Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 2, с. 112 – 125 

# Многочастичные эффекты в спектре коллективных возбуждений сильно взаимодействующих двумерных электронных систем (Миниобзор)

*А. Б. Ваньков*[+*1)], *И. В. Кукушкин*[+*]

[+]*Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 101000 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 26 ноября 2020 г.
После переработки 26 ноября 2020 г.
Принята к публикации 26 ноября 2020 г.

Дан обзор необычных многочастичных эффектов в квантующих магнитных полях, проявляющихся в сильно взаимодействующих двумерных электронных системах в гетероструктурах MgZnO/ZnO. Исследования проведены методом неупругого рассеяния света на двумерных системах с уникальными свойствами – сильным кулоновским взаимодействием, характеризующимся значениями параметра Вигнера–Зейтца $r_s > 5$ и одновременно с высокой подвижностью. Исследования сосредоточены на свойствах коллективных возбуждений в сильных магнитных полях, соответствующих режиму целочисленного квантового эффекта Холла. Многие результаты, касающиеся как структуры основного состояния, так и многочастичных вкладов в энергию коллективных возбуждений, выходят далеко за рамки устоявшихся представлений о микроскопическом строении состояний квантового эффекта Холла в слабовзаимодействующих системах. Несмотря на отсутствие строгой теории двумерных электронных систем при $r_s \gg 1$, экспериментальные результаты адекватно описываются и соотносятся с расчетами методом точной диагонализации и ферми-жидкостной моделью.

DOI: 10.31857/S1234567821020063

**Введение.** Теория ферми-жидкости Ландау [1] эффективна для описания свойств сильно взаимодействующих систем фермионов, даже когда неизвестен точный характер межчастичных корреляций. Хотя теория первоначально разрабатывалась для систем с непрерывным энергетическим спектром, а основные выводы применимы к квазичастицам вблизи поверхности Ферми, существует отдельный класс задач, где обязаны проявляться свойства всего коллектива как единого целого. Это двумерные электронные системы (ДЭС) в квантующих магнитных полях. Особенностью таких систем является вырождение энергетического спектра заряженных частиц – будь то электроны или ферми-жидкостные квазичастицы. Поэтому исследование двумерных ферми-жидкостей в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) открывает перспективы как зондирования параметров коллектива квазичастиц, так и метаморфоз сильно коррелированных квантовых фаз.

Физические основы состояний целочисленного КЭХ наилучшим образом изучены и описаны в ДЭС, в которых масштаб межчастичного кулоновского взаимодействия значительно меньше средней кинетической энергии, т.е. параметр Вигнера–Зейтца или аналогичный ему параметр смешивания уровней Ландау $r_c = (e^2/\varepsilon\ell_b)/\hbar\omega_c \ll 1$, где $\ell_b$ – магнитная длина. Тогда основное состояние системы представимо в терминах полностью или частично заполненных уровней Ландау, разделенных щелями масштаба одночастичной зеемановской или циклотронной энергий. Поэтому целочисленный КЭХ со времен его открытия считался суть одночастичным явлением, имея схожие признаки в полупроводниковых гетероструктурах различного типа [2]. Коллективные эффекты проявлялись лишь как слабое возмущение к энергетическому спектру возбуждений. С появлением гетероструктур MgZnO/ZnO с высокоподвижными сильно взаимодействующими ДЭС [3] стало возможным зондировать физические аспекты КЭХ в противоположном пределе – когда кулоновское взаимодействие доминирует над кинетический энергией. Формально иерархия уровней Ландау для электронов теряет смысл из-за кулоновского смешивания, но топологические свойства несжимаемых состояний остаются инвариантными, энергетические щели не закрываются [4]. Таким образом,

1)e-mail: vankov@issp.ac.ru

представляет интерес, в какой мере многочастичное взаимодействие искажает свойства ДЭС, правомерно ли их описывать в терминах электронов либо ферми-жидкостных квазичастиц, модифицируется ли структура основного состояния и энергия остаточного взаимодействия между квазичастицами. Изучение этих аспектов весьма эффективно при зондировании свойств нейтральных возбуждений.

Любые нейтральные возбуждения ДЭС в квантующем магнитном поле вовлекают сразу весь коллектив частиц, и потому в их энергии напрямую проявляются многочастичные вклады. Коллективные возбуждения имеют сохраняющуюся величину импульса, задающего дисперсионную зависимость их энергии [5]. Многочастичный вклад в энергию возбуждений может иметь разную природу – плазменную, корреляционную или обменную – в зависимости от структуры основного состояния и квантовых чисел самого возбуждения [6]. Ограниченный набор возбуждений удавалось зондировать магнитотранспортными методиками, определяя транспортную энергетическую щель состояний [7, 8]. Однако более универсальным стал подход по исследованию спектра низколежащих коллективных возбуждений методом неупругого рассеяния света (НРС) с изменяемым импульсом передачи. Этот метод применим для зондирования возбуждений как зарядовой, так и спиновой плотности. Ввиду относительной малости световых импульсов методом НРС можно исследовать лишь длинноволновую область дисперсии возбуждений. Это дает и определенные преимущества – на коллективные возбуждения при малых импульсах практически не влияет остаточный беспорядок в системе, и также для некоторых типов возбуждений ДЭС остаются справедливыми определенные инварианты – одночастичная циклотронная энергия и зеемановская энергия. Это позволяет в частных случаях явно выделить кулоновский вклад в энергию возбуждений на фоне одночастичного.

В следующих разделах будут разобраны результаты экспериментального и теоретического исследования свойств коллективных возбуждений в ДЭС на основе гетероструктур MgZnO/ZnO. Будут обсуждаться как простейшие возбуждения типа магнитоплазменных или спиновых, так и комбинированные циклотронные спин-флип возбуждения, в которых отчетливо проявляются многочастичные энергетические вклады. В подробностях описан энергетический спектр и спиновая конфигурация состояний КЭХ с факторами заполнения $\nu = 1$ и $\nu = 2$. Описаны условия и механизм возникновения ферромагнитного фазового перехода при $\nu = 2$, а также перенормированные параметры квазичастичных уровней Ландау. Также обсуждаются условия возникновения макрозаполненных состояний спин-флип возбуждений вблизи точки неустойчивости при $\nu = 2$.

**Теоретическое моделирование.** В двумерных электронных системах с относительно слабым кулоновским взаимодействием $r_c \ll 1$ основное состояние в режиме КЭХ адекватно моделируется несколькими заполненными спиновыми подуровнями Ландау. Любые нейтральные возбуждения такой системы могут быть представлены как переходы электронов между заполненными и пустыми уровнями Ландау (УЛ). Такие процессы могут рассматриваться в терминах *магнитоэкситонов* – кулоновски связанных пар электрона на верхнем УЛ и дырки на нижнем [5]. Одночастичные энергетические вклады в магнитоэкситонах состоят из циклотронной и/или зеемановской энергий, в соответствии с индексами вовлекаемых УЛ. Структуру многочастичного вклада и его поведение как функции импульса можно описать в рамках теории возмущений по параметру $r_c$ первого, а в некоторых частных случаях – второго порядка малости. В первом порядке все поправки к энергии имеют масштаб $E^{(1)} \sim \hbar\omega_c r_c \sim e^2/\varepsilon\ell_b$, а второго порядка – $E^{(2)} \sim \hbar\omega_c r_c^2 \sim m^* e^4/\varepsilon^2\hbar^2 \sim Ry^*$. Ряд теории возмущений сходится при условии $r_c \ll 1$, а в практических случаях – для ДЭС в гетероструктурах – это требование даже несколько смягчается. Дело в том, что для электронов в двумерном слое конечной толщины расчет энергий многочастичного взаимодействия должен вестись с учетом эффекта геометрического ослабления кулоновского взаимодействия. Поэтому, например, многие эксперименты по зондированию коллективных возбуждений в высокоподвижных ДЭС в GaAs с параметром $r_c \lesssim 2$, прекрасно описывались в приближении Хартри–Фока – как в классификации этих возбуждений, так и в расчете энергетического спектра [9, 10].

Тот же подход к моделированию сильно взаимодействующих ДЭС не оправдан ввиду больших реальных значений параметра $r_s \sim 5-15$ для практически реализуемых систем в ZnO. Значительное смешивание УЛ приводит к неопределенности как в характере корреляций, так и в самой структуре основного состояния ДЭС за счет виртуальных переходов электронов между УЛ. Тем не менее, перераспределение электронов между уровнями не отменяет существования несжимаемых состояний холловских изоляторов [4]. Строгое аналитическое решение задачи с сильным смешиванием УЛ до сих пор отсутствует, однако существует теоретический подход, учитывающий влияние виртуальных переходов между УЛ через введение эффективной поляризуемости ДЭС. По сути, взаимодействие между электронами на УЛ рассматривается в экранированном виде через введение эффективной диэлектрической проницаемости в Фурье-компоненту двумерного кулоновского потенциала $V(q) = 2\pi e^2/\varepsilon q\epsilon(q)$. Для оценочных вычислений статическая проницаемость $\epsilon(q)$ может быть взята в приближении хаотических фаз, а сами многочастичные вклады в энергии ДЭС могут считаться по формулам приближения Хартри–Фока для слабовзаимодействующих частиц. Плюсами этого так называемого *статически экранированного приближения Хартри–Фока* [11] 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, не проясняет характера корреляций, пользуется несжимаемостью системы, но не объясняет ее. Тем не менее, этот подход успешно использовался ранее в задачах о сильно взаимодействующих электронах в графене, ZnO [12, 13] и будет использован ниже для оценок многочастичных вкладов в энергии магнитоэкситонов в важных частных случаях – КЭХ с $\nu = 1$ и $\nu = 2$.

Мощным методом расчета энергетического спектра сильно взаимодействующих систем даже в отсутствие малого параметра возмущения является точная диагонализация энергетического спектра конечного числа электронов в квантующем магнитном поле. В данной работе расчеты выполнялись для электронов в геометрии тора с периодическими граничными условиями с прямоугольной элементарной ячейкой. Для вычисления энергетически выгодного основного состояния системы и спектра нижайших коллективных возбуждений составлялись гамильтоновы матрицы в гильбертовом пространстве многочастичных состояний, соответствующих различным значениям полного спина и импульса системы. После этого вычислялось несколько минимальных собственных значений матриц и из них – структура основного состояния и дисперсия возбуждений. С одной стороны, расчет состояний целочисленного КЭХ методом точной диагонализации значительно менее требователен к вычислительным мощностям компьютера, чем для дробного КЭХ. С другой – в системах с сильным смешиванием УЛ должны быть учтены многочастичные состояния с электронами, распределенными по нескольким уровням. Это сильно увеличивает размерность пространства многочастичных конфигураций. Для численного решения задач с максимально возможным числом электронов и УЛ был разработан и внедрен метод обрезания базиса состояний, за счет отбрасывания нереализуемых конфигураций при заданной конечной величине параметра $r_c$. В нижеприведенных результатах по энергии коллективных возбуждений в режиме целочисленного КЭХ количество электронов достигало $N_e = 15{-}20$ при количестве учитываемых УЛ $N_{LL} = 3{-}4$. Это позволило получить результаты для модифицированного масштаба многочастичных энергий в режиме сильного смешивания УЛ. Ниже будет показано, что расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными, на качественном уровне это подтверждается и моделью экранированного приближения Хартри–Фока.

**Образцы и экспериментальная техника.** Экспериментальные исследования проводились на гетероструктурах MgZnO/ZnO, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Двумерная электронная система сформирована вблизи одиночного гетероперехода. Параметры ДЭС в различных образцах отображены в табл. 1.

**Таблица 1.** Параметры ДЭС в использованных гетероструктурах MgZnO/ZnO. $n_s$ – электронная концентрация, $r_s$ – параметр Вигнера–Зейтца, $\mu_t$ – электронная подвижность

| Образец # | $n_s$ ($10^{11}$ см$^{-2}$) | $r_s$ | $\mu_t$ ($10^3$ см$^2$/В·с) |
|---|---|---|---|
| 254 | 1.14 | 11.1 | 710 |
| 259 | 1.8 | 8.9 | 570 |
| 475 | 2.03 | 8.3 | 590 |
| 244 | 2.3 | 7.8 | 400 |
| 427 | 2.8 | 7.1 | 427 |
| 426 | 3.5 | 6.4 | 410 |
| 448 | 4.5 | 5.6 | 250 |
| 302 | 6.3 | 4.7 | 160 |

Оптические измерения проводились преимущественно при температуре 0.35 K в криостате испарения $^3$He. Образцы были установлены на вращательной подвижке для плавного изменения их ориентации по отношению к магнитному полю. Угол наклона контролировался с точностью порядка 0.5°. Приложенное магнитное поле регулировалось в диапазоне от 0 до 15 Т. Фотовозбуждение осуществлялось перестраиваемым лазерным источником – второй гармоникой от Ti-Sp-лазера – в спектральном диапазоне от 365 до 368 нм вблизи энергии прямых межзонных оптических переходов ZnO. Оптический доступ к образцам осуществлялся посредством двух кварцевых световодов, ориентированных под различными углами к нормали образца. Двухсветоводная оптическая схема детектирования использовалась с целью фильтрации паразитного сигнала рамановского рассеяния от самой кварцевой жилы. Характерная плотность мощности возбуждения составляла $< 0.5$ мВт/см$^2$, чтобы исключить оптический разогрев электронной системы. Схема детектирования состояла из одиночного спектрометра, сопряженного с охлаждаемой азотом ПЗС-камерой. Детально оптическая схема и методика измерения спектров двумерной фотолюминесценции и резонансного НРС в гетероструктурах MgZnO/ZnO рассмотрены в [14, 15]. Для *in situ* контроля концентрации ДЭС применялся метод магнитофотолюминесценции – по $1/B$ – периодическим осцилляциям интенсивности и спектрального положения линий люминесценции [14]. Таким же образом определялись значения магнитного поля, соответствующие состояниям целочисленного КЭХ.

**Одночастичные инварианты для коллективных возбуждений.** Вне зависимости от силы кулоновского взаимодействия и степени искажения основного состояния двумерных ферми-жидкостей в квантующем магнитном поле остаются справедливыми определенные симметрийные аргументы касательно энергии простейших коллективных возбуждений. Так, общеизвестна теорема Кона о нулевом многочастичном вкладе в энергию магнитоплазмона (МР) при малых импульсах $q = 0$. Отклонение энергии МР от циклотронной энергии возможно увидеть в длинноволновом пределе из-за плазменного вклада. Причем, теоретически предсказано, что, несмотря на большую величину параметра $r_s$, плазменный вклад все так же хорошо описывается в гидродинамическом приближении $E_{mp} = \sqrt{(\hbar\omega_c)^2 + \omega_p^2(q)}$. В ДЭС на основе ZnO это важное свойство ферми-жидкости оказалось возможным прозондировать двумя способами – (1) методом циклотронного резонанса в СВЧ-диапазоне [16] зондировалась сама величина циклотронной массы и (2) методом НРС зондировался длинноволновый участок дисперсии МР. На рисунке 1 показаны измеренные значения циклотронной массы в зоне проводимости ZnO. Слабая зависимость ее от концентрации в диапазоне 0.28–0.35$m_0$ связана с комбинированным влиянием непараболичности зоны проводимости и кулоновского взаимодействия [17]. Тем не менее, циклотронная масса определяется зонным параметром ZnO $m^* = 0.28m_0$ и не содержит вклада от многочастичных корреляций, экситонного эффекта, как и утверждается теоремой Кона. В экспериментах по НРС была измерена длинноволновая корневая дисперсия двумерного плазмона (см. рис. 2a), и она ве-

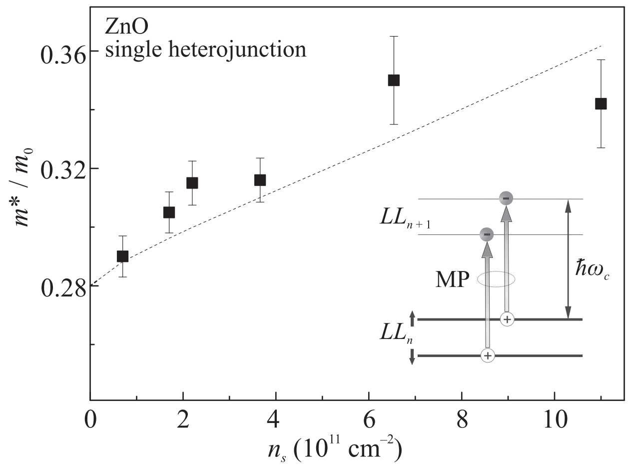


Рис. 1. Зависимость циклотронной массы ДЭС в ZnO от концентрации электронов, измеренная методом оптически детектируемого резонансного микроволнового поглощения [17]. Диаграмма иллюстрирует структуру магнитоплазменных возбуждений

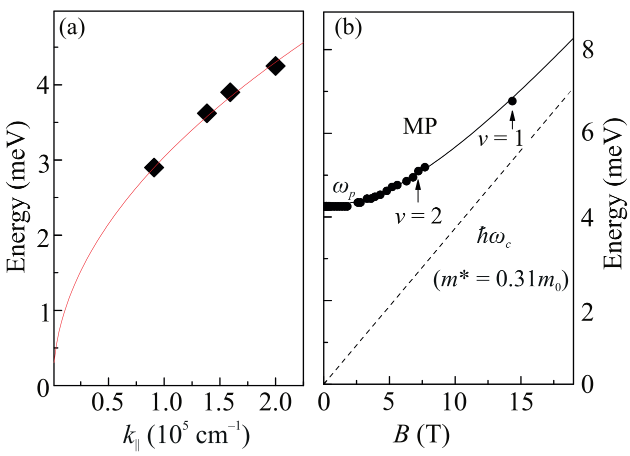


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Дисперсия свободного двумерного плазмона в ДЭС на основе ZnO, измеренная методом НРС для образца S426 с $n_s = 3.5 \times 10^{11}$ см$^{-2}$. Сплошная кривая – аналитическая кривая с параметром массы $m^* = 0.31m_0$, взятой из данных рис. 1. (b) – Магнитополевая эволюция энергии МР для того же образца, величина переданного двумерного импульса $q_{||} = 2 \cdot 10^5$ см$^{-1}$

ликолепно сочетается с классической формулой для плазмы $\omega_p^2(q) = \frac{2\pi n_s e^2 q}{\varepsilon m^*}$. Вслед за ней магнитополевая эволюция магнитоплазмона при фиксированном импульсе (рис. 2b) также демонстрирует классическую зависимость, стартуя с $\omega_p$ при $B = 0$ и с асимптотикой на $\hbar\omega_c$ в пределе больших полей [15, 18]. Эти простые наблюдения доказывают, что магнитоплазмон действительно подчиняется теореме Кона, ведет себя как классическое плазменное возбуждение и не содержит в своей структуре энергии корреляционных и/или обменных вкладов, вообще говоря, доминирующих среди других масштабов энергии.

Второй важный симметрийный аргумент (теорема Лармора) состоит в том, что энергия внутриуровнего спинового экситона (SE) при $q = 0$ не содержит многочастичного вклада, а определяется одночастичной зеемановской энергией. 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. В экспериментах по НРС сигнал от SE дополнительно может быть использован как индикатор спинового упорядочения двумерной системы, степени поляризации. Неизменный зеемановский вклад в энергию спин-флип возбуждений оказывается исключительно важным для расшифровки энергетической структуры коллективных возбуждений, извлечения многочастичного вклада в его длинноволновой дисперсии. Эти вопросы обсуждаются в следующих разделах в состояниях КЭХ $\nu = 1$ и $\nu = 2$. Например, неизменная величина зеемановской энергии входит также в энергетическое расщепление компонент спин-триплетного возбуждения в парамагнитном состоянии КЭХ с $\nu = 2$.

Указанные симметрийные свойства в энергии простейших коллективных возбуждений важны как неотъемлемые свойства ДЭС, так и в плане упрощения идентификации множества соседствующих спектральных пиков НРС – при известных параметрах одночастичных энергий и волновых векторов, переданных 2D-возбуждениям, линии МР и SE идентифицируются сразу. Также важно подчеркнуть для следующих разделов, что кулоновское взаимодействие никоим образом не влияет на величину зеемановского расщепления электронных состояний.

**Измерение обменной энергии квантово-холловского ферромагнетика при $\nu = 1$ по дисперсии спин-флип магнитоэкситонов.** Квантово-холловский ферромагнетик при $\nu = 1$ являет собой простейшее модельное состояние, имеющее минимальное число внутренних степеней свободы и полную спиновую поляризацию. Стабильность холловского ферромагнетика связана с величиной обменного взаимодействия электронов на УЛ, которое зависит от микроскопического устройства основного состояния системы и монотонно растет с электронной плотностью. Ниже будет показано, что характер возрастания драматически зависит от параметра взаимодействия $r_s$.

Простейшее элементарное возбуждение в состоянии $\nu = 1$ представляет собой спиновой экситон. Вероятность возбуждения SE напрямую зависит от заполнения спиновых подуровней и достигает максимума при ферромагнитном упорядочении. Идентификация SE в спектрах неупругого рассеяния света не представляет проблемы, так как это коллективное возбуждение имеет энергию, близкую к одночастичному зеемановскому расщеплению, а также при всех факторах имеет малую спектральную ширину. В окрестности ферромагнитных состояний интенсивность SE может быть использована как инструмент измерения степени спиновой поляризации при вариации фактора заполнения [19]. На рисунке 3a показана последовательность рамановских спектров

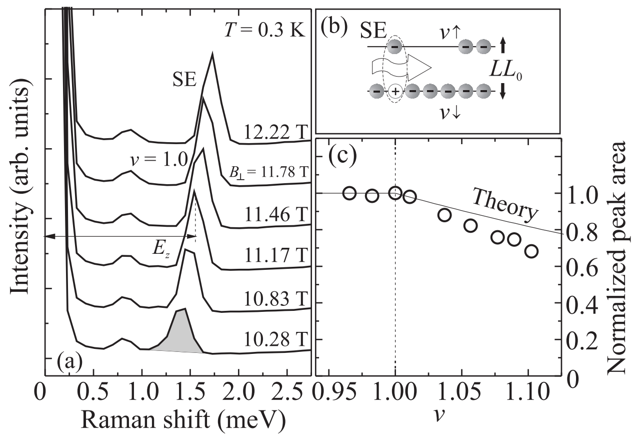


Рис. 3. (a) – Последовательность спектров НРС на спиновом экситоне при вариации магнитного поля в окрестности $\nu = 1$. Измерено на образце S427. Интегральная интенсивность рассеяния считалась как площадь под кривой. (b) – Схема переходов, соответствующих SE. (c) – Нормированная интенсивность линии SE как функция $\nu$ отражает эволюцию спиновой поляризации ДЭС

SE при полях вблизи фактора заполнения $\nu = 1$ на образце S427. Энергетический сдвиг растет с магнитным полем и соответствует величине зеемановской энергии. Показательно ведет себя при этом интегральная площадь пика в зависимости от фактора заполнения (рис. 3c). В диапазоне $0.95 < \nu < 1$ интенсивность SE практически неизменна, указывая на сохранение полной спиновой поляризации при появлении вакантных мест на нижайшем спиновом подуровне. При $\nu \sim 1$ в зависимости обнаруживается излом и при $\nu > 1$ поведение спектральной интенсивности SE имеет монотонно спадающий характер ввиду постепенного заполнения конечного спинового подуровня (рис. 3b). Таким образом, поведение SE как индикатора спиновой поляризации двумерной системы подтверждает спиновую конфигурацию холловского ферромагнетика $\nu = 1$. Правда, в контексте одночастичной иллюстрации рис. 3b скорее следует говорить о заполнении квазичастичных уровней Ландау. Температурная стабильность данного ферромагнитного состояния была изучена в работах [19, 20] и сохраняется до $T \sim E_z$.

При номинально полной спиновой поляризации состояния КЭХ $\nu = 1$ можно зондировать масштаб межчастичной обменной энергии методами, примененными ранее к слабо взаимодействующим ДЭС – по энергии коллективных спин-флип возбуждений [6, 9]. Для исследования оптическими методиками доступны лишь длинноволновые участки дисперсии магнитоэкситонов. Одним из простейших кандидатов является *циклотронное спин-флип возбуждение* (CSFE), которому соответствуют переходы электронов на следующий УЛ с одновременным переворотом спина (см. диаграмму переходов на рис. 4b). Для такого комбинированного

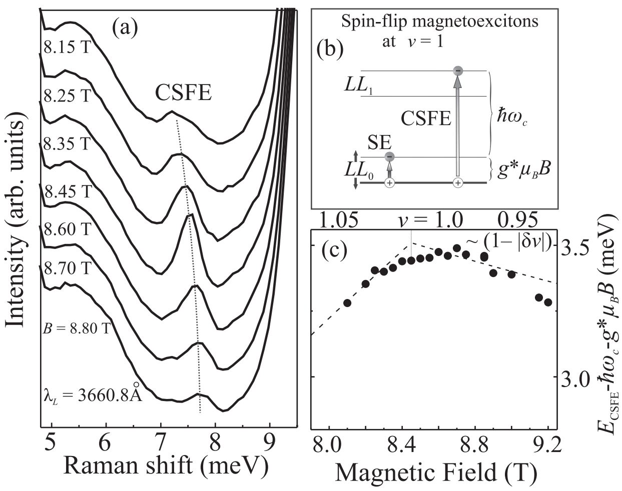


Рис. 4. (a) – Спектры CSFE как функция магнитного поля вблизи $\nu = 1$. Образец S475, $n_s = 2.03 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Температура $T = 0.35$ К. (b) – Диаграммы спин-флип переходов при $\nu = 1$. (c) – Обменный вклад в энергию CSFE как функция фактора заполнения. Штриховые линии соответствуют оценочной зависимости в приближении Хартри–Фока

возбуждения неактуальны симметрийные аргументы, обсуждавшиеся выше для MP и SE, и имеется ненулевой многочастичный вклад в энергию при $q = 0$. А общая его энергия дается выражением:

$$E_{\mathrm{CSFE}} = \hbar\omega_c + E_z + \Delta E(q). \qquad (1)$$

Экспериментальные результаты исследования обменного вклада в энергию CSFE изложены в [21]. В спектрах НРС вблизи $\nu = 1$ линия CSFE проявляется при энергии, существенно превышающей сумму зеемановской и циклотронной энергий (см. рис. 4a). При отклонении от $\nu = 1$ спектральное положение CSFE существенно меняется. Из величины рамановского сдвига может быть мгновенно получен многочастичный вклад $\Delta E(q)$ как функция фактора заполнения. Согласно выражению (1), это делается просто вычитанием одночастичных слагаемых $\hbar\omega_c$ и $E_z$. Максимальная величина обменно-кулоновской энергии в CSFE наблюдается для чисто ферромагнитного состояния, а по обе стороны от $\nu = 1$ энергия убывает (см. рис. 4c). Это качественно объясняется линейным падением обменного вклада $\sim (1 - |\delta\nu|)$ и согласуется с ожидаемым поведением для одномодового представления CSFE (показано штриховыми кривыми). Одновременно увеличивается спектральная ширина линии, что свидетельствует о появлении канала диссоциации CSFE на более простые возбуждения – MP и SE, что также наблюдалось в аналогичных экспериментах на ДЭС в GaAs. Измерения энергии CSFE при $\nu = 1$ были выполнены на пяти гетероструктурах для установления характера роста обменно-кулоновского вклада с электронной плотностью (рис. 5). Именно эти результаты вызывают

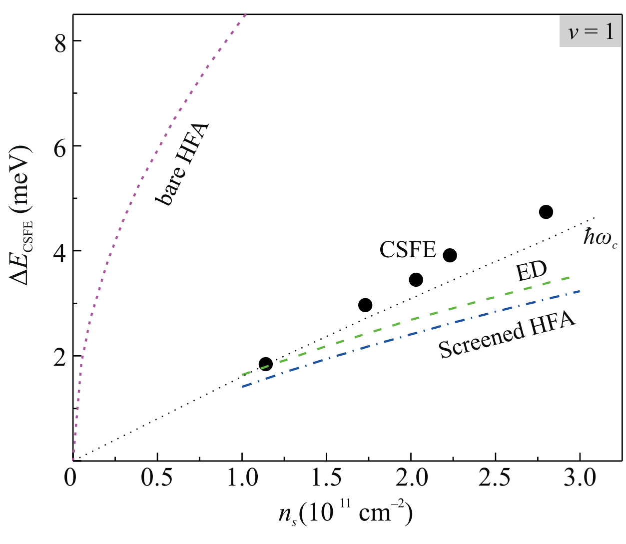


Рис. 5. (Цветной онлайн) Обменный вклад в энергию CSFE при $\nu = 1$ как функция концентрации ДЭС. Символы – экспериментальные данные, пунктирная линия – аналитический ответ в теории возмущений по параметру $r_c$, зеленая штриховая – расчет методом точной диагонализации, синяя штрих-пунктирная – расчет методом экранированного приближения Хартри–Фока

главное удивление – зависимость пиковой величины энергии $\Delta E$ от $n_s$ имеет масштаб, несопоставимый с привычным кулоновским $e^2/\varepsilon l_B$ (показан штриховой линией), а также имеет совершенно иной характер роста – близкий к линейному. Величина обменно-кулоновского вклада в энергии CSFE оказалась масштаба циклотронной энергии (показано пунктиром).

Полученное поведение обменной энергии весьма необычно для квантово-холловских систем, и требует разбирательства, каким образом характер взаимодействия $e^2/\varepsilon l_B$ мог быть преобразован в $\hbar\omega_c$. Для объяснения этого эффекта на качественном уровне были использованы оба вышеописанных подхода – метод экранированного приближения Хартри–Фока и расчет энергетического спектра методом точной диагонализации.

Для оценки многочастичных вкладов в энергию CSFE имеет смысл привести выражения, известные из приближения Хартри–Фока в пределе $r_c \ll \ll 1$ и в них следует учесть экранировку потенциала межчастичного взаимодействия за счет рождения виртуальных электрон-дырочных пар. Это делается посредством модификации Фурье-компоненты кулоновского потенциала $V(q) = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon q}\frac{1}{\epsilon_s(q)}$, где $\epsilon_s(q)$ – статическая диэлектрическая функция, рассчитанная в приближении случайных фаз. Этот подход позволяет адекватно оценить многочастичные энергии формально для произвольного значения параметра $r_s$ [11].

Для модельного состояния, где все электроны заполняют нижайший УЛ, можно получить следующую диэлектрическую функцию [21]:

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

где суммирование ведется по незаполненным УЛ, вовлекаемым в виртуальные переходы.

Такая упрощенная модель взята для оценок и не претендует на строгость, поскольку истинная конфигурация основного состояния $\nu = 1$ неизвестна из-за сильного смешивания УЛ. Легко видеть, что в выражении (2) доминирует второе слагаемое, пропорциональное параметру смешивания УЛ $r_c \gg 1$, что обязано привести к радикальной перенормировке величины многочастичных энергий. Используя приближение Хартри–Фока, эти величины могут быть рассчитаны посредством кулоновских матричных элементов в импульсном представлении. Для энергии CSFE в пределе $q = 0$ это дается выражением [9]:

$$\Delta E^{q=0}_{\mathrm{CSFE}} = \frac{1}{(2\pi)^2}\int d^2p\,\frac{2\pi e^2}{\varepsilon p}\frac{1}{\epsilon_s(p)}\frac{p^2 l_B^2}{2}e^{-p^2 l_B^2/2}. \tag{3}$$

Энергия CSFE, вычисленная таким образом, действительно оказывается порядка $\hbar\omega_c$ при условии $r_c \gg 1$. Арифметически, это есть результат подавления кулоновского взаимодействия в подинтегральном выражении при $pl_B \sim 1$, когда экранирующий фактор достигает своей максимальной величины $\epsilon_s \sim r_c$. Результаты оценок для актуального диапазона электронных концентраций приведены штрих-пунктирной линией на рис. 5. В этих вычислениях также был принят во внимание геометрический форм-фактор для реальных гетероструктур. При всей грубости использованного подхода для оценки обменно-кулоновского вклада, результирующая кривая весьма близка к экспериментальному ответу, и сходимость улучшается при малых $n_s$ (больших $r_c$).

Для того, чтобы оценить влияние перераспределения электронов по УЛ на полученный характер зависимости, можно несколько уменьшить степень произвола выбора основного состояния системы и соответствующий вид экранирующей функции. Это было проделано в численном расчете энергии CSFE методом точной диагонализации $N = 11$ электронов в базисе состояний на $N_{LL} = 3$ нижайших УЛ. В этом подходе уже явно учтены корреляции в распределении электронов по трем уровням, поэтому экранирующий фактор для кулоновского потенциала следует вычислять с учетом виртуальных переходов лишь на следующие неучтенные УЛ. Таким образом, суммирование в выражении (2) начнется при $m \geq 3$. Вычисления энергии CSFE проводились с использованием матричных элементов кулоновского потенциала, явно приведенных в [13]. Получившаяся энергия CSFE (возбужденное состояние с $\delta S_z = +1$ и $\delta n = 1$) для набора актуальных концентраций построена на рис. 5 штриховой линией и находится в хорошем согласии с экспериментом. Расчет методом точной диагонализации с большим числом явных УЛ не проводился, так как это неизбежно потребовало бы уменьшения числа электронов и загрубило бы результат. Таким образом, получившаяся качественная зависимость многочастичного вклада в энергии CSFE от концентрации близка к линейной и подтверждает факт радикальной перенормировки масштаба обменной энергии холловского ферромагнетика. Тем не менее, многочастичная часть энергии CSFE содержит в себе, помимо обменных, еще и корреляционные вклады [9]. Это связано с комбинированной структурой возбуждения, в которое вовлечены изменения как спинового, так и орбитального квантовых чисел.

Отдельно обменный вклад в состоянии КХФ проявляется только в дисперсии внутриуровнего SE. В более ранних экспериментах на GaAs-структурах эта дисперсия явно измерялась [22], а спиновая жесткость имела масштаб $\sim e^2/\varepsilon l_B$ в полном согласии с аналитическим предсказанием по теории Хартри–Фока. Аналогичный эксперимент на сильно взаимодействующих ДЭС в ZnO проведен в работе [23]. Для реализации высокоточных измерений с большим разрешением по энергии и импульсу передачи потребовалось использовать экспериментальную схему с минимальным угловым размытием светового импульса в низкоапертурных кварцевых световодах и вместе с этим – увеличением разрешения спектрометра, работающего во втором порядке дифракции. В этой части эксперимента передаваемый импульс в безразмерных единицах достигал значений $ql_B \sim 0.2$, что уже позволяет приобрести заметный многочастичный вклад в энергию. Из-за малой числовой апертуры использованных световодов (NA $= 0.11$) разброс передаваемых импульсов был минимален и составлял 5–10 %. Также была достигнута высокая точность в определении положения пиков на уровне 3–4 мкэВ.

Как было отмечено выше, в длинноволновом пределе энергия SE равна одночастичной зеемановской, а при слабом отклонении демонстрирует слабую квадратичную дисперсию: $E_{\mathrm{SE}} = E_z + J/2\,(ql_B)^2$, где $J$ – спиновая жесткость, а $ql_B$ – безразмерный волновой вектор. Согласно теории, спиновая жесткость определяется величиной удельной обменной энергии в основном состоянии. Поэтому из крутизны квадратичной дисперсии $J$ можно извлечь величину обменной энергии холловского ферромагнетика. Для извлечения параметра спиновой жесткости из данных о дисперсии SE удобно анализировать длинноволновый фрагмент дисперсии в координатах $E$ vs. $(ql_B)^2$. Экспериментальные точки для дисперсии SE были получены для трех образцов с различными концентрациями и построены на рис. 6a. Видно, что параметр спиновой жесткости (наклон подгоночных прямых) растет при увеличении концентрации. Его величина построена на рис. 6b, где также для сравнения показана прямая для циклотронной энергии. Из графика видно, что спиновая жесткость растет от концентрации/магнитного поля окололинейным образом, по масштабу сопоставима с $\hbar\omega_c$, но в действительности идет заметно ниже.

Таким образом, снова проявилось существенное смягчение масштаба обменной энергии КХФ, но только на этот раз оно может быть количественно охарактеризовано отдельно от прочих многочастичных вкладов. Дисперсия SE при $r_s \gg 1$ была ранее аналитически оценена в формализме экситонного представления [24] и независимо – в ферми-

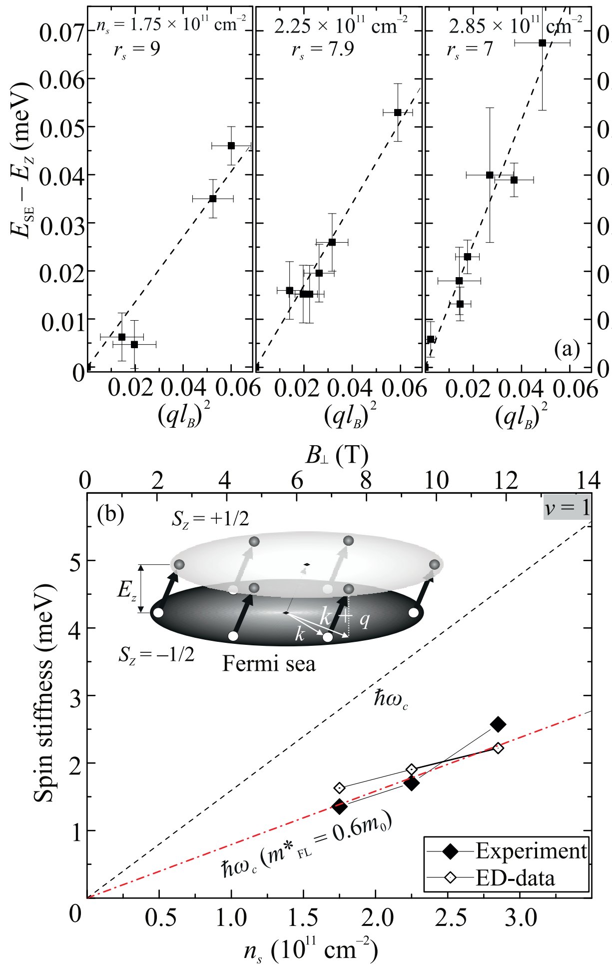


Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – Дисперсии SE в координатах $E$ vs. $(ql_B)^2$ при $\nu = 1$ на трех образцах с разными $n_s$. Наклон подгоночных прямых характеризует параметр спиновой жесткости. (b) – Спиновая жесткость как функция концентрации ДЭС. Черные символы – эксперимент, пустые – расчет методом точной диагонализации, красная штрих-пунктирная прямая – спиновая жесткость как циклотронная энергия с увеличенной массой (см. в тексте)

жидкостном подходе [25]. Оба подхода, хотя и с некоторыми допущениями, предсказали обменную энергию и спиновую жесткость порядка $\hbar\omega_c$. Для получения количественного ответа пришлось снова использовать метод точной диагонализации [23]. Расчеты были проведены для $N_e = 13$, $N_{LL} = 3$ для концентраций $n_s$, соответствующих эксперименту. Спиновая жесткость была извлечена из расчетных дисперсий и приведена на графике рис. 6b пустыми символами. Близкое согласие расчета с экспериментом означает, что параметр наклона линейной зависимости действительно отличается от циклотронной энергии.

Эту же ситуацию можно рассматривать не в формализме электронов на УЛ (вообще говоря, плохо определенных), а в терминах двумерной ферми-жидкости в слабом (!) магнитном поле. Ферми-жидкостные квазичастицы могут иметь две противоположные проекции спина, а в основном состоянии холловского ферромагнетика заполнен только один из ферми-дисков с нижней проекцией спина (см. диаграмму на рис. 6b). Однотипные состояния, отличающиеся лишь проекцией спина, должны иметь зеемановское расщепление по энергии. Простейшее нейтральное возбуждение, которым является SE, можно представить как совокупность одночастичных переходов с заполненной ферми-сферы в вышележащую незаполненную сферу, но в состояния с некоторым смещением по волновому вектору $\mathbf{k} \Rightarrow \mathbf{k}+\mathbf{q}$. Энергия такого одночастичного акта перехода составляет

$$E(\mathbf{k},\mathbf{q}) = E_\uparrow(\mathbf{k}+\mathbf{q}) - E_\downarrow(\mathbf{k}) = E_z + \frac{\hbar^2(\mathbf{k}+\mathbf{q})^2}{2m^*_{FL}} - \frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m^*_{FL}}.$$

Тогда энергия коллективного возбуждения будет являться суперпозицией от таких одночастичных переходов в соответствии с функцией распределения по импульсу ферми-жидкостных квазичастиц в основном состоянии:

$$E_{\mathrm{SE}}(q) = \langle 0| \sum_{\mathbf{k}} E(\mathbf{k},\mathbf{q})\, f(\mathbf{k}) |0\rangle = E_z + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*_{FL}}, \quad (4)$$

где $f(\mathbf{k})$ – функция распределения, четная по импульсу. Из этой простой формулы следует, что SE в ферми-жидкости должен иметь дисперсию, зависящую от перенормированной массы квазичастиц. Эта же масса войдет и в параметр спиновой жесткости $J = \hbar \frac{eB}{m^*_{FL} c}$. Как известно из экспериментов по магнитофотолюминесценции в ДЭС в ZnO [17, 26], ферми-жидкостная масса квазичастиц при концентрациях, актуальных для рис. 6, имеет величину $m^*_{FL} \sim 0.6 m_0$, т.е. примерно вдвое превышает циклотронную массу. Соответствующая расчетная спиновая жесткость как функция концентрации показана штрих-пунктирной прямой на рис. 6b и прекрасно согласуется с экспериментальным результатом.

**Ферромагнитный переход при факторе заполнения $\nu = 2$.** Порядок следования спиновых УЛ в ДЭС может претерпевать качественную трансформацию в зависимости от соотношения спинового и орбитального расщеплений. Так при целочисленных факторах заполнения спонтанное переключение между спиновыми конфигурациями возможно при пересечении спиновых подуровней с различными орбитальными индексами. Это достижимо в наклонном магнитном поле при условии:

$$E_z/(\hbar\omega_c) = (g^* m^*)/\cos\Theta = j, \quad (5)$$

где $\Theta$ – угол наклона магнитного поля, а $j$ – натуральное число. Энергетически эквивалентными оказываются основные состояния ДЭС с противоположными ориентациями спина верхнего заполненного подуровня. Преобразования системы могут описываться в терминах модели Изинга с “легкой осью”, в которой также можно описывать механизм формирования доменов, их термодинамику, магнитный гистерезис и другие эффекты. Это феноменологическое описание было успешно применено для фазовых переходов в многочисленных полупроводниковых гетероструктурах – GaInAs, AlAs, (Cd,Mn)Te, InSb, Si/SiGe и других. При этом в большинстве структур эффект основан на одночастичных свойствах энергетического спектра и реализован лишь вследствие большого наклона магнитного поля.

Физика изинговых холловских ферромагнетиков становится многочастичной в сильновзаимодействующих электронных системах. Так в гетероструктурах на основе MgZnO/ZnO с высокоподвижными ДЭС и значениями параметра $r_s \sim 10$ имеет место доминирование характерной обменной энергии над кинетической, а ферромагнитная спиновая конфигурация может оказаться энергетически выгоднее парамагнитной. В терминах феноменологической модели Изинга происходит существенная Ферми-жидкостная перенормировка спинового и орбитального расщеплений квазичастичных УЛ [27, 28], а ферромагнитный переход может произойти из-за увеличения спиновой восприимчивости $g^*m^*$ в соотношении (5).

В работе [29] магнитооптическими методами было проведено изучение фазовой диаграммы состояния КЭХ с $\nu = 2$. Методическим инструментом исследования спиновой конфигурации холловских состояний служило скачкообразное изменение сигнала НРС на SE и одновременно преобразование спектра фотолюминесценции. Для серии образцов с концентрациями в диапазоне от $1.14\times$ до $4.5 \times 10^{11}$ см$^{-2}$ были экспериментально подобраны критические углы, при которых происходит фазовый переход при $\nu = 2$. Из полученной зависимости (рис. 7a) можно сделать вывод, что критический угол для достижения ферромагнитной неустойчивости есть функция концентрации, причем при ее уменьшении величина требуемого угла наклона уменьшается. При $n_s \lesssim 1.8 \times 10^{11}$ см$^{-2}$ корреляции в электронной системе приводят к спонтанной перестройке спиновой конфи-

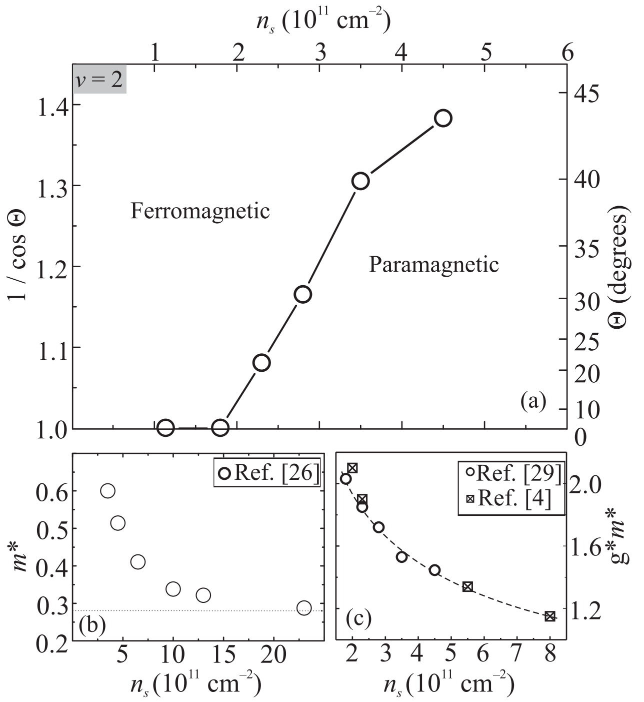


Рис. 7. (a) – Фазовая диаграмма перехода FM-PM при $\nu = 2$. (b) – Ферми-жидкостная перенормировка эффективной массы электронов в ZnO как функция концентрации. (c) – Перенормированная спиновая восприимчивость как функция концентрации

гурации уже без наклона. Чисто эмпирически можно трактовать возникновение ферромагнитной неустойчивости в терминах пересечения спиновых УЛ, но только с перенормированными параметрами спинового и орбитального расщеплений (см. рис. 7c, где также приведены данные магнитотранспортных исследований [4]). Следует отметить, что четырехкратно перенормированная спиновая восприимчивость $g^*m^*$ имеет сопоставимый вклад как от перенормированной массы, так и от $g$-фактора. Для сравнения на рис. 7b показана зависимость ферми-жидкостной массы от концентрации, измеренная методом магнитофотолюминесценции [26]. Немаловажно, что перенормировка параметров квазичастичных уровней Ландау проявляются при тех же самых условиях и с теми же симптомами не только для фактора заполнения $\nu = 2$, но и для других четных факторов заполнения $\nu = 4$, $\nu = 6$, и также наблюдаются изинговые фазовые переходы при нечетных ($\nu = 3$, $\nu = 5, ...$) факторах заполнения, как описано в [29, 30].

Термодинамическая устойчивость ферромагнитной фазы при $\nu = 2$ не столь выдающаяся, как для холловского ферромагнетика $\nu = 1$. Характерный масштаб температур, разрушающих спиновую поляризацию данного изингового ферромагнетика составляет $\sim 0.01e^2/\epsilon l_B$ и определяется энергией формирования доменных стенок [30].

Феноменология перехода, тем не менее, не объясняет его причин. Для изучения микроскопического механизма ферромагнитной неустойчивости необходимо знать, чем определяется величина энергетических щелей для FM- и PM-фаз. Далее приведены результаты исследований нижайших по энергии коллективных возбуждений при $\nu = 2$ в сильно взаимодействующих ДЭС на основе ZnO. Методом НРС исследовано поведение низкоэнергетических спин-флип возбуждений в обеих фазах состояния КЭХ $\nu = 2$ в зависимости от электронной концентрации. При уменьшении электронной концентрации эта щель обнаруживает тенденцию к смягчению, что приводит к неустойчивости парамагнитной фазы и лавинообразному спин-флип переходу.

Простейшие коллективные возбуждения в парамагнитной фазе $\nu = 2$ связаны со спин-флип переходами электронов на следующий УЛ (см. диаграмму на рис. 8a). Такие возбуждения имеют три спиновых компоненты и называются циклотронными спин-флип магнитоэкситонами (CSFM) [10]. Спиновая симметрия основного состояния гарантирует невозмущенный вклад от зеемановской энергии в расщепление CSFM (показаны разными символами на рис. 8a). Устойчивость парамагнитного состояния $\nu = 2$ определяется энергией нижайшего коллективного возбуждения, поэтому была изучена эволюция энергии нижайшей спиновой компоненты CSFM от параметров системы. В энергии всех спиновых компонент CSFM, помимо одночастичных вкладов, есть значительный корреляционный вклад:

$$E_{\text{CSFM}}(k) = \hbar\omega_c + E_z\,\delta S_z - \Delta E_{\text{corr}}(k). \qquad (6)$$

Корреляционный сдвиг $\Delta E_{\text{corr}}(k)$ уменьшает энергию всех компонент триплета CSFM на величину, составляющую значительную долю циклотронной энергии – в эксперименте это видно как сдвиг центра триплета ниже $\hbar\omega_c$. Наиболее значимым наблюдением является зависимость энергии возбуждения CSFM ($\delta S_z = -1$) при изменении концентрации электронов $n_s$ при условии нормальной ориентации магнитного поля (рис. 8a). Видно, что она имеет тенденцию к смягчению. Ввиду экспериментального ограничения по минимальному детектируемому рамановскому сдвигу, оказалось невозможно точно дойти до точки, соответствующей ферромагнитному переходу. Однако из наклона графика можно оценить критическую концентрацию как $\sim 10^{11}$ см$^{-2}$. Качественно понятно, что смягчение возбуждения

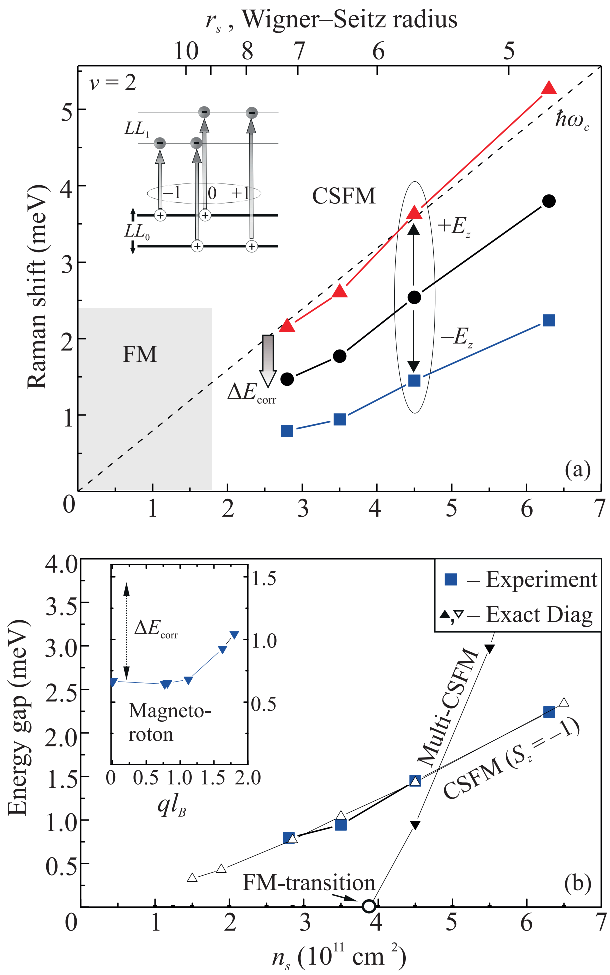


Рис. 8. (Цветной онлайн) (a) – Энергии спин-триплетного возбуждения CSFM при $\nu = 2$ как функция электронной концентрации. Одночастичная диаграмма переходов. (b) – Сравнение экспериментальных значений энергии CSFM ($S_z = -1$) с расчетными. На вставке показана дисперсия с магниторотонным минимумом

CSFM должно приводить к самопроизвольному переключению спиновой конфигурации основного состояния за счет заполнения нижней спиновой компоненты первого УЛ. Однако более детальное рассмотрение механизма показывает важность наличия магниторотонного минимума в дисперсии CSFM. Далее приводится обсуждение этого механизма ферромагнитной неустойчивости.

Отрицательный корреляционный сдвиг спин-триплетных возбуждений наблюдался и ранее в ДЭС на основе GaAs с относительно слабым кулоновским взаимодействием $r_s < 1$. Величина сдвига определялась энергетическими поправками второго порядка по параметру $r_s$ и была существенно меньше циклотронной энергии. Аналогичный подход к расчету кулоновских поправок в ДЭС на основе ZnO не оправдан ввиду условия $r_s \gg 1$. В этих обстоятельствах более уместно вычислять корреляционные энергии методом точной диагонализации гамильтониана. Расчет проводился для концентраций ДЭС, соответствующих эксперименту. Для вычисления CSFM использовался базис многочастичных состояний $N_e = 20$ электронов на трех УЛ. На вставке к рис. 8b показана расчетная дисперсия CSFM ($S_z = -1$) в диапазоне безразмерных импульсов $ql_B \sim 0\ldots2$. Ключевой момент состоит в том, что, помимо отрицательного энергетического сдвига при $ql_B = 0$, вырисовывается ротонный минимум при $ql_B \sim 1$, дополнительно понижающий энергию возбуждения. Возбужденные состояния в ротонном минимуме не детектируются методом неупругого рассеяния по причине малости передаваемого импульса, однако при уменьшении концентрации $n_s$ формально именно они первыми достигают нулевой энергии и предопределяют ферромагнитную неустойчивость. На графике рис. 8b пустые треугольные символы маркируют зависимость расчетной энергии в ротонном минимуме, а квадратными символами – экспериментальные значения энергии CSFM. Из графика видно, что расчетные данные хорошо согласуются с экспериментом. 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 взаимодействовать аттрактивно, т.е. имея отрицательную добавку к суммарной энергии комплексов [31]. Расчетная дисперсия CSFM в диапазоне $ql_B \sim 0\ldots1$ 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 вкладами. Однако при подходе к точке неустойчивости со стороны парамагнитной фазы самой энергетически выгодной становится мультиэкситонная комбинация, вовлекающая сразу весь коллектив электронов (показано закрашенными треугольными символами на рис. 8b). Следовательно, ферромагнитная неустойчивость происходит в результате конкуренции между энергией парамагнитного состояния и когерентного состояния с рождением мульти-CSFM возбуждений. Расчетные значения для критической концентрации несколько превышают экспериментальные данные, что не изменяет ответа по существу, а лишь является проявлением погрешности счета в дискретных моделях.

Спиновая конфигурация ферромагнитной фазы $\nu = 2$ имеет качественно иной характер. Поэтому для рассмотрения механизма неустойчивости в обратном направлении FM$\rightarrow$PM требуется выявить тип нижайшего по энергии коллективного возбуждения. Одним из претендентов является внутриуровневый SE, энергия которого при $q = 0$ обязана совпадать с зеемановским расщеплением. Вторым менее очевидным претендентом является антициклотронный спин-флип (ACSF) магнитоэкситон, возвращающий электроны с заполненного спинового подуровня 1-го УЛ в незаполненные состояния 0-го уровня (см. диаграмму рис. 9). Согласно упрощенной одномодовой модели, энергетическая структура этого возбуждения может быть представлена по аналогии с формулой (6):

$$E_{\mathrm{ACSF}}(k) = -\hbar\omega_c + E_z + \Delta E_{\mathrm{exch}}(k). \qquad (7)$$

Таким образом, циклотронная энергия дает отрицательный вклад, а также имеется ненулевое обменное слагаемое. При такой структуре энергия возбуждения ACSF может стать близкой к нулю. Магнитоэкситоны двух типов SE и ACSF имеют одинаковые спиновые индексы, и потому могут взаимодействовать, а их законы дисперсии– испытывать антипересечение. Это обстоятельство проявляется в результатах расчета методом точной диагонализации нижайших спин-флип возбуждений. На рисунке 9 видно, что в результате антипересечения спин-флип мод в дисперсии нижайшей обнаруживается магниторотонный минимум при $ql_B \sim 1$ и в этом отношении проявляется полная аналогия со свойствами спин-флип возбуждений парамагнитной фазы. Ярким тому экспериментальным подтверждением является наблюдение отрицательной дисперсии гибридного спинового экситона в ферромагнитной фазе $\nu = 2$ при параметрах системы недалеко от точки неустойчивости [32]. Кроме того, расчет энергии кратных спин-флип возбуждений также демонстрирует факт притяжения нижайших спин-флип возбуждений. Так, при параметрах системы недалеко от неустойчивости, энергия двойного спин-флип возбуждения при $q = 0$ оказывается ниже, чем сумма двух магниторотонных возбуждений с противоположными импульсами (расчет энергий показан красными звездочками на рис. 9). В этом отношении проявляется симметрия механизма неустойчивости ферромагнитной фазы к лавинообразному образованию мульти-спин-флип экситонов.

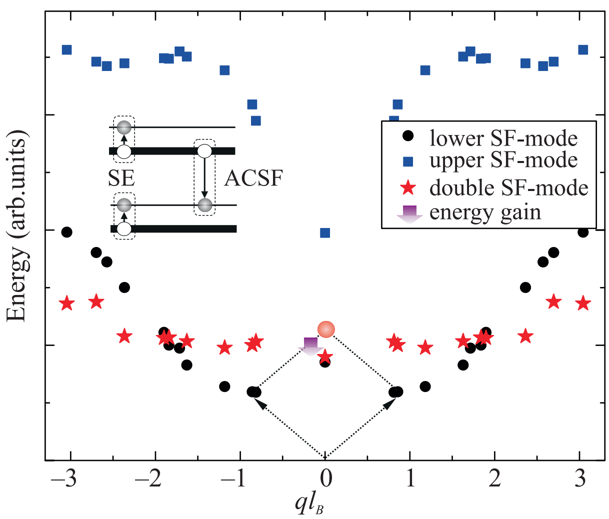


Рис. 9. (Цветной онлайн) Расчетные законы дисперсии двух нижайших гибридных спин-флип возбуждений и также дисперсия моды с двойным переворотом спина в FM-фазе $\nu = 2$. На диаграмме изображены одночастичные переходы, отвечающие возбуждениям SE и ACSF

Наконец, существование долгоживущих магнитоэкситонных состояний в магниторотонном минимуме дисперсии спиновых мод приводит к возможности их макроскопической заселенности. Это проявляется в аномальном нелинейном росте сигнала антистоксового НРС на SE при увеличении оптической накачки [33]. Соотношение спектрального веса антистоксовой и стоксовой компонент SE в ферромагнитной фазе становится порядка единицы (см. рис. 10), что свидетельствует о макрозаполнении экситонных уровней и потенциально может привести к формированию когерентного ансамбля SE.

**Заключение.** В сильновзаимодействующих ДЭС на основе ZnO/MgZnO рассмотрены необычные свойства коллективных возбуждений в квантующих магнитных полях. Представлены результаты экспериментальных работ, выполненных магнитооптическими методами – фотолюминесценции и НРС. Описан характер перенормировки масштабов обменных и корреляционных энергий, определяющих механизмы взаимодействия двумерных электронов при $r_s \gg 1$. Описаны симптомы и механизм возникновения ферромагнитной неустойчивости вблизи

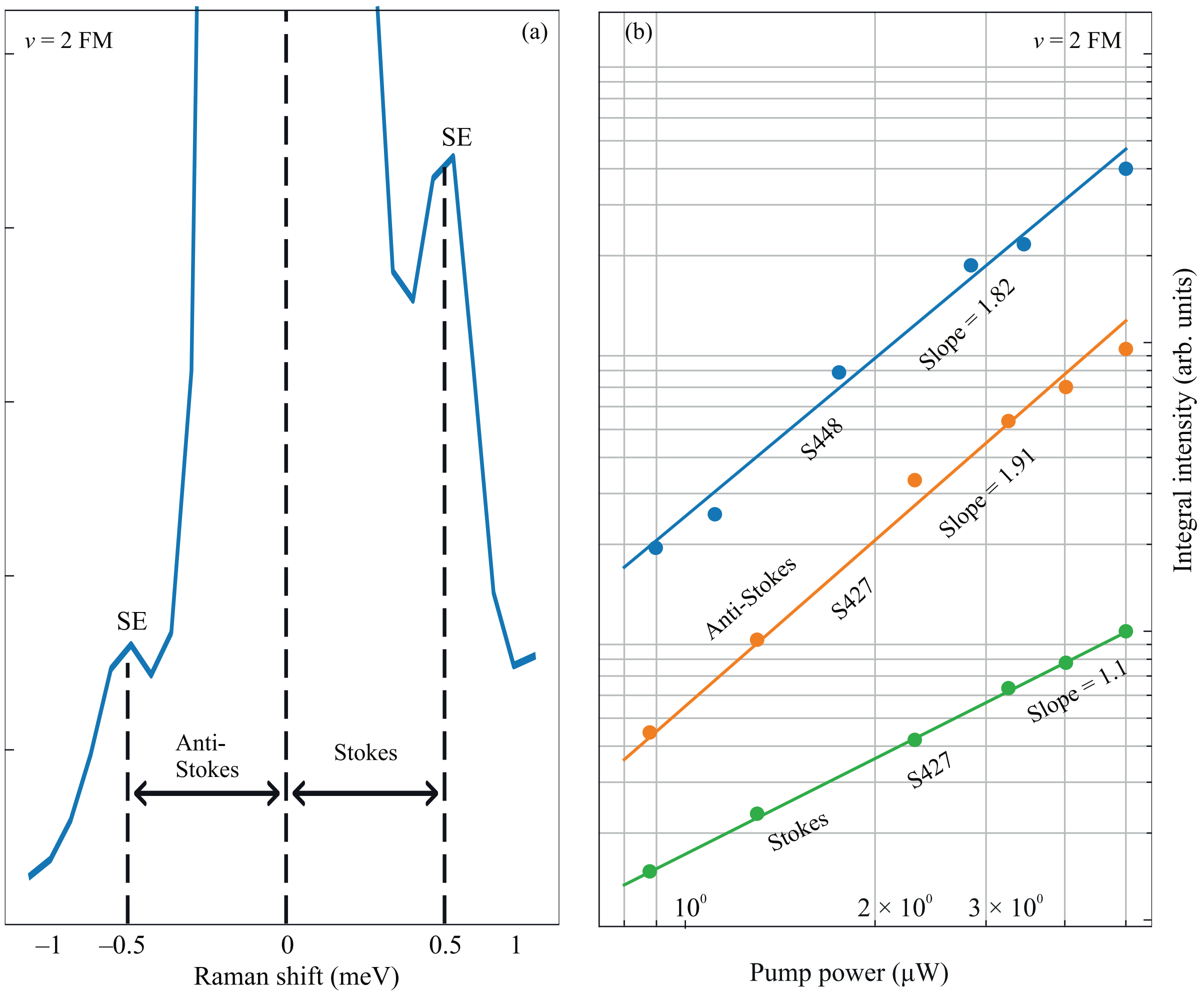


Рис. 10. (Цветной онлайн) (a) – Спектры НРС на SE в FM-фазе $\nu = 2$ в стоксовой и анти-стоксовой областях. Измеряно на образце S427, $B = 6.8$ Т. (b) – Сравнение характера роста интенсивности антистоксовой и стоксовой компонент рассеяния. Представлены данные с разных гетероструктур

состояния КЭХ с фактором заполнения $\nu = 2$. Рассмотрены качественно новые моды спиновых возбуждений, появляющихся вблизи условий ферромагнитного перехода, описано их влияние на устойчивость обеих фаз и возникновение долгоживущих макрозаполненных спин-флип состояний. Экспериментальные данные сопоставлены с существующими теоретическими подходами. На качественном уровне свойства коллективных возбуждений удается объяснить в терминах ферми-жидкостных квазичастиц в квантующем магнитном поле, а количественное согласие удается получить с привлечением численных методов – таких как точная диагонализация спектра конечного числа электронов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проектам # 20-02-00343 (эксперимент по НРС), Российского фонда фундаментальных исследований # 20-02-00177 (эксперимент методом магнитофотолюминесценции, моделирование) и Программы фундаментальных исследований ВШЭ (аналитическое описание в рамках теории Ферми-жидкости).


1. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **30**, 1058 (1956).
2. K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
3. J. Falson, Y. Kozuka, J. H. Smet, T. Arima, A. Tsukazaki, and M. Kawasaki, Appl. Phys. Lett. **107**, 082102 (2015).
4. J. Falson, D. Maryenko, B. Friess, D. Zhang, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, J. Smet, and M. Kawasaki, Nature Phys. **11**, 347 (2015).
5. Ю. А. Бычков, С. В. Иорданский, Г. М. Элиашберг, Письма в ЖЭТФ **33**(3), 152 (1981).
6. C. Kallin and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).

7. A. Usher, R. J. Nicholas, J. J. Harris, and C. T. Foxon, Phys. Rev. B **41**, 1129 (1990).
8. V. T. Dolgopolov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov, D. Schmerek, W. Hansen, J. P. Kotthaus, and M. Holland, Phys. Rev. Lett. **79**, 729 (1997).
9. A. B. Vankov, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, S. Dickmann, V. M. Zhilin, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. **97**, 246801 (2006).
10. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. Dickmann, V. E. Kirpichev, A. B. Van'kov, A. L. Parakhonsky, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. B **72**, 073304 (2005).
11. I. L. Aleiner and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **52**, 11296 (1995).
12. W. Luo and R. Cote, Phys. Rev. B **88**, 115417 (2013).
13. W. Luo and T. Chakraborty, Phys. Rev. B **93**, 161103(R) (2016).
14. V. V. Solovyev, A. B. Van'kov, I. V. Kukushkin, J. Falson, D. Zhang, D. Maryenko, Y. Kozuka, A. Tsukasaki, J. H. Smet, and M. Kawasaki, Appl. Phys. Lett. **106**, 082102 (2015).
15. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, V. E. Kirpichev, V. V. Solovyev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **94**, 155204 (2016).
16. В. Е. Козлов, А. Б. Ваньков, С. И. Губарев, И. В. Кукушкин, Дж. Фалсон, Д. Мариенко, Й. Козука, А. Тсуказаки, М. Кавасаки, Дж. Х. Смет, Письма в ЖЭТФ **98**(4), 251 (2013).
17. V. E. Kozlov, A. B. Van'kov, S. I. Gubarev, I. V. Kukushkin, V. V. Solovyev, J. Falson, D. Maryenko, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, and J. H. Smet, Phys. Rev. B **91**, 085304 (2015).
18. A. B. Vankov, B. D. Kaysin, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **98**, 121412(R) (2018).
19. А. Б. Ваньков, Б. Д. Кайсин, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **110**(4), 268 (2019).
20. A. S. Zhuravlev, A. B. Van'kov, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Umansky, and W. Wegscheider, Phys. Rev. B **77**, 155404 (2008).
21. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **100**, 041407(R) (2019).
22. I. K. Drozdov, L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, V. E. Kirpichev, I. V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, Phys. Rev. Lett. **104**, 136804 (2010).
23. A. B. Van'kov and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **102**, 235424 (2020).
24. S. Dickmann, Phys. Rev. B **65**, 195310 (2002).
25. С. В. Иорданский, А. Кашуба, Письма в ЖЭТФ **75**(7), 419 (2003).
26. V. V. Solovyev and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **96**, 115131 (2017).
27. A. Tsukazaki, A. Ohtomo, M. Kawasaki, S. Akasaka, H. Yuji, K. Tamura, K. Nakahara, T. Tanabe, A. Kamisawa, T. Gokmen, J. Shabani, and M. Shayegan, Phys. Rev. B **78**, 233308 (2008).
28. Y. Kozuka, A. Tsukazaki, D. Maryenko, J. Falson, C. Bell, M. Kim, Y. Hikita, H. Y. Hwang, and M. Kawasaki, Phys. Rev. B **85**, 075302 (2012).
29. A. B. Vankov, B. D. Kaysin, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **96**, 235401 (2017).
30. А. Б. Ваньков, Б. Д. Кайсин, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **107**(2), 110 (2018).
31. S. Dickmann, L. V. Kulik, and V. A. Kuznetsov, Phys. Rev. B **100**, 155304 (2019).
32. A. B. Vankov and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B (2021), to be published.
33. Б. Д. Кайсин, А. Б. Ваньков, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **112**(1), 62 (2020).