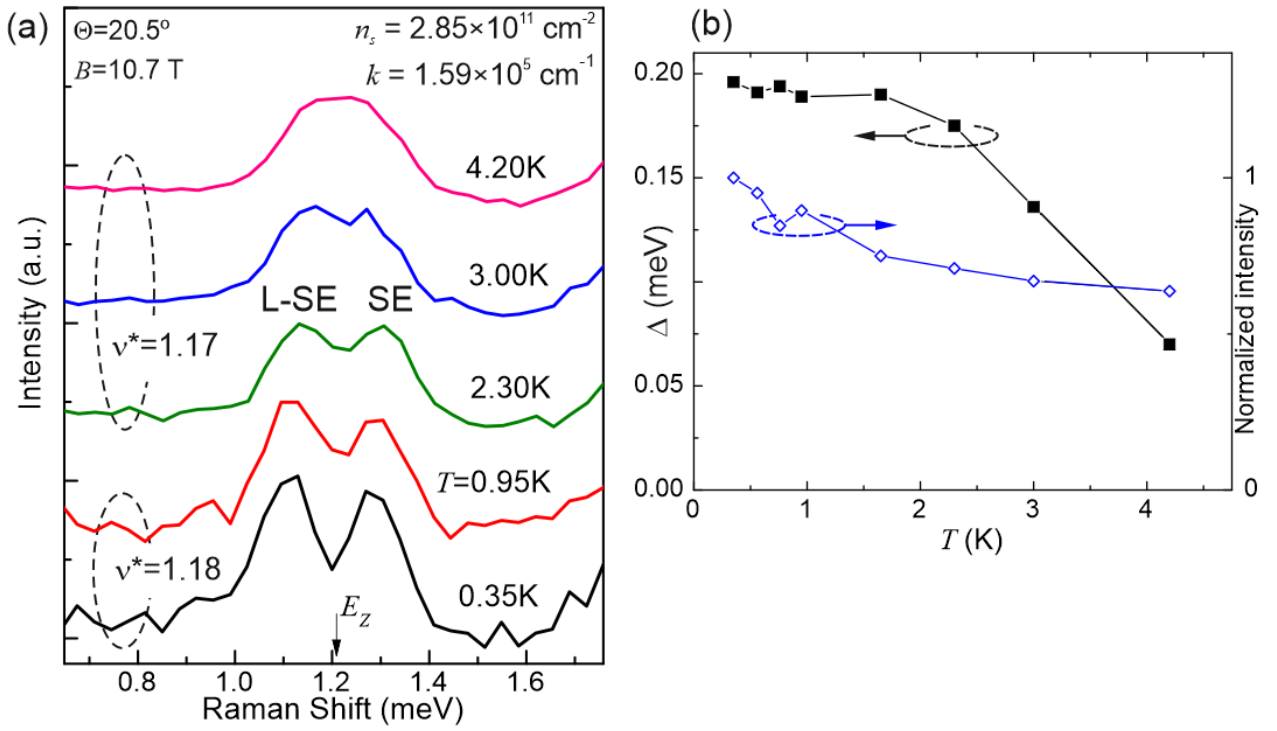


Рисунок 8.6: (а) Каскад спектров НРС на L-SE и SE модах при повышении температуры (указаны справа). (b) Температурная зависимость расщепления спиновых мод Δ (черные квадраты) и интегральной интенсивности двух пиков (ромбы).

Поскольку расщепление между двумя SE-модами обусловлено наличием неколлинеарного магнитного порядка, важно выяснить, что с ним происходит при повышенных температурах. Тепловая эволюция спиновых мод изучалась на образце S427 при фиксированных параметрах k , Θ . На Рис. 8.6а показана репрезентативная последовательность спектров, снятых при центральном факторе заполнения ν^* . Видно, что с температурой расщепление между пиками заметно уменьшается, а их положение приближается к зеемановской энергии. На Рис. 8.6b показана обработанная зависимость $\Delta(T)$ (квадраты), а также интегральная интенсивность обоих пиков (ромбы). При $T \geq 3$ K, когда пики уже не удовлетворяют критерию Рэлея, для уточнения значения Δ использовалась экстраполяция положения односторонних линий L-SE (при $\nu > \nu^*$) и SE (при $\nu < \nu^*$) до точки $\nu = \nu^*$, затем бралась их разность. В данном интервале температур интенсивность пиков НРС также несколько снижается из-за падения подвижности ДЭС в гетероструктурах MgZnO/ZnO. Таким образом, при температурах выше определенного порога влияние спиновых текстур на расщепле-

ние спиновых мод начинает ослабевать. Это свидетельствует о разрушении или плавлении неколлинеарного магнитного порядка в системе.

8.3 Численное моделирование спиновых конфигураций и причины возникновения орбитальных спиновых текстур

Вследствие драматической перенормировки ферромагнитной обменной энергии при $r_s \gg 1$, все три энергетических параметра сравнимы по величине, а конкуренция между спиновыми и орбитальными преобразованиями основного состояния непрозрачна. Аналитическое описание задачи затруднено отсутствием малого возмущающего параметра. Таким образом, целесообразно применить метод точной диагонализации для расчета многоэлектронных состояний.

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 $4/5$. В отличие от стандартных схем моделирования состояний дробного КЭХ, в этой задаче необходимо было учитывать конечное смешивание УЛ и главное - спиновую степень свободы. Для этого использовался базис многоэлектронных состояний на трёх расщепленных по спину УЛ. Из-за быстрого возрастания размерности базиса многочастичных конфигураций, максимально допустимые параметры составили около $N_S=12-15$ (указано в подписи к данным на Рис. 8.7а-с). Введено дополнительное обрезание базиса с учетом конечности параметра r_s и нереализуемости некоторых многоэлектронных конфигураций, как это было изложено в Главе 3. Влияние УЛ с $n \geq 3$ учтено введением в кулоновский потенциал экранирующего фактора $\epsilon_s(q)$ - использованный в предыдущих главах метод статического экранирования, хотя для расчетов с тремя явно учтенными УЛ эти поправки - косметические. При таком подходе межэлектронные корреляции при $r_s \gg 1$ учитываются, строго говоря, на качественном уровне. Размер магнитной зоны Бриллюэна для многочастичных состояний при нецелочисленных факторах заполнения весьма сокращен (наибольший общий делитель между N_E и N_S), и для расчета k -дисперсий коллективных возбуждений оказывается недостаточно точек. Поэтому основной упор в расчетах делался на

энергетическую конкуренцию между основными состояниями с разными проекциями спина - с целью установить, какая спиновая конфигурация реализуется.

Вычислены и диагонализированы гамильтоновы матрицы, соответствующие проекциям спина от $S_z = -1/2N_E$ (ферромагнитного) к $S_z = (\nu/2 - 1)N_S$ (частично парамагнитного). Схема заполнения одночастичных уровней показана на Рис. 8.8 слева и справа для двух предельных случаев. Конкуренция состояний с разными проекциями полного спина зависит прежде всего от силы кулоновского взаимодействия, поэтому целесообразно проанализировать эволюцию расчетных энергий в зависимости от концентрации ДЭС или, эквивалентно, от параметра r_s . На Рис. 8.7а-с энергии различных спиновых конфигураций представлены в зависимости от концентрации n_s . Для удобства анализа все энергии отсчитываются от уровня 'частично парамагнитной' конфигурации $S_z = (\nu/2 - 1)N_S$. Естественно, в основном состоянии реализуется спиновая конфигурация с наименьшей энергией.

Основной вывод расчетов состоит в том, что при больших значениях r_s ферромагнитная конфигурация при $\nu = 1+$ энергетически более выгодна, чем 'частично парамагнитное' состояние, так как кривые с ФМ-конфигурациями являются наименьшими по энергии (открытые кружки на Рис. 8.7а-с. Следовательно, уровень $1\downarrow$ заполняется электронами вместо уровня $0\uparrow$ (Рис. 8.8 слева). При малых r_s и больших факторах заполнения выгодна 'частично парамагнитная' конфигурация (сплошные квадраты в правой части Рис. 8.7а-с), что соответствует заполнению состояний на УЛ $0\uparrow$. При промежуточных параметрах r_s и ν система *плавно* эволюционирует от ферромагнитного к парамагнитному упорядочению, проходя через основные состояния с последовательно перевернутыми спинами (каждое пересечение кривых на графиках Рис. 8.7а-с). Эта плавная трансформация магнитного порядка качественно отличается от резкого перехода ФМ-РМ вблизи $\nu = 2$, численная модель которого представлена в Главе 7 и при котором скачком меняется энергия спиновых экситонов (Рис. 8.2). Аналогичные расчеты, выполненные для факторов заполнения $\nu=4/5$ и $6/7$ по другую сторону от $\nu = 1$, показывают, что в том же диапазоне r_s основное состояние ДЭС является ферромагнитным на нулевом УЛ.

В случае ZnO необходимо прежде всего понять, о каких спиновых текстурах может идти речь при соизмеримости зеемановской, циклотронной и обмен-

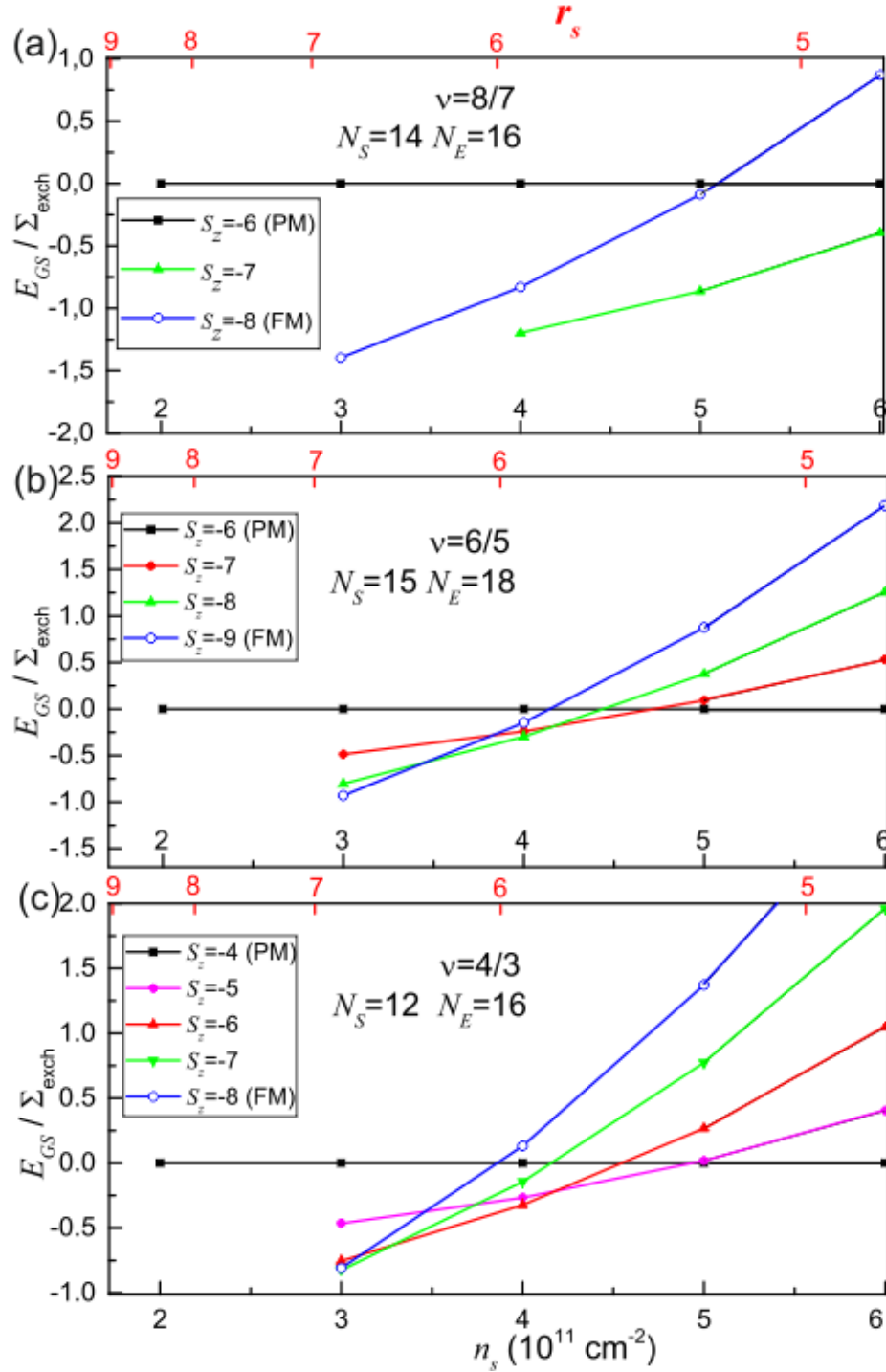


Рисунок 8.7: (а),(b),(с) Эволюция энергий различных спиновых конфигураций в зависимости от концентрации ДЭС и параметра r_s для трех различных факторов заполнения $\nu > 1$. На графиках указаны числа электронов и квантов потока, использованных для счета методом ТД.

ной энергий. Микроскопическое перераспределение электронов между уровнями может быть весьма запутанным при $r_s \gg 1$; вместо этого более понятно рассматривать эволюцию основного состояния в терминах ферми-жидкостных квазичастиц, находящихся на перенормированных УЛ. Условия пересечения спиновых уровней квазичастиц сильно зависят от фактора заполнения. Как видно из данных настоящего эксперимента (Рис. 8.2а), когда угол наклона магнитного поля для этого образца превышает $\Theta_{\nu=2} \approx 22.5^\circ$, то ферромагнитный переход происходит при пониженных факторах заполнения $\nu_{FMT} < 2$. Это означает, что при $\nu = 2$ квазичастичные УЛ уже пересекаются, но в некотором диапазоне факторов заполнения $\nu < \nu_{FMT}$ спиновая конфигурация системы является 'частично парамагнитной', и ей соответствует нормальная иерархия УЛ (Рис. 8.8 справа). Приведенные выше численные расчеты показывают, что ферромагнитная конфигурация выгодна и для $\nu = 1+$, а квазичастицы предпочитают занимать уровень $1\downarrow$ (Рис. 8.8 слева).

Более подробно пересечение квазичастичных спиновых УЛ в диапазоне $1 < \nu < 2$ изучено [91] магнитотранспортным методом в одной из структур ZnO с близкой концентрацией $n_s = 2.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Карта магнитосопротивления (Рис. 1.21), снятая при $T = 400 \text{ мК}$, показывает сильно немонотонную ν -зависимость для угла наклона магнитного поля, необходимого для пересечения уровней $0\uparrow$ и $1\downarrow$. Максимальный угол ($\approx 41.8^\circ$) требуется для $\nu \approx 3/2$. При этом со стороны $\nu > 3/2$ контраст магнитосопротивления и, соответственно, ферромагнитного перехода выглядит резким, а в области $1 < \nu < 3/2$ - при всех углах наклона вплоть до максимального наблюдается сильно размытая переходная область. Значительный рост критического угла наклона при нецелочисленных факторах заполнения $\nu < 2$, по-видимому, связан с усилением экранировки кулоновского взаимодействия в проводящих состояниях. Следовательно, ферми-жидкостная перенормировка расщеплений УЛ менее выражена, и тогда наибольший угол наклона потребуется для пересечения именно при $\nu \approx 3/2$. Таким образом, магнитотранспортные данные также указывают на то, что пересечение квазичастичных спиновых подуровней при $1 < \nu < 3/2$ принципиально отличается от лавинообразного ферромагнитного перехода при $\nu \approx 2$, обсуждавшегося в Главах 6 и 7. Единственными текстурами, возможными для

случая ФМТ, были одномерные доменные стенки между граничащими фазами, как было показано в модели Изинга [137].

В текущей ситуации расчеты основного состояния при $1 < \nu < 3/2$ показывают именно последовательный характер спин-флип процессов при изменениях электронной концентрации или фактора заполнения, и в этом ведущую роль играют электрон-электронные корреляции. Очевидно, что расчетов для небольшого числа электронов и квантов потока недостаточно для демонстрации плавного вращения спинового поля, видны лишь дискретные переключения на более выгодные конфигурации. В терминах квазичастичных уровней это может означать, что их пересечение не происходит скачкообразно, а в некотором протяженном диапазоне факторов заполнения уровни $0\uparrow$ и $1\downarrow$ практически совпадают. Здесь и возникает параметр исчезающе малого энергетического расщепления δ , много меньшего обменной энергии Σ на УЛ. По аналогии со скирмионной историей, при изменении фактора заполнения переход квазичастиц между двумя близкими спиновыми уровнями происходит за счет образования плавных спиновых текстур. Поскольку задействована орбитальная степень свободы, их можно назвать *орбитальными спиновыми текстурами* (Рис. 8.8 в центре). И хотя параметры пересекающихся уровней неизвестны, можно предположить, что увеличение δ влияет на уменьшение размера текстур, и дальнейшее заполнение уровня $0\uparrow$ при $\nu \rightarrow 3/2$ будет происходить по одночастичному сценарию. Следует подчеркнуть, что этот механизм формирования спиновых текстур сразу же становится неактуальным, как только парамагнитная фаза полностью исчезает в диапазоне $1 < \nu < 2$, например, при больших наклонах магнитного поля.

Ключевым отличием в поведении магнитного порядка от скирмионного сценария является его односторонний характер. Как известно, обычные скирмионы и антискирмионы по разные стороны $\nu = 1$ приводят к одинаково быстрому переходу электронов с нижних спиновых состояний нулевого УЛ на верхние, выравниванию их заселенности и 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

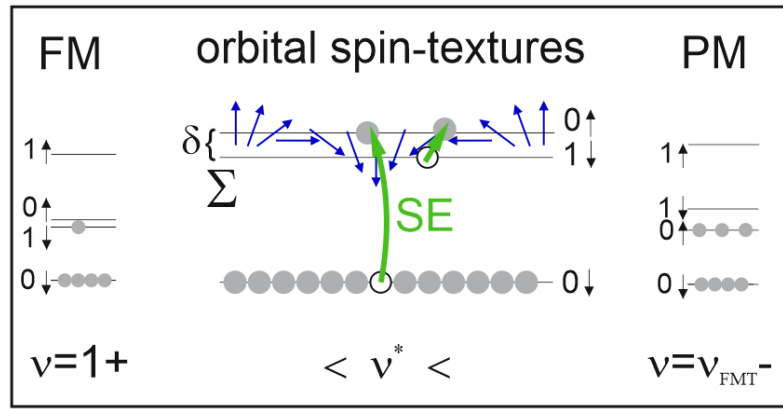


Рисунок 8.8: Схема с изображением заселения квазичастичных УЛ в обратном ($\nu = 1+$) и прямом ($\nu = \nu_{FMT}-$) порядке. Промежуточная диаграмма иллюстрирует формирование орбитальных спиновых текстур в случае, когда расщепление δ между $0\uparrow$ и $1\downarrow$ мало по сравнению с обменной энергией Σ . Жирными стрелками схематически показаны магнитоэкситонные переходы из заполненных в пустые состояния, из которых формируются две ветви SE.

этих двух уровней с плавным изменением обменной энергии, и переход является однонаправленным.

Тип магнитного упорядочения и размер орбитальных спиновых текстур неизвестны, так как они должны зависеть от неизвестного соотношения эффективной спиновой щели δ и обменной энергии Σ . Тем не менее можно утверждать, что текстуры двумерны, поскольку обе связанные спиновые моды обитают в их объеме. Для минимизации полной обменной энергии необходимо согласование направления спинов в соседних текстурах по аналогии со скирмионной решеткой, но утверждать наличие дальнего порядка на основании имеющихся данных невозможно. Ненулевая энергия L-SE при $k = 0$ скорее свидетельствует в пользу спин-текстурной жидкости с близким порядком, как в [80].

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. 8.8 в центре). Если на каждом из уровней $0\downarrow$, $1\downarrow$ имеются квазичастицы, то возможны оба перехода. Каждый магнитоэкситон имеет зеемановский вклад в энергию одного и того же знака, поэтому взаимодействие между ними разрешено симметрией. При $\nu > 1$ и некотором распределении квазичастиц по уровням $0\uparrow$ и $1\downarrow$ оба магнитоэкситона существуют и взаимодействуют друг с другом и с замороженной картиной намагниченности (механизм может сильно зависеть от

паттерна спиновой текстуры и отсутствует для идеальной скирмионной решетки). Когда уровень $1\downarrow$ опустошается, остаётся только переход $0\downarrow \rightarrow 0\uparrow$, что и наблюдается при $\nu \lesssim \nu_{FMT}$.

Линейный рост энергетического расщепления между двумя спиновыми модами в зависимости от концентрации ДЭС полностью соответствует характеру перенормированной обменной энергии при $r_s \gg 1$. Помимо чисто обменного вклада в эту величину входит также энергия прямого диполь-дипольного взаимодействия, от которого также естественно ожидать перенормировки от масштаба $e^2/\epsilon\ell_B$ к $\sim \hbar\omega_c$, как было показано в Главе 5. Линейные по импульсу энергетические вклады могут возникать по двум причинам: во-первых, из-за наличия градиента намагниченности спиновых текстур, во-вторых, в режиме антипересечения два спиновых экситона имеют диполь-дипольное отталкивание с недиагональным кулоновским матричным элементом, пропорциональным $M_{1,2} \sim k$. Последнее было установлено, например, в [138] и Главе 7 при теоретическом рассмотрении спиновых возбуждений в ферромагнитной фазе $\nu = 2$.

Наблюдаемое температурное поведение спиновых мод означает разрушение неколлинеарного магнитного порядка, то есть размытие спиновых неоднородностей в плоскости XY. Один и тот же сценарий ожидается как для жидких, так и для кристаллических фаз спиновой текстуры, и различить их по имеющимся данным не представляется возможным. Качественно подобное поведение мягкой спиновой моды наблюдалось в гетероструктурах GaAs [79], когда отклонение энергии от E_z коллапсировало с повышением температуры и свидетельствовало о плавлении, предположительно, скирмионной решетки. Данных, полученных здесь для одного образца, недостаточно для установления природы критической температуры, но можно с уверенностью сказать, что эта температура значительно меньше зеемановской энергии, которая составляет $T_z \approx 14$ К для условий Рис. 8.6. В этом смысле спин-текстурная фаза более хрупкая, чем КХФ $\nu = 1$ с критической температурой $\sim T_z$.

Примечательно, что Θ_c совпало с критическим углом 41.8° , для которого, согласно магнитотранспортным данным [91], в образце ZnO с близким значением концентрации ДЭС формируется несжимаемое состояние $\nu = 3/2$. 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 факторами заполнения, вовлекающими орбитальную степень свободы. Для выяснения роли состояний дробного КЭХ в эволюции магнитного порядка при $1 < \nu < 3/2$ потребуется дополнительное исследование при более низких температурах.

8.4 Заключение по данной главе

В сильнокоррелированных квантово-холловских ферромагнетиках с нецелочисленными факторами заполнения между $\nu = 1$ и $\nu = 3/2$ получены свидетельства существования неколлинеарного магнитного порядка, то есть спиновых текстур. Экспериментальное зондирование магнитного порядка осуществлялось методом НРС путем изучения свойств коллективных спиновых возбуждений. В дополнение к ферромагнитному спиновому экситону обнаружена новая низкоэнергетическая спиновая мода, свидетельствующая о нарушении спин- вращательной симметрии в основном состоянии. Две спиновые моды демонстрируют ярко выраженное антипересечение в зависимости от фактора заполнения, на которое также влияют двумерный импульс, концентрация ДЭС и наклон магнитного поля. Свойства основного состояния ДЭС промоделированы с использованием метода точной диагонализации, с помощью которого установлено, что смешивание и пересечение уровней Ландау играют ключевую роль в нетривиальной спиновой конфигурации. Соответствующие спиновые текстуры, возникающие при $1 < \nu \lesssim 3/2$, вовлекают орбитальную степень свободы и качественно отличаются от скирмионов. Эксперименты при повышенных температурах показывают разрушение фазы орбитальных спиновых текстур с критической температурой намного ниже зеемановской энергии.

Заключение

В данной диссертационной работе рассмотрен ряд вопросов, касающихся многочастичных эффектов в сильнокоррелированных двумерных электронных системах в квантующем магнитном поле. Большинство исследований проводилось на гетероструктурах MgZnO/ZnO , в которых реализуются высокие значения параметра Вигнера-Зейтса r_s , зеемановского расщепления и рекордно большие электронные подвижности. Эти системы оказались уникальной площадкой для проявления необычных квантово-холловских явлений, где переигрываются орбитальная и спиновая степени свободы, а главные метаморфозы обусловлены многочастичным кулоновским взаимодействием. Несмотря на существование многих других двумерных материалов с необычными свойствами, важный аспект в исследовании гетероструктур MgZnO/ZnO состоял в их прямозонности, которая открывает доступ к исследованию посредством оптических экспериментальных методик. Это значительно расширило возможности детального изучения свойств двумерных электронных систем с сильным кулоновским взаимодействием и уникальным сочетанием материальных параметров.

Методы оптического зондирования гетероструктур MgZnO/ZnO в ближнем ультрафиолетовом диапазоне были разработаны и использованы для исследования новых фаз и необычных спиновых конфигураций сильнокоррелированных ДЭС, спектра коллективных возбуждений и их дисперсий, ключевых энергетических масштабов и параметров ферми-жидкостных квазичастиц. Также были усовершенствованы вычислительные методы для моделирования основного и возбужденных состояний в режиме квантового эффекта Холла при $r_s \gg 1$, которые, за неимением аналитической теории, способствовали пониманию происходящих многочастичных процессов.

Перечень изученных многочастичных явлений касается нескольких предельных частных случаев - от режима слабого квантования (малые магнит-

ные поля) до ультраквантового режима КЭХ $\nu \lesssim 1$. В наибольших подробностях изучены квантово-холловские состояния $\nu = 1$, $\nu = 2$ и их окрестности. Именно для этих модельных состояний наиболее ярко проявились события по изменению спиновой конфигурации, ферромагнитные фазовые переходы, качественная перестройка спектра коллективных возбуждений и параметров квазичастиц. Кроме того, такие состояния оказались наиболее пригодными и для теоретического описания и сопоставления с расчетами.

Тем не менее, полученные результаты далеко не исчерпывают многообразия коллективных явлений, возникающих в двумерных электронных фермижидкостях в квантующем магнитном поле. Обнаруженные новые фазы КЭХ поддерживают существование коллективных возбуждений с необычными наборами квантовых чисел и законами дисперсии. Полученные косвенные свидетельства о длинных временах жизни требуют подтверждения и исследования кинетических параметров возбуждений и выявления когерентных свойств ансамблей таких частиц. Особенно много загадок нащупывается при нецелочисленных факторах заполнения и в режиме дробного КЭХ. Параметры фермижидкостных квазичастиц радикально перестраиваются при отклонении от целых ν , и наряду с многочастичным взаимодействием, орбитальная и спиновая степени свободы начинают играть свои роли в конструировании новых несжимаемых состояний. Эксперименты по зондированию таких экзотических состояний продолжаются при пониженных температурах и с вовлечением альтернативных оптических методик.

Я искренне признателен Игорю Владимировичу Кукушкину за мощную всестороннюю поддержку на всех этапах выполнения работы, мудрые советы, вдохновляющие обсуждения и прекрасный пример, поданный в работе и в жизни. Хочу поблагодарить Леонида Викторовича Кулика за многолетнее плодотворное сотрудничество, позитивную энергетику и искреннюю любовь к физике, которой он подпитывал все наши научные разговоры. Благодарю Владислава Борисовича Тимофеева за высочайшую планку, которую он задал сотрудникам лаборатории своим личным примером и одновременно за тёплое отношение и интерес, придающие уверенности в работе. Благодарю Вадима Евгеньевича Кирпичева за помощь, многочисленные рациональные советы в проведении эксперимента и главное - позитив во всём. Я признателен за огромную помощь в

проведении эксперимента и за неподдельный жгучий интерес к нашим общим исследованиям Кайсину Борису Дмитриевичу. Благодарю своих близких коллег - Кореева Алексея Сергеевича и Бережного Павла Сергеевича - за ответственное и добросовестное отношение к нашим экспериментальным исследованиям, энтузиазм при выполнении новых задумок, аккуратность и профессионализм. Хочу поблагодарить коллектив Лаборатории неравновесных электронных процессов и всего ИФТТ РАН за дружескую и деловую атмосферу. Своих родителей, брата, бабушку, супругу и детей благодарю за всё, что делает меня счастливым, придаёт мне сил и энергии.

Список сокращений

ДЭС	- двумерная электронная система
2D	- двумерный
УЛ (LL)	- уровень Ландау
ФЖ (FL)	- ферми-жидкость
КЭХ	- квантовый эффект Холла
КХФ	- квантово-холловский ферромагнетик
НРС	- неупругое рассеяние света
ФЛ	- фотолюминесценция
ПСФ (RPA)	- приближение случайных фаз
ПХФ (HFA)	- приближение Хартри-Фока
ТД (ED)	- точная диагонализация
CDW	- волна зарядовой плотности
ISB	- межподзонный
CDE	- возбуждение зарядовой плотности
SDE	- возбуждение спиновой плотности
SPE	- одночастичное возбуждение
SE	- спиновой экситон
L-SE	- низкоэнергетическое спиновое возбуждение
MP	- магнитоплазмон
CSFE	- циклотронный спин-флип экситон
CSFM	- циклотронная спин-флип мода
FM	- ферромагнитный
FMT	- ферромагнитный переход
PM	- парамагнитный

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 / А. В. 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 макрозаполненных 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 $\nu = 2$ / А. В. 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.

Цитированная литература

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. 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.
3. 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.
4. Multivalley two-dimensional electron system in an AlAs quantum well with mobility exceeding $2 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ / Yoon Jang Chung, K. A. Villegas Rosales, H. Deng [et al.] // [Phys. Rev. Mater.](#) — 2018. — Vol. 2. — P. 071001.
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. Ando, T. Electronic properties of two-dimensional systems / Tsuneya Ando, Alan B. Fowler, Frank Stern // [Rev. Mod. Phys.](#) — 1982. — Vol. 54. — P. 437–672.
7. Landau, L. D. The Theory of a Fermi Liquid / L. D. Landau // [Journal of Physics USSR](#). — 1956. — Vol. 3. — P. 920.
8. Мигдал, А. Б. О распределении взаимодействующих ферми-частиц по импульсам / А. Б. Мигдал // [ЖЭТФ](#). — 1957. — Vol. 32. — P. 399.

9. Силин, В. П. К теории плазменных волн в вырожденной электронной жидкости / В. П. Силин // *ЖЭТФ*. — 1958. — Vol. 34. — P. 781.
10. 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.
11. Stern, F. Polarizability of a Two-Dimensional Electron Gas / Frank Stern // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1967. — Vol. 18. — P. 546–548.
12. Grimes, C. C. Observation of Two-Dimensional Plasmons and Electron-Ripplon Scattering in a Sheet of Electrons on Liquid Helium / C. C. Grimes, Gregory Adams // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1976. — Vol. 36. — P. 145–148.
13. Allen, S. J. Observation of the Two-Dimensional Plasmon in Silicon Inversion Layers / S. J. Allen, D. C. Tsui, R. A. Logan // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1977. — Vol. 38. — P. 980–983.
14. 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.
15. Муравьев, В. М. Коллективные плазменные возбуждения в двумерных электронных системах / В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин // [Усп. физ. наук](#). — 2020. — Vol. 190, no. 10. — P. 1041–1061.
16. 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.
17. Tselis, A. C. Theory of collective excitations in semiconductor superlattice structures / A. C. Tselis, J. J. Quinn // [Phys. Rev. B](#). — 1984. — Vol. 29. — P. 3318–3335.
18. Exchange and correlation in the nonhomogeneous electron gas in semiconductor heterojunctions / D. Gammon, B. V. Shanabrook, J. C. Ryan [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1992. — Vol. 68. — P. 1884–1887.

19. Modification of the Intersubband Excitation Spectrum in a Two-Dimensional Electron System under a Perpendicular Magnetic Field / L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2001. — Vol. 86. — P. 1837–1840.
20. Klitzing, K. v. New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance / K. v. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1980. — Vol. 45. — P. 494–497.
21. Ландау, Л. Д. Динамагнетизм металлов / Л. Д. Ландау // *Zs. Phys.* — 1930. — Vol. 64. — P. 629.
22. Stormer, H. Two-dimensional electron correlation in high magnetic fields / H.L. Stormer // [Physica B: Condensed Matter](#). — 1992. — Vol. 177, no. 1-4. — P. 401–408.
23. Tsui, D. C. Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit / D. C. Tsui, H. L. Stormer, A. C. Gossard // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1982. — Vol. 48, no. 22. — P. 1559–1562.
24. Arovas, D. Fractional Statistics and the Quantum Hall Effect / Daniel Arovas, J. R. Schrieffer, Frank Wilczek // [Phys. Rev. Lett.](#).. — 1984. — Vol. 53, no. 7. — P. 722–723.
25. Fractional statistics in anyon collisions / H. Bartolomei, M. Kumar, R. Bisognin [et al.] // [Science](#). — 2020. — Vol. 368, no. 6487. — P. 173–177.
26. Moore, G. Nonabelions in the fractional quantum hall effect / Gregory Moore, Nicholas Read // [Nuclear Physics B](#). — 1991. — Vol. 360, no. 2-3. — P. 362–396.
27. Laughlin, R. B. Anomalous Quantum Hall Effect: An Incompressible Quantum Fluid with Fractionally Charged Excitations / R. B. Laughlin // [Phys. Rev. Lett.](#).. — 1983. — Vol. 50, no. 18. — P. 1395–1398.
28. Jain, J. K. Theory of the fractional quantum Hall effect / J. K. Jain // [Phys. Rev. B](#). — 1990. — Vol. 41, no. 11. — P. 7653–7665.

29. Haldane, F. D. M. Fractional Quantization of the Hall Effect: A Hierarchy of Incompressible Quantum Fluid States / F. D. M. Haldane // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1983. — Vol. 51, no. 7. — P. 605–608.
30. Halperin, B. I. Theory of the quantized Hall conductance / B. I. Halperin // *Helv. Phys. Acta.* — 1983. — Vol. 56. — P. 75–102.
31. [The Quantum Hall Effect](#) / Ed. by Richard E. Prange, Steven M. Girvin. — [S. l.] : Springer New York, 1990.
32. Tong, D. Lectures on the Quantum Hall Effect / David Tong // *arXiv: High Energy Physics - Theory.* — 2016.
33. Lerner, I. V. Mott exciton in a quasi-two-dimensional semiconductor in a strong magnetic field / I. V. Lerner, Yu. E. Lozovik // *JETP.* — 1980. — Vol. 51. — P. 588.
34. 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.
35. Gor'kov, L. P. Contribution to the Theory of the Mott Exciton in a Strong Magnetic Field / L. P. Gor'kov, I. E. Dzyaloshinskii // *JETP.* — 1968. — Vol. 26, no. 2. — P. 449.
36. 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.
37. 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.
38. Kohn, W. Cyclotron Resonance and de Haas-van Alphen Oscillations of an Interacting Electron Gas / W. Kohn // [Phys. Rev.](#) — 1961. — Vol. 123. — P. 1242–1244.

39. 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.
40. Dobers, M. Electron-spin resonance in the two-dimensional electron gas of GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures / M. Dobers, K. v. Klitzing, G. Weimann // [Phys. Rev. B](#). — 1988. — Vol. 38. — P. 5453–5456.
41. Electron g -factor anisotropy in an AlAs quantum well probed by ESR / A. V. Shchepetilnikov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin [et al.] // [Phys. Rev. B](#). — 2015. — Vol. 92. — P. 161301.
42. Anomalous spin resonance around even fillings in the quantum Hall regime / A. V. Shchepetilnikov, A. R. Khisameeva, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin // [Phys. Rev. B](#). — 2021. — Vol. 104. — P. 075437.
43. 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.
44. Ваньков, А. Б. Циклотронные спин-флип возбуждения в двумерных электронных системах в режиме квантового эффекта Холла, Кандидатская диссертация : дисс. канд. физ.-мат. наук / код. спец. 01.04.07. / А. Б. Ваньков ; ИФТТ РАН, Черноголовка. — 2009. — С. 1–134. —
45. Dickmann, S. Zero-momentum cyclotron spin-flip mode in a spin-unpolarized quantum Hall system / S. Dickmann, I. V. Kukushkin // [Phys. Rev. B](#). — 2005. — Vol. 71. — P. 241310.
46. MacDonald, A. H. Hartree-Fock approximation for response functions and collective excitations in a two-dimensional electron gas with filled Landau levels / A. H. MacDonald // [Journal of Physics C: Solid State Physics](#). — 1985. — Vol. 18, no. 5. — P. 1003.
47. MacDonald, A. H. Magnetoplasmon Excitations from Partially Filled Landau Levels in Two Dimensions / A. H. MacDonald, H. C. A. Oji, S. M. Girvin // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1985. — Vol. 55. — P. 2208–2211.

48. Girvin, S. M. Collective-Excitation Gap in the Fractional Quantum Hall Effect / S. M. Girvin, A. H. MacDonald, P. M. Platzman // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1985. — Vol. 54. — P. 581–583.
49. Дикман, С. М. Спиновая релаксация двумерных электронов в сильном магнитном поле при нечетном факторе заполнения уровней Ландау / С. М. Дикман, С. В. Иорданский // [ЖЭТФ](#). — 1996. — Т. 110, № 1. — С. 238.
50. Dickmann, S. Activation energy in a quantum Hall ferromagnet and non-Hartree-Fock skyrmions / S. Dickmann // [Phys. Rev. B](#). — 2002. — Vol. 65. — P. 195310.
51. Dickmann, S. Double-exciton component of the cyclotron spin-flip mode in a quantum Hall ferromagnet / S. Dickmann, V. M. Zhilin // [Phys. Rev. B](#). — 2008. — Vol. 78. — P. 115302.
52. Cyclotron Spin-Flip Excitations in a $\nu = 1/3$ Quantum Hall Ferromagnet / A. B. Van'kov, L. V. Kulik, S. Dickmann [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2009. — Vol. 102. — P. 206802.
53. 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.
54. 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.
55. Luo, W. Zeeman coupling and screening corrections to skyrmion excitations in graphene / Wenchen Luo, R. Côté // [Phys. Rev. B](#). — 2013. — Vol. 88. — P. 115417.
56. Luo, W. Missing fractional quantum Hall states in ZnO / Wenchen Luo, Tapash Chakraborty // [Phys. Rev. B](#). — 2016. — Vol. 93. — P. 161103.
57. 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.

58. Evidence for Skyrmions and Single Spin Flips in the Integer Quantized Hall Effect / A. Schmeller, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, K. W. West // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1995. — Vol. 75. — P. 4290–4293.
59. Direct Measurements of the Spin Gap in the Two-Dimensional Electron Gas of AlGaAs-GaAs Heterojunctions / V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1997. — Vol. 79. — P. 729–732.
60. 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.
61. 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.
62. 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.
63. Optically Pumped NMR Evidence for Finite-Size Skyrmions in GaAs Quantum Wells near Landau Level Filling $\nu = 1$ / S. E. Barrett, G. Dabbagh, L. N. Pfeiffer [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1995. — Vol. 74. — P. 5112–5115.
64. 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.
65. Read, N. Continuum Quantum Ferromagnets at Finite Temperature and the Quantum Hall Effect / N. Read, Subir Sachdev // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1995. — Vol. 75. — P. 3509–3512.
66. 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.

67. Hartree-Fock theory of Skyrmions in quantum Hall ferromagnets / H. A. Fertig, Luis Brey, R. Côté [et al.] // [Phys. Rev. B](#). — 1997. — Vol. 55. — P. 10671–10680.
68. Charged spin-texture excitations and the Hartree-Fock approximation in the quantum Hall effect / H. A. Fertig, L. Brey, R. Côté, A. H. MacDonald // [Phys. Rev. B](#). — 1994. — Vol. 50. — P. 11018–11021.
69. Electronic States in Gallium Arsenide Quantum Wells Probed by Optically Pumped NMR / R. Tycko, S. E. Barrett, G. Dabbagh [et al.] // [Science](#). — 1995. — Vol. 268, no. 5216. — P. 1460–1463.
70. MacDonald, A. H. Skyrmions without Sigma Models in Quantum Hall Ferromagnets / A. H. MacDonald, H. A. Fertig, Luis Brey // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1996. — Vol. 76. — P. 2153–2156.
71. Heat Capacity Evidence for the Suppression of Skyrmions at Large Zeeman Energy / S. Melinte, E. Grivei, V. Bayot, M. Shayegan // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1999. — Vol. 82. — P. 2764–2767.
72. Critical comparison of classical field theory and microscopic wave functions for skyrmions in quantum Hall ferromagnets / M. Abolfath, J. J. Palacios, H. A. Fertig [et al.] // [Phys. Rev. B](#). — 1997. — Vol. 56. — P. 6795–6804.
73. Spectroscopic Evidence for the Localization of Skyrmions near $\nu = 1$ as $T \rightarrow 0$ / P. Khandelwal, A. E. Dementyev, N. N. Kuzma [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2001. — Vol. 86. — P. 5353–5356.
74. Aifer, E. H. Evidence of Skyrmion Excitations about $\nu = 1$ in n -Modulation-Doped Single Quantum Wells by Interband Optical Transmission / E. H. Aifer, B. B. Goldberg, D. A. Broido // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1996. — Vol. 76. — P. 680–683.
75. Absorption Spectrum Around $\nu = 1$: Evidence for a Small-Size Skyrmion / J. G. Groshaus, V. Umansky, H. Shtrikman [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2004. — Vol. 93. — P. 096802.

76. Absorption in the Fractional Quantum Hall Regime: Trion Dichroism and Spin Polarization / J. G. Groshaus, P. Plochocka-Polack, M. Rappaport [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2007. — Vol. 98. — P. 156803.
77. Skyrme Crystal in a Two-Dimensional Electron Gas / L. Brey, H. A. Fertig, R. Côté, A. H. MacDonald // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1995. — Vol. 75. — P. 2562–2565.
78. Collective Excitations, NMR, and Phase Transitions in Skyrme Crystals / R. Côté, A. H. MacDonald, Luis Brey [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1997. — Vol. 78. — P. 4825–4828.
79. 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.
80. 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.
81. Collective Excitations in the Dilute 2D Electron System / M. A. Eriksson, A. Pinczuk, B. S. Dennis [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1999. — Vol. 82. — P. 2163–2166.
82. Cyclotron spin-flip mode as the lowest-energy excitation of unpolarized integer quantum Hall states / L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. Dickmann [et al.] // [Phys. Rev. B.](#) — 2005. — Vol. 72. — P. 073304.
83. 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.
84. 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.

85. Eisenstein, J. P. Bose-Einstein condensation of excitons in bilayer electron systems / J. P. Eisenstein, A. H. MacDonald // [Nature](#). — 2004. — Vol. 432, no. 7018. — P. 691–694. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/nature03081>.
86. Mg_xZn_{1-x}O as a II–VI widegap semiconductor alloy / A. Ohtomo, M. Kawasaki, T. Koida [et al.] // [Applied Physics Letters](#). — 1998. — Vol. 72, no. 19. — P. 2466–2468.
87. Kozuka, Y. Challenges and opportunities of ZnO-related single crystalline heterostructures / Y. Kozuka, A. Tsukazaki, M. Kawasaki // [Applied Physics Reviews](#). — 2014. — Vol. 1, no. 1. — P. 011303.
88. Magnesium Doping Controlled Density and Mobility of Two-Dimensional Electron Gas in Mg_xZn_{1-x}O/ZnO Heterostructures / J. Falson, D. Maryenko, Y. Kozuka [et al.] // [Applied Physics Express](#). — 2011. — Vol. 4. — P. 091101.
89. Observation of the fractional quantum Hall effect in an oxide / A. Tsukazaki, S. Akasaka, K. Nakahara [et al.] // [Nature Materials](#). — 2010. — Vol. 9, no. 11. — P. 889–893.
90. Temperature-Dependent Magnetotransport around $\nu = 1/2$ in ZnO Heterostructures / D. Maryenko, J. Falson, Y. Kozuka [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2012. — Vol. 108. — P. 186803.
91. 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.
92. 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.
93. 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.

94. Low-Density Spin Susceptibility and Effective Mass of Mobile Electrons in Si Inversion Layers / V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, H. Kojima [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2002. — Vol. 88. — P. 196404.
95. Two-dimensional magnetotransport in AlAs quantum wells / T. P. Smith, W. I. Wang, F. F. Fang, L. L. Chang // [Phys. Rev. B.](#) — 1987. — Vol. 35. — P. 9349–9352.
96. 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.
97. De Poortere, E. P. Critical Resistance in the AlAs Quantum Hall Ferromagnet / E. P. De Poortere, E. Tutuc, M. Shayegan // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2003. — Vol. 91. — P. 216802.
98. Ising Quantum Hall Ferromagnet in Magnetically Doped Quantum Wells / J. Jaroszyński, T. Andrearczyk, G. Karczewski [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2002. — Vol. 89. — P. 266802.
99. Ising quantum Hall ferromagnetism in InSb-based two-dimensional electronic systems / J. C. Chokomakoua, N. Goel, S. J. Chung [et al.] // [Phys. Rev. B.](#) — 2004. — Vol. 69. — P. 235315.
100. Suppression of the Landau-level coincidence: A phase transition in tilted magnetic fields / S. Koch, R. J. Haug, K. v. Klitzing, M. Razeghi // [Phys. Rev. B.](#) — 1993. — Vol. 47. — P. 4048–4051.
101. Electronic Transport Properties of the Ising Quantum Hall Ferromagnet in a Si Quantum Well / K. Toyama, T. Nishioka, K. Sawano [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2008. — Vol. 101. — P. 016805.
102. 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.

103. Kukushkin, I. Magneto-optics of strongly correlated two-dimensional electrons in single heterojunctions / I.V. Kukushkin, V.B. Timofeev // [Advances in Physics](#). — 1996. — Vol. 45, no. 3. — P. 147–242.
104. Magneto-photoluminescence of charged excitons from $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ heterojunctions / T. Makino, Y. Segawa, A. Tsukazaki [et al.] // [Phys. Rev. B](#). — 2013. — Vol. 87. — P. 085312.
105. Zinc Oxide: From Fundamental Properties Towards Novel Applications / C. Klingshirn, B. Meyer, A. Hoffmann [et al.]. — [S. l. : s. n.], 2010. — ISBN: [978-3-642-10576-0](#).
106. [Light Scattering in Solids IV](#) / Ed. by M. Cardona, G. Güntherodt. — [S. l.] : Springer Berlin Heidelberg, 1984. — P. 5–150.
107. Hamilton, D. C. [Light Scattering Spectra of Solid](#) / D. C. Hamilton, A. L. McWhorter ; Ed. by George B. Wright. — [S. l.] : Springer Berlin Heidelberg, 1969. — P. 309.
108. 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.
109. Galitski, V. M. Universal temperature corrections to Fermi liquid theory in an interacting electron system / V. M. Galitski, S. Das Sarma // [Phys. Rev. B](#). — 2004. — Vol. 70. — P. 035111.
110. Burkard, G. Noise of entangled electrons: Bunching and antibunching / G. Burkard, D. Loss, E. V. Sukhorukov // [Phys. Rev. B](#). — 2000. — Vol. 61. — P. R16303–R16306.
111. Drummond, N. D. Quantum Monte Carlo study of the ground state of the two-dimensional Fermi fluid / N. D. Drummond, R. J. Needs // [Phys. Rev. B](#). — 2009. — Vol. 79. — P. 085414.
112. Бычков, Ю. А. Почти идеальный двумерный ферми-газ в слабом магнитном поле / Ю. А. Бычков, А. В. Колесников // [ЖЭТФ](#). — 1995. — Vol. 107. — P. 1933.

113. Yoshioka, D. Ground state of the two-dimensional charged particles in a strong magnetic field and the fractional quantum Hall effect / D. Yoshioka // [Phys. Rev. B](#). — 1984. — Vol. 29. — P. 6833–6839.
114. Haldane, F. D. M. Finite-Size Studies of the Incompressible State of the Fractionally Quantized Hall Effect and its Excitations / F. D. M. Haldane, E. H. Rezayi // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1985. — Vol. 54. — P. 237–240.
115. 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.
116. Smith, A. P. Quasiparticle effective mass and enhanced g factor for a two-dimensional electron gas at intermediate magnetic fields / A. P. Smith, A. H. MacDonald, G. Gumbs // [Phys. Rev. B](#). — 1992. — Vol. 45. — P. 8829–8832.
117. Дикман, С. М. Экситонное представление. Спектры коллективных возбуждений в режиме квантового эффекта Холла. Спиновый биэкситон / С. М. Дикман, В. М. Жилин, Д. В. Кулаковский // [ЖЭТФ](#). — 2005. — Т. 128. — С. 1025.
118. 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.
119. Correlation-Enhanced Effective Mass of Two-Dimensional Electrons in $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ Heterostructures / Y. Kasahara, Y. Oshima, J. Falson [et al.] // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2012. — Vol. 109. — P. 246401.
120. 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.
121. 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.

122. 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.
123. 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.
124. 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.
125. Fang, F. F. Negative Field-Effect Mobility on (100) Si Surfaces / F. F. Fang, W. E. Howard // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1966. — Vol. 16. — P. 797–799.
126. 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.
127. Kukushkin, I. V. Renormalization of the spectrum of in-depth excitations below the Fermi level in a two-dimensional electron system with strong interaction / I. V. Kukushkin, S. Schmult // [Phys. Rev. B](#). — 2020. — Vol. 101. — P. 235152.
128. Spin-density waves in a quasi-two-dimensional electron gas / D. Gammon, B. V. Shanabrook, J. C. Ryan, D. S. Katzer // [Phys. Rev. B](#). — 1990. — Vol. 41. — P. 12311–12314.
129. Collapse of the Hartree term of the Coulomb interaction in a very dilute 2D electron gas / S. Ernst, A. R. Goñi, K. Syassen, K. Eberl // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1994. — Vol. 72. — P. 4029–4032.
130. MgZnO/ZnO heterostructures with electron mobility exceeding $1 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ / J. Falson, Y. Kozuka, M. Uchida [et al.] // [Scientific Reports](#). — 2016. — Vol. 6. — P. 26598.

131. 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.
132. Mihalek, I. Landau-level mixing and skyrmion stability in quantum Hall ferromagnets / I. Mihalek, H. A. Fertig // [Phys. Rev. B.](#) — 2000. — Vol. 62. — P. 13573–13578.
133. Silin, V. P. The Oscillations of a Degenerate Electron Fluid / V. P. Silin // JETP. — 1959. — Vol. 8. — P. 870.
134. 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.
135. 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.
136. 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.
137. 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.
138. 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.