

На правах рукописи

Александр Борисович Ваньков

**ЦИКЛОТРОННЫЕ СПИН-ФЛИП  
ВОЗБУЖДЕНИЯ  
В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ  
СИСТЕМАХ  
В РЕЖИМЕ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА  
ХОЛЛА**

Специальность 01.04.07. – физика конденсированного состояния

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

Черноголовка 2009

Работа выполнена в учреждении Российской академии наук Институт  
физики твердого тела РАН

Научный руководитель:  
член. корр. РАН,  
доктор физико-математических наук  
**Игорь Владимирович Кукушкин**

Официальные оппоненты:  
доктор физико-математических наук **Сапега Виктор Федорович**  
доктор физико-математических наук **Волков Владимир Александрович**

Ведущая организация: Институт спектроскопии РАН (Троицк)

Защита состоится “ 22 ” сентября 2009 года в 10.00 часов на заседании  
диссертационного совета Д 002.100.01 при учреждении Российской академии наук  
Институт физики твердого тела РАН по адресу: 142432, г. Черноголовка, Москов-  
ская область, ул. Институтская 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН.

Автореферат разослан “ \_\_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2009 года

Ученый секретарь диссертационного совета  
доктор физико-математических наук

Зверев В.Н.

© Ваньков А.Б., 2009  
© Институт физики твердого тела РАН, 2009  
© Институт проблем химической физики РАН, 2009

## Общая характеристика работы

**Актуальность проблемы.** Одним из наиболее актуальных и интенсивно развивающихся направлений в физике твердого тела уже несколько десятилетий является исследование полупроводниковых низкоразмерных электронных систем. В первую очередь, это связано с открытием принципиально новых фундаментальных физических явлений – целочисленного и дробного квантового эффекта Холла [1, 2]. Кроме того, достигнутый прогресс в области технологии приготовления образцов позволил уменьшить характерные размеры элементов полупроводниковых структур до масштаба, сравнимого с межатомным расстоянием, а число электронов, участвующих в работе полупроводниковых устройств, достигло нескольких десятков и даже единиц. Поэтому внедрение технологии столь высокого уровня оказалось тесно связано с развитием квантовомеханической теории низкоразмерных электронных систем. Специфика такого рода объектов заключается прежде всего в том, что их энергетический спектр во многом определяется размерным квантованием, связанным с ограничением движения носителей в пространстве. Кроме того, экранирование кулоновского взаимодействия в системах пониженной размерности сильно подавлено. Эти факторы усложняют теоретическое моделирование процессов в таких системах и выводят на передний план экспериментальные методы исследования.

Одним из главных требований к экспериментальным образцам для изучения многочастичных квантовых эффектов является высокая электронная подвижность. В этом смысле оптимальными структурами для исследований являются полупроводниковые гетероструктуры, квантовые ямы на основе GaAs/AlGaAs, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Электронные подвижности в таких структурах достигают рекордных величин  $5 \times 10^7$  см<sup>2</sup>/Вс. В GaAs/AlGaAs квантовых ямах, в результате ограничения движения в одном из пространственных направлений, энергетический спектр разбивается на совокупность подзон размерного квантования. Из-за малой эффективной массы энергия размерного квантования для электронов имеет порядок сотен Кельвин. Если эта величина превышает все другие характерные энергии (фермиевскую и тепловую), электроны оказываются вымороженными в нижней подзоне размерного квантования, а динамика электронов становится эффективно двумерной. В присутствии магнитного поля, перпендикулярного плоскости двумерного канала, движение носителей квантуется еще и в плоскости квантовой ямы, а их энергетический спектр преобразуется в совокупность вырожденных уровней Ландау, расщепленных по спине. В пределе больших магнитных полей, когда все электроны находятся на одном или нескольких нижайших спиновых подуровнях, возможна конденсация системы взаимодействующих электронов в квантовую несжимаемую жидкость, соответствующую состояниям целочисленного или дробного квантового эффекта Холла. Одним из важнейших атрибутов квантово-холловских состояний системы является характерная энергия многочастичного кулоновского взаимодействия. Она определяет дисперсию кол-

лективных возбуждений, величину обменной энергии электронов на уровнях Ландау, а в дробных состояниях задает величину энергетической щели.

Прямым методом изучения эффектов многочастичного кулоновского взаимодействия в двумерных электронных системах является измерение энергий и дисперсий коллективных возбуждений. Несмотря на обширную теоретическую литературу, посвященную возбуждениям в двумерных электронных системах, экспериментальные работы долгое время сводились к магнитотранспортным исследованиям. Это связано с тем, что большинство возбуждений неактивны в процессах поглощения электромагнитного возбуждения и не детектируются стандартными методами инфракрасной спектроскопии. В связи с этим, все большую актуальность приобретают исследования двумерных систем методом неупругого рассеяния света (НРС). В отличие от активационного транспорта, дающего информацию о структуре состояний вблизи уровня Ферми, метод неупругого рассеяния света позволяет исследовать весь энергетический спектр двумерных электронных систем. Более того, это прямой метод исследования дисперсии электронных возбуждений.

**Целью диссертационной работы** является экспериментальное исследование коллективных возбуждений в двумерных электронных системах в режимах целочисленного и дробного квантового эффекта Холла, изучение свойств многочастичного кулоновского взаимодействия, которое проявляется в энергии циклотронных спин-флип возбуждений.

**Методы исследований.** Исследования проводились методом неупругого рассеяния света с изменяемым квазипульсом передачи.

**Научную новизну работы** составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

1. Обнаружено новое комбинированное возбуждение – циклотронная спин-флип мода (CSFM), связанное с одновременным изменением орбитального и спинового квантовых чисел. В состоянии КЭХ с фактором заполнения  $\nu = 1$  (холловский ферромагнетик) измерены обменные поправки к энергии возбуждения в зависимости от концентрации и магнитного поля. Измерена зависимость величины обменных поправок от ширины квантовой ямы. Изучены длинноволновые дисперсионные свойства CSFM.
2. Исследована термодинамика холловского ферромагнетика  $\nu = 1$ . Из температурного поведения циклотронной спин-флип моды получена информация об условиях существования и механизме разрушения ферромагнитного порядка в системе. Построена соответствующая фазовая диаграмма.
3. Обнаружены и исследованы циклотронные возбуждения спин-синглетных и спин-триплетных барьерных  $D^-$  комплексов. Кулоновский вклад в их энергию измерен в широком диапазоне магнитных полей и факторов заполнения. Оценена характерная концентрация барьерных  $D^-$  комплексов.

4. Измерены обменные поправки к энергии циклотронных спин-флип возбуждений в состояниях с четными факторами заполнения. Показано, что в этих состояниях циклотронные спин-флип возбуждения являются нижайшими по энергии. В состоянии КЭХ  $\nu = 3$  обнаружены две циклотронные спин-флип моды, измерены их энергии и показано, что эти возбуждения взаимно расталкиваются.
5. Циклотронная спин-флип мода исследована в окрестности состояния дробного квантового эффекта Холла  $\nu = 1/3$ . Ее энергия как функция фактора заполнения имеет строгий максимум при  $\nu = 1/3$ . Измерена зависимость обменного вклада в энергию возбуждения от магнитного поля. Из сравнения измеренных обменных поправок к энергии циклотронной спин-флип моды с теоретическими расчетами, проведенными в рамках существующих моделей, сделано предположение о многоэкситонной структуре данного возбуждения.

**Научная и практическая ценность работы** определяется полученными новыми экспериментальными результатами, дающими информацию об энергетическом спектре коллективных возбуждений в двумерных электронных системах, свойствах основного состояния и роли кулоновского взаимодействия в таких системах. Эти результаты важны не только для более глубокого понимания фундаментальных вопросов физики низкоразмерных структур, но и с точки зрения практических применений при разработке полупроводниковых лазеров и других оптоэлектронных приборов.

**Апробация работы.** Результаты представленных в диссертации исследований докладывались на Российско-Швейцарском семинаре по физике экситонов в Москве (2006 г.), Международном симпозиуме "Кулоновские корреляции в низкоразмерных полупроводниковых системах" в Черноголовке (2006 г.), а также на научных семинарах в ИФТТ РАН.

**Личный вклад автора** в экспериментальные работы, выполненные в соавторстве, состоял в постановке задач, разработке методик, проведении экспериментов, выполнении теоретических расчетов, обработке и интерпретации результатов.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка цитированной литературы. Общий объем диссертации составляет 134 страницы, включая 31 рисунок.

## Содержание диссертации.

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

**В первой главе** описаны особенности энергетического спектра в квазидвумерных системах, рассмотрены ключевые квантовые явления, наблюдающиеся в двумерных электронных системах – целочисленный и дробный

квантовый эффект Холла. Обсуждаются результаты основных экспериментальных исследований коллективных возбуждений в состояниях квантового эффекта Холла. Параллельно приводятся результаты теоретических расчетов коллективных возбуждений, полученные в рамках различных моделей и приближений.

**Вторая глава** представляет собой краткое описание технологии приготовления образцов, оптические методы измерения и изменения их ключевых характеристик. Описаны принципы метода неупругого рассеяния света и характеристики используемой измерительной аппаратуры.

Исследования проводились на высококачественных образцах, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. На нелегированной подложке GaAs вдоль кристаллографического направления [100] выращивались GaAs/AlGaAs гетероструктуры содержащие одиночные GaAs квантовые ямы. Ширины КЯ в разных образцах составляли от 17 нм до 33 нм. Потенциальная квантовая яма формируется в слое GaAs, с величиной запрещенной зоны  $\sim 1.5$  эВ, с двух сторон от которого находятся потенциальные барьеры из  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с величиной запрещенной зоны  $\sim 2$  эВ при характерном  $x = 0.3$ . Для образования в квантовой яме слоя свободных электронов, на некотором расстоянии от квантовой ямы в AlGaAs барьере производилось  $\delta$ -легирование кремнием, электроны с которого туннелировали в яму. Расстояние до  $\delta$ -слоя и степень легирования определяли темновую концентрацию электронов в квантовой яме, которая в различных структурах составляла от  $1.0$  до  $3.85 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Согласно транспортным данным, подвижность электронов в квантовых ямах варьировалась от  $2 \times 10^6$  до  $20 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . Фотовозбуждение системы осуществлялось перестраиваемым Ti/Sr-лазером с энергией фотонов  $1.52 - 1.575$  эВ и характерной величиной плотности мощности  $W = 10^{-4} - 10^{-1} \text{ Вт/см}^2$ . Плавное изменение концентрации двумерных электронов осуществлялось с помощью эффекта фотообеднения при дополнительной подсветке HeNe-лазером с энергией фотона  $1.958$  эВ ( $W = 0 - 0.1 \text{ Вт/см}^2$ ). Это позволяло непрерывно уменьшать концентрацию электронов в три-пять раз от темнового значения, в зависимости от конкретного экспериментального образца. Исследования проводились в диапазоне температур от  $0.3$  до  $6$  К. Детектирование сигнала неупругого рассеяния света и люминисценции осуществлялось с помощью одинарного или тройного спектрометра и полупроводникового детектора с зарядовой связью (CCD-камера), охлаждаемого жидким азотом. Спектральными приборами служили три спектрометра: одинарный спектрометр Monospec, Ramanog U-1000 – тройной спектрометр фирмы “Jobin Yvon”, адаптированный под нужный спектральный диапазон сотрудниками лаборатории неравновесных электронных процессов ИФТТ РАН и тройные спектрометры T64000 фирмы “Jobin Yvon”, находящиеся в институте Макса Планка (Штуттгарт, Германия) и Колумбийском университете (Нью-Йорк, США). Спектральное разрешение регистрирующей системы составляло  $30 \text{ мкэВ}$ . Концентрация 2Д-электронов в исследуемых структурах определялась по скачкам химпотенциала, наблюдаемым в спектрах фотолюминесценции в перпендикулярном

магнитном поле [3]. Косвенной оценкой высокого качества исследованных образцов служит тот факт, что спектральные ширины линий, получаемых из спектров неупругого рассеяния света и спектров фотолюминесценции, достигали 0.15 мэВ.

Для проведения экспериментов по неупругому рассеянию света использовались три различные экспериментальные конфигурации:

1. Многосветоводная вставка с образцом, помещалась в криостат с вертикальной ориентацией магнитного поля, возбуждение осуществлялось через один световод, а детектирование – через другие, расположенные под разными углами к образцу.
2. Вставка с образцом помещалась в оптический криостат с вертикальным магнитным полем, а возбуждение и детектирование осуществлялись вертикально через окно, расположенное в нижней торцевой части криостата.
3. Вставка с образцом помещалась в оптический криостат с горизонтальным магнитным полем, возбуждение и детектирование осуществлялись через окна в горизонтальном направлении.

Энергия (рамановский сдвиг) изучаемых возбуждений определяется разностью энергий детектируемых линий и энергии лазера. Импульс изучаемых возбуждений равен разности проекций импульсов накачивающего и рассеянного фотонов на плоскость образца. Изменением экспериментальной конфигурации можно было варьировать импульс возбуждений в пределах от 0.2 до  $1.4 \times 10^5$  см<sup>-1</sup>. Для того, чтобы отличить линии неупругого рассеяния света от линий люминесценции, спектры регистрировались при нескольких последовательных значениях энергии накачивающего фотона. При этом линии НРС следовали за позицией лазера, а линии люминесценции не изменяли своего спектрального положения.

Управление всеми приборами: перестраиваемым TiSp-лазером, регулировкой мощности HeNe-лазера, магнитным полем, мощностью нагревателя для изменения температуры измерительной камеры криостата, спектрометром и ССД-камерой осуществлялось через компьютер.

**В третьей главе** обсуждаются коллективные возбуждения в поляризованном по спину состоянии квантового эффекта Холла с фактором заполнения  $\nu = 1$  (холловский ферромагнетик). Изучена термодинамика холловского ферромагнетика.

В сильном внешнем магнитном поле, перпендикулярном двумерной электронной системе, энергетический спектр электронов полностью квантуется (становится квазиульмерным), а электронные состояния находятся на расщепленных по спину уровнях Ландау с кратностью вырождения  $N_B = \frac{1}{2\pi l_B^2}$ , где  $l_B$  – магнитная длина. Это обстоятельство, а также существование сильного межэлектронного взаимодействия в системе приводит к фундаментальной перестройке основного состояния и спектра нейтральных возбуждений. Возбуждениями двумерной электронной системы в таком состоянии являются магнетоэкситоны – связанные состояния электрона на одном из пустых

уровней и дырки на одном из заполненных уровней Ландау (здесь рассматриваются лишь возбуждения внутри нулевой размерно-квантованной подзоны). У такой системы двух заряженных частиц имеется интеграл движения – обобщенный импульс:

$$\mathbf{k} = \left[ -i\hbar(\nabla_1 + \nabla_2) - \frac{e}{c}(\mathbf{A}_2 - \mathbf{A}_1) \right] - \frac{e}{c} \mathbf{B} \times (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1), \quad (1)$$

где заряд электрона равен  $-e < 0$ , индексы 1 и 2 обозначают отрицательно и положительно заряженные частицы,  $\mathbf{A}_{1,2}$  – векторные потенциалы,  $\mathbf{r}_{1,2}$  – радиус-векторы частиц.

Нейтральные коллективные возбуждения классифицируются дисперсионными зависимостями от величины импульса  $\mathbf{k}$ . Общий вид дисперсионных зависимостей может быть записан следующим образом:

$$E_{m,\delta S_z}(\mathbf{k}) = m\hbar\omega_c + g^* \mu_B B \delta S_z + \Delta E_{m,\delta S_z}(\mathbf{k}), \quad (2)$$

где  $m = n' - n \geq 0$  – орбитальное квантовое число возбуждения, равное изменению индекса уровня Ландау,  $g^* \mu_B B \delta S_z$  – изменение зеемановской энергии и  $\Delta E_{m,\delta S_z}(\mathbf{k})$  – энергетический член, определяющий дисперсию возбуждений. Его функциональный вид зависит от каждой конкретной ветви возбуждения и имеет вклады от изменения обменной энергии электрона в возбужденном состоянии, прямого кулоновского взаимодействия электрона и дырки и др.

В настоящей работе рассматриваются возбуждения с  $m = 1$  при различных факторах заполнения. Наибольший вклад в энергии таких возбуждений вносит циклотронная энергия, поэтому для краткости возбуждения с  $m = 1$  будут называться циклотронными. Для каждого фактора заполнения будет отдельно указано число коллективных возбуждений. Кроме того, для всех изучаемых возбуждений обсуждение будет вестись главным образом вокруг их свойств в длинноволновом пределе. Это связано с тем, что для магнеоэкситонов особые точки и экстремумы дисперсионных зависимостей находятся при импульсах порядка обратной магнитной длины, которые по масштабу сильно превышают импульсы, достижимые в экспериментах по НРС.

В первом разделе главы 3 обсуждаются коллективные возбуждения при  $\nu = 1$ , их длинноволновые дисперсии. Акцент сделан на исследовании обменных поправок к энергии циклотронной спин-флип моды в зависимости от электронной концентрации и магнитного поля, а также изучено влияние ширины исследуемой квантовой ямы на масштаб характерной кулоновской энергии.

В системе с единичным фактором заполнения электроны целиком занимают нижний спиновой подуровень, а их спины ориентированы вдоль магнитного поля в ферромагнитном порядке. При этом в основном состоянии электроны обладают обменной энергией, величина которой на порядки превосходит зеемановскую энергию (g-фактор электронов в GaAs  $g \sim -0.4$ ).



Нижайшим по энергии коллективным возбуждением в такой системе является спиновой экситон, связанный со спин-флип возбуждением внутри нижнего уровня Ландау. В коротковолновом пределе данное возбуждение представляет собой пару разнесенных на бесконечность электрона с перевернутым спином и дырки в основном состоянии. Чтобы создать такое возбуждение необходима энергия равная сумме зеемановской и обменной энергий. Соответствующую спиновую щель можно также описывать посредством обменно-усиленного  $g$ -фактора. Экспериментально эта величина измеряется методами активационного транспорта. Однако в длинноволновом пределе обменные поправки не входят в энергию спинового экситона. Последняя совпадает с зеемановской энергией, вследствие теоремы Лармора [4].

Циклотронное возбуждение без переворота спина – магнитоплазмон – в длинноволновом пределе имеет линейную дисперсию. При  $k = 0$  его энергия равна циклотронной энергии и не содержит обменных поправок. Это утверждение справедливо вне зависимости от фактора заполнения (теорема Кона [5]).

Подобных симметричных ограничений нет в случае комбинированного возбуждения, при котором одновременно изменяется спиновое и орбитальное квантовые числа (см. верхнюю вставку к рис.1а). Это возбуждение, названное циклотронной спин-флип модой (CSFM), имеет ненулевой обменный вклад в энергию даже в длинноволновом пределе. Дисперсия этого возбуждения может быть записана в виде:

$$E_{CSFM}(k) = \hbar\omega_c + |g^* \mu_B B| + \Delta(k, B). \quad (3)$$

Член  $\Delta(k, B)$  равен разности энергий многочастичного взаимодействия в основном и возбужденном состояниях. Дисперсия циклотронной спин-флип моды была получена теоретически [6, 7] в рамках приближения Хартри-Фока в первом порядке теории возмущений по параметру  $r_c = E_C/\hbar\omega_c$ , где  $E_C = e^2/\epsilon l_B \sim \sqrt{B}$  – характерная кулоновская энергия. Согласно теории, последний член уравнения (3)  $\Delta(q, B) \sim E_C$  положителен и имеет квадратичную дисперсию в длинноволновой области.

Экспериментальные исследования проводились на четырех различных образцах, содержащих GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As одиночные квантовые ямы с ширинами 20, 25 и 30 нм, с темновыми концентрациями от 1.0 до  $2.5 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> и электронными подвижностями в диапазоне 2 –  $17 \times 10^6$  см<sup>2</sup>/(В·с). На рис.1а показан характерный спектр неупругого рассеяния света вблизи циклотронной энергии при  $\nu = 1$ . Крайняя левая и крайняя правая линии в спектре соответствуют магнитоплазмону (MP) и циклотронной спин-флип моде (CSFM). Спектральные особенности, расположенные между линиями MP и CSFM, связаны с возбуждениями барьерных  $D^-$  комплексов, которые будут обсуждаться в четвертой главе.

Зеемановская энергия при экспериментальных условиях рис.1а составляет 0.22 мэВ и ее вклад в энергию возбуждения мал по сравнению с остальными

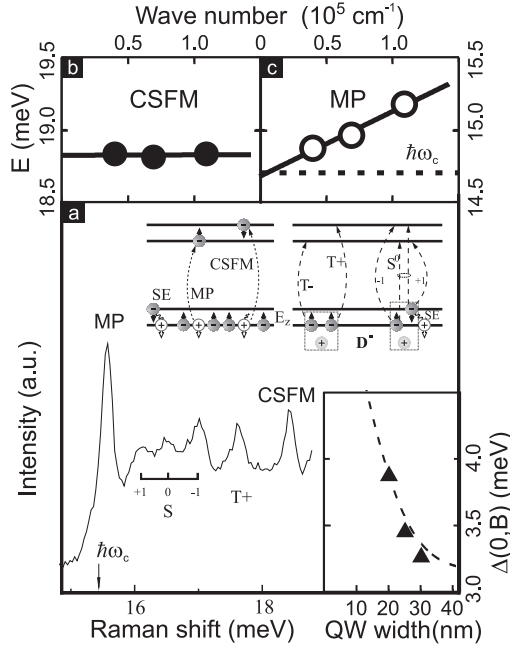


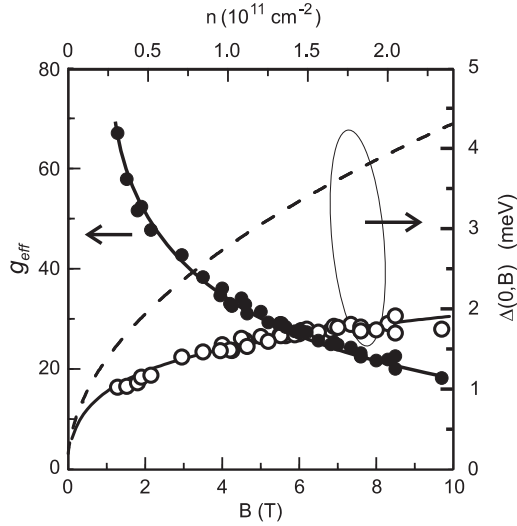
Рис. 1: (a) Спектр неупругого рассеяния света на циклотронных возбуждениях при  $\nu = 1$ ,  $B=9$  Т в квантовой яме шириной 25 нм. Коллективные возбуждения MP - магнитоплазмон, CSFM - циклотронная спин-флип мода. Линии S и T+ соответствуют возбуждениям барьерных  $D^-$  комплексов. Вверху приведены схематические иллюстрации возбуждений. На нижней вставке показана зависимость обменной части энергии циклотронной спин-флип моды  $\Delta(0, B)$  от ширины КЯ в магнитном поле  $B=7.6$  Т, при  $\nu = 1$ . Пунктиром показан результат расчета в приближении Хартри-Фока. (b,c) Длинноволновые дисперсии MP и CSFM.

ми членами в формуле 3. Поэтому кулоновский (обменный) вклад в энергию CSFM с хорошей точностью равен энергетическому сдвигу CSFM от  $\hbar\omega_c$ .

В экспериментально достижимом диапазоне импульсов была изучена дисперсия MP и CSFM. Результаты измерения показаны на рис.1b,c, откуда видно, что дисперсия магнитоплазмона линейна, а циклотронная спин-флип мода практически бездисперсионна в пределах экспериментальной погрешности. Из последнего утверждения следует, что в формуле 3 без потери точности можно заменить  $\Delta(q, B)$  на  $\Delta(0, B)$  для значений импульса, доступных в эксперименте.

В фиксированном магнитном поле, но в квантовых ямах разной ширины обменный вклад в энергию циклотронной спин-флип моды различен. В более широких квантовых ямах обменная энергия  $\Delta(0, B)$  меньше, чем в узких. Это смягчение кулоновского взаимодействия обусловлено нелокальностью волновых функций электронов в направлении роста структуры. Когда эффективная ширина волновой функции электронов в направлении роста сравнима с характерным расстоянием между электронами, взаимодействие между ними уже нельзя считать происходящим в плоскости. Существенным оказывается взаимодействие в направлении, перпендикулярном плоскости. Соответственно, эффективный кулоновский потенциал смягчается. Для адекватного учета этого эффекта в теоретических расчетах Фурье-компонента кулоновского потенциала  $V(q) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon q}$  должна быть умноже-

Рис. 2: Магнитолевая зависимость  $\Delta(0, B)$  при  $\nu = 1$  для КЯ 25 нм. Экспериментальные данные показаны символами, сплошная кривая - расчет в приближении Хартри-Фока с учетом конечной ширины квантовой ямы. Штриховой линией показан расчет для идеального двумерного случая. Черные круги - зависимость обменно-усиленного  $g$ -фактора при  $\nu = 1$  от электронной концентрации.



на на геометрический форм-фактор  $F(q)$ , вычисленный исходя из формы волновой функции электронов в направлении, перпендикулярном плоскости квантовой ямы. Для нахождения профиля соответствующей волновой функции производится самосогласованное решение одномерных уравнений Пуассона и Шредингера при заданных параметрах квантовой ямы и концентрации двумерных электронов [8]. В результате, в квантовых ямах конечной ширины форм-фактор оказывается монотонно убывающей функцией двумерного импульса  $q$ , что отражает смягчение кулоновского взаимодействия. На вставке к рис.1а показана зависимость энергии  $\Delta(0, B)$  от ширины квантовой ямы при фиксированном магнитном поле  $B=7.6$  Т, а штриховой линией показан результат теоретического расчета с учетом геометрического форм-фактора.

В разных образцах были измерены зависимости обменной энергии  $\Delta(0, B)$  от магнитного поля при  $\nu = 1$ . На рис.2 показана соответствующая зависимость для квантовой ямы шириной 25 нм. Там же для сравнения показаны теоретические зависимости, рассчитанные в приближении Хартри-Фока с учетом форм-фактора (сплошная кривая) и без учета - для случая идеальной двумерной системы (пунктирная линия). Видно, что уже начиная с поля 5 Т расхождение между двумя теоретическими кривыми превышает двукратное. Экспериментальные данные хорошо описываются кривой, рассчитанной для квантовой ямы 25 нм.

Измеренные значения обменного вклада в энергию длинноволновой циклотронной спин-флип моды при  $\nu = 1$  можно пересчитать в величину обменно-усиленного  $g$ -фактора электронов. Эта величина достигает огромных значений  $g^* \sim 50$  (рис.2). При малых концентрациях  $g$ -фактор расходится.

Второй раздел главы 3 посвящен изучению термодинамики квантово-холловского ферромагнетика посредством исследования поведения циклотронной спин-флип моды в зависимости от температуры.

При  $\nu = 1$  изучены температурные зависимости энергии циклотронной спин-флип моды и интенсивности соответствующей линии в спектре неупругого рассеяния света. Энергия этого возбуждения содержит информацию об обменном взаимодействии в системе, а следовательно, и о мере спиновой поляризации в тех областях образца, где существует CSFM. В тоже время, интенсивность соответствующей линии в спектрах НРС пропорциональна совокупной площади, занимаемой такими областями.

На рис.3а показаны температурные зависимости нормированной интенсивности линии CSFM (пустые кружки, левая шкала) и обменной части энергии CSFM  $\Delta(0, B)$  (черные кружки, правая шкала) в диапазоне  $T \in 0.3..3.5$  К. При температурах ниже зеемановской энергии  $T \lesssim T_Z = \mu g B / k_B$  как энергия, так и интенсивность линии меняются слабо. Следовательно, при таких температурах макроскопическая ферромагнитная система остается практически невозмущенной. При температурах превышающих  $T_Z$  интенсивность линии CSFM начинает быстро убывать, однако обменная энергия возбуждения не только не уменьшается, но даже незначительно увеличивается. Из этого можно заключить, что в тех областях образца, откуда исходит сигнал неупругого рассеяния света на CSFM, локальный ферромагнитный порядок сохраняется, и именно поэтому обменная часть энергии CSFM  $\Delta(0, B)$  не убывает. Падение интенсивности линии CSFM свидетельствует о том, что совокупная площадь, занимаемая такими *ферромагнитными доменами*, уменьшается. Незначительный прирост энергии CSFM наиболее вероятно связан с пространственным ограничением в пределах ферромагнитных доменов. В доменах циклотронная спин-флип мода с импульсами меньшими их обратного размера не может распространяться.

Температурная зависимость интенсивности линии CSFM качественно согласуется с данными по измерению степени электронной спиновой поляризации, полученными в ЯМР-экспериментах [9] и в методе оптического поглощения [10] (показаны квадратами и треугольниками на рис.3а). Подобно интенсивности CSFM, степень спиновой поляризации практически не меняется при температурах ниже  $T_Z$ . В этих условиях главный вклад в спиновую деполяризацию обусловлен температурным рождением спиновых экситонов внутри уровня Ландау. Соответствующая зависимость дается формулой

$$\frac{M(T)}{M(0)} = 1 + C k_B T \ln \left( 1 - e^{\mu g B / k_B T} \right), \quad (4)$$

где  $M(T)$ - степень спиновой поляризации при температуре  $T$ , а  $C$ - параметр, связанный с массой длинноволновых спиновых экситонов. При бóльших температурах в теории необходимо учитывать взаимодействие между спиновыми экситонами. Выше температуры  $T_f$ , приблизительно совпадающей с  $T_Z$  обе зависимости становятся резко убывающими. Кроме этого, можно ввести вторую характерную критическую температуру  $T_d$ , при которой в

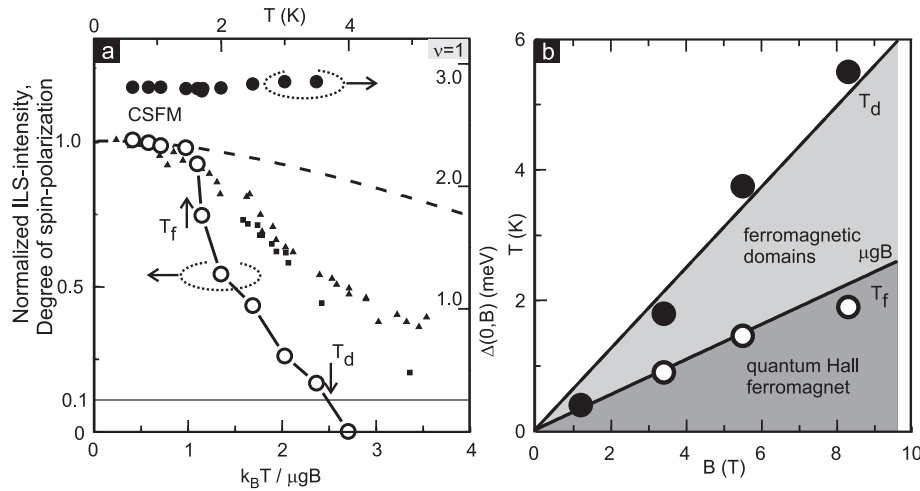


Рис. 3: (a) Температурная зависимость обменной части энергии CSFM  $\Delta(0, B)$  при  $\nu = 1$ ,  $B = 5.5$  Т (закрашенные кружки, правая шкала) и нормированной интенсивности линии CSFM в спектре НРС (пустые кружки, левая шкала). Штриховая линия – теоретическая кривая, соответствующая формуле (4). Малые треугольные и квадратные символы – нормированные данные по температурному поведению степени спиновой поляризации, полученные в экспериментах по ЯМР и оптическому поглощению [9, 10] при  $\nu = 1$ . (b) Фазовая диаграмма холловского ферромагнетика. Критические температуры  $T_f$  и  $T_d$  построены в зависимости от магнитного поля.

спектре НРС интенсивность узкой линии, связанной с CSFM, уменьшается на порядок по сравнению с низкотемпературным значением. Соответственно, уменьшается совокупная площадь, занимаемая ферромагнитной фазой.

На рис.3б приведена фазовая диаграмма состояния  $\nu = 1$  в координатах  $(T, B)$ . Построены зависимости двух критических температур от магнитного поля. Обе они хорошо аппроксимируются прямыми линиями, условно разделяющими различные фазы. Нижняя часть диаграммы соответствует фазе с макроскопическим ферромагнитным порядком, эта фаза распадается на ферромагнитные домены при  $T_f < T < T_d$ , при  $T > T_d$  практически отсутствуют ферромагнитные домены, где определена CSFM.

**В главе 4** обсуждаются циклотронные возбуждения барьерных  $D^-$  комплексов и циклотронная спин-флип мода в состоянии ДКЭХ  $\nu = 1/3$ .

В первом разделе главы 4 рассматриваются циклотронные возбуждения барьерных  $D^-$  комплексов.

Помимо коллективных возбуждений свободного электронного газа многочастичное кулоновское взаимодействие может также проявляться в энергии возбуждений электронных комплексов, локализованных на заряженных примесях. Примесный потенциал нарушает трансляционную симметрию электронной системы, при этом энергия кулоновского взаимодействия локализованных и свободных электронов проявляется непосредственно в

спектре возбуждений комплексов. Удобным объектом для изучения в этом контексте является  $D^-$  комплекс, образованный двумя электронами, связанными потенциалом положительно заряженного донора. Помимо внутриямных  $D^-$  комплексов в физике низкоразмерных систем известны барьерные  $D^-$  комплексы, в которых два электрона в квантовой яме связываются с примесным ионом в барьере.

В теоретических моделях, описывающих спектр возбуждений  $D^-$  комплексов, локализирующее действие заряженной примеси рассматривается обычно как слабое возмущение к гамильтониану свободных электронов в магнитном поле [11]. При наличии в задаче дополнительных электронов, взаимодействующих с  $D^-$  комплексом, энергии возбуждений комплекса могут быть получены только численно для конечного числа электронов [13]. Показано, что при  $\nu \leq 2$  и  $E_Z \rightarrow 0$  кулоновский потенциал положительно заряженного донора в квантовой яме всегда притягивает к себе два электрона с противоположным спином, т.е. основное состояние  $D^-$  комплекса – спиновой синглет. Подобный результат является довольно неожиданным для случая холловского ферромагнетика  $\nu = 1$ , в котором энергия обменного взаимодействия на два порядка величины превышает одночастичную зеемановскую энергию. Образование синглетного  $D^-$  комплекса в системе спин-поляризованных электронов можно описать следующим образом. Ионизованный примесный донор связывает один из электронов в квантовой яме и образует  $D^0$  центр. Диполь-дипольное взаимодействие приводит к образованию связанного состояния  $D^0$  центра и длинноволнового спинового экситона, энергия которого определяется именно одночастичной зеемановской энергией. Если зеемановская энергия меньше энергии связи двух диполей, то в основном состоянии электронной системы образуется многочастичный  $D^-$  комплекс, в котором два связанных электрона образуют спиновой синглет.

В настоящей диссертационной работе были впервые обнаружены и идентифицированы линии неупругого рассеяния света, связанные с рассеянием на циклотронных возбуждениях барьерных  $D^-$  комплексов в самых высокоподвижных на сегодняшний день электронных системах, исследованы зависимости энергий этих возбуждений от магнитного поля и фактора заполнения и было показано, что барьерные  $D^-$  комплексы играют существенную роль в физике коллективных состояний двумерных электронных систем.

Исследования проводились на серии высококачественных гетероструктур, представляющих собой асимметричные, селективно-легированные GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As одиночные квантовые ямы ширинами 17 ÷ 30 нм. Темновые электронные концентрации в квантовых ямах составляли  $1 \div 2.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , подвижности – на уровне  $2 \div 20 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ .

На рис.1а между линиями коллективных возбуждений (MP и CSFM) в спектре наблюдаются дополнительные особенности (линии  $S$  и  $T+$ ). В магнитном поле линия  $S$  расщеплена на три спиновые компоненты. Это позволяет связать ее с циклотронным возбуждением спин-синглетного состояния барьерного  $D^-$  комплекса, поскольку только в таких комплексах два элек-

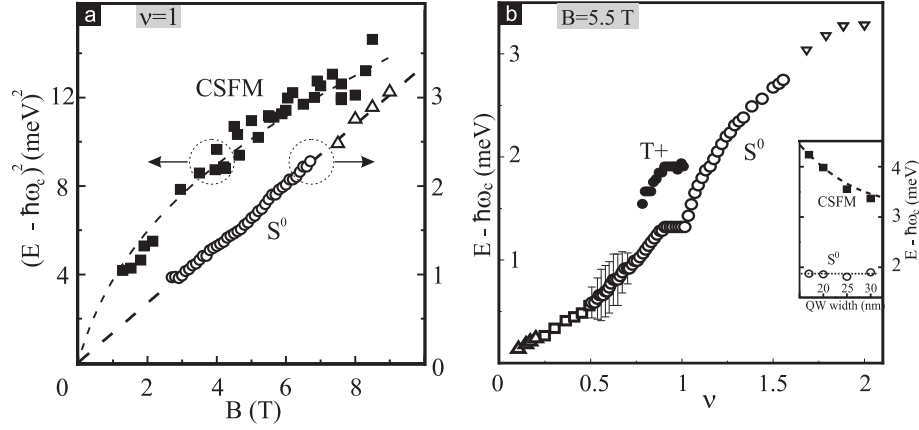


Рис. 4: (а) Магнитолевые зависимости квадрата кулоновской энергии циклотронной спин-флип моды (сплошные символы) и центральной компоненты  $S^0$  циклотронных возбуждений спин-синглетного  $D^-$  комплекса (открытые символы) при факторе заполнения  $\nu = 1$  для КЯ 25 нм. (б) Зависимости кулоновских энергий возбуждений  $S^0$  и  $T+$  от фактора заполнения, измеренные в магнитном поле  $B = 5.5$  Т для квантовой ямы шириной 25 нм. На вставке показаны зависимости кулоновских энергий возбуждений  $CSFM$  и  $S^0$  от ширины квантовой ямы, измеренные для четырех образцов в магнитном поле  $B = 8.5$  Т.

трона образуют спиновой синглет в основном состоянии. Линию  $T+$  логично связать с циклотронным возбуждением спин-триплетного (возбужденного) состояния  $D^-$  комплекса, поскольку энергия этого возбуждения согласуется с результатами теоретических расчетов [12].

Линии  $S$  и  $T+$  обладают следующими свойствами. Их энергии не зависят от импульса, что и следует ожидать для возбуждений локализованных комплексов. В отличие от циклотронной спин-флип моды энергии этих возбуждений не зависят от ширины квантовой ямы в исследованных образцах 17-30 нм (вставка рис.4б). Заметим, что зависимость энергии возбуждений от ширины квантовой ямы является существенной характеристикой кулоновского взаимодействия, определяющего энергию возбуждений. Энергетический сдвиг возбуждений барьерных  $D^-$  комплексов от циклотронной энергии связан с кулоновским расталкиванием возбужденного электрона и свободных электронов в конечном состоянии. На рис.4а показана магнито-левая зависимость квадрата энергетического сдвига возбуждений  $S^0$  и  $CSFM$  от  $\hbar\omega_c$ . Из приведенных графиков видно, что, в отличие от  $CSFM$ , измеренная величина кулоновского вклада в энергию  $S^0$  пропорциональна квадратному корню от магнитного поля ( $\sim e^2/\epsilon l_B \sim \sqrt{B}$ ), что характерно для прямого, а не для обменного взаимодействия. При изменении электронной плотности в диапазоне факторов заполнения от  $\nu = 0.1$  до  $\nu = 2$  энергия циклотронных возбуждений спин-синглетного  $D^-$  комплекса почти линейно

возрастает (рис.4b).

Было установлено, что линии барьерных  $D^-$  комплексов присутствуют в спектрах неупругого рассеяния света всех без исключения исследуемых квантовых ям. При этом сечение рассеяния света практически не изменяется в квантовых ямах, выращенных в разных установках молекулярно-пучковой эпитаксии. По-видимому, число остаточных примесей в AlGaAs барьерах квантовых ям зависит от технологии роста незначительно.

Была оценена концентрация положительно заряженных доноров в барьере квантовой ямы в непосредственной близости от двумерной электронной системы, принимая во внимание тот факт, что все электроны локализованы на  $D^-$  комплексах при  $\nu \simeq 0.1$  и  $B \simeq 10$  Т [14]. Исходя из этого, разумной оценкой сверху для числа электронов локализованных на  $D^-$  комплексах является  $\simeq 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ .

Во втором разделе главы 4 рассматривается циклотронная спин-флип мода вблизи состояния дробного квантового эффекта Холла с фактором заполнения  $\nu = 1/3$ .

В этом состоянии, как и в случае  $\nu = 1$ , при отличном от нуля зеемановском расщеплении электронные спины ориентированы вдоль направления магнитного поля. Поэтому система при  $\nu = 1/3$  также является холловским ферромагнетиком. Как было продемонстрировано в главе 3, обменная энергия в ферромагнитном состоянии проявляется в энергии длинноволновой циклотронной спин-флип моды. В случае  $\nu = 1/3$  дисперсия CSFM была впервые рассчитана теоретически в работе [15] в рамках одномодового приближения (SMA). В экспериментах по методу неупругого рассеяния света до настоящего времени циклотронная спин-флип мода при  $\nu = 1/3$  не наблюдалась в связи с недостаточно высоким качеством изучаемых структур. Вблизи циклотронной энергии кроме магнитоплазмона в спектре НРС наблюдались лишь линии возбуждений барьерных  $D^-$  комплексов. При варьировании фактора заполнения энергии этих возбуждений не имеют особенностей, соответствующих несжимаемому состоянию КЭХ  $\nu = 1/3$ , и пропорциональны полной плотности электронов. В настоящей диссертационной работе была обнаружена и исследована циклотронная спин-флип мода 'свободной' электронной подсистемы при  $\nu = 1/3$ .

Измерения проводились на двух 25нм- GaAs/AlGaAs квантовых ямах с электронными концентрациями  $1.2$  и  $2.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и подвижностями  $7$  и  $10 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . На рис.5 показана зависимость энергии коллективных возбуждений CSFM и МР от фактора заполнения в фиксированном магнитном поле  $B=9$  Т. При  $\nu = 1/3$  энергия возбуждения CSFM имеет строгий локальный максимум, а в окрестности этого состояния линия CSFM наблюдается в спектрах НРС в диапазоне факторов заполнения  $\nu \in 0.25..0.41$ . На границах этого диапазона обменная часть энергии возбуждения уменьшается примерно вдвое. Таким образом, при отходе от несжимаемого состояния КЭХ  $\nu = 1/3$  циклотронная спин-флип мода смягчается. Из значений энергии CSFM при  $\nu = 1/3$ , измеренных на разных экспериментальных образцах при разных значениях электронной концентрации, была построена зависи-



мость обменной части энергии CSFM от магнитного поля (рис.5b).

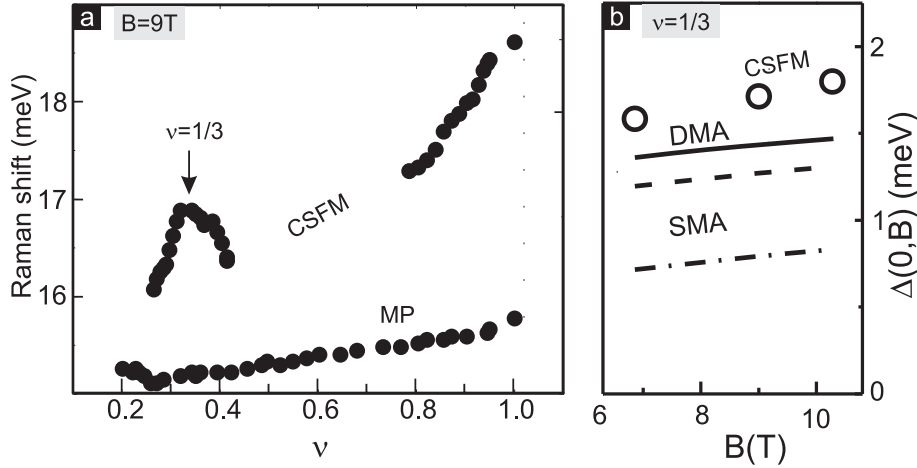


Рис. 5: (а) Зависимость энергий коллективных возбуждений CSFM и MP от фактора заполнения  $\nu$  в магнитном поле  $B=9\text{ T}$ . При  $\nu = 1/3$  энергия CSFM имеет локальный максимум. (б) Магнитолевая зависимость обменной части энергии CSFM при  $\nu = 1/3$ . Экспериментальные данные показаны круглыми символами. Для сравнения приведены результаты теоретического расчета в двухмодовом приближении DMA (сплошная кривая), а также одномодовом приближении SMA для случая усредненной плотности (штриховая кривая) и с учетом корреляций в лафлиновском состоянии (штрих-пунктирная кривая).

Полученные экспериментальные данные для энергии CSFM сравнивались с результатами расчетов в рамках теоретических моделей, обсуждаемых в работе [15]. По существу, в этих моделях применяется одномодовое приближение – когда коллективное возбуждение представляется одиночным магнетоэкситоном. Разница для состояния ДКЭХ состоит лишь в том, учитывать ли корреляции для лафлиновской волновой функции или использовать приближение средней плотности (Хартри-Фока). Оба теоретических подхода дают сильно недооцененное значение обменного вклада в энергию CSFM по сравнению с экспериментом (рис.5b).

С целью улучшить согласие теории и эксперимента, в настоящей диссертационной работе был использован теоретический подход, в котором в структуре возбуждения CSFM учитываются многоэкситонные поправки. Они представляют собой смешанные состояния (свертку по импульсу) двух или более магнетоэкситонов, сумма одноименных квантовых чисел которых равна квантовым числам CSFM. В качестве первого приближения в этом смысле можно рассмотреть пару магнетоэкситонов, удовлетворяющих этому требованию – магнитоплазмон ( $\delta S = \delta S_z = 0, m = 1$ ) и спиновой экситон ( $\delta S = \delta S_z = -1, m = 0$ ). С учетом соответствующих двухэкситонных поправок возбужденное состояние циклотронной спин-флип моды трансфор-

мируется следующим образом:

$$|\text{CSFM}\rangle_{\mathbf{k}} \Rightarrow |\text{CSFM}\rangle_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{q}} \psi(q) |\text{SE}\rangle_{\mathbf{q}} |\text{MP}\rangle_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}, \quad (5)$$

где  $\psi(q)$  – весовой множитель.

Оказалось, что при надлежащей функции  $\psi(q)$  (определяемой самосогласованным образом) это состояние может являться собственным состоянием гамильтониана системы. Энергия циклотронной спин-флип моды, рассчитанная в описанном двухмодовом приближении (DMA), значительно улучшает согласие теории с экспериментальными данными (рис.5b), и это позволяет судить о значимости многоэкситонного вклада в структуру циклотронной спин-флип моды при  $\nu = 1/3$ . В состоянии ЦКЭХ  $\nu = 1$  аналогичные поправки тоже имеют место, однако при  $\nu = 1$  их роль не столь существенна и составляет менее десяти процентов.

Следует заметить, что в состояниях ДКЭХ возможны и другие многоэкситонные комбинации с сохраняющимися набором квантовых чисел. Волны зарядовой плотности в пределах нижнего уровня Ландау имеют нулевые спиновое и орбитальное квантовые числа, поэтому, формально, произвольное количество таких возбуждений может быть добавлено к последнему члену выражения 5. При отходе от несжимаемого состояния  $\nu = 1/3$  волны зарядовой плотности становятся мягкими, и, возможно, этим объясняется соответствующее уменьшение энергии CSFM. Однако строго учесть такие многоэкситонные поправки в теоретическом расчете пока не представляется возможным.

**В пятой главе** рассматриваются циклотронные коллективные возбуждения в состояниях квантового эффекта Холла  $\nu = 2$  и  $\nu = 3$ .

Первый раздел посвящен изучению циклотронных спин-флип возбуждений в режиме квантового эффекта Холла с фактором заполнения  $\nu = 2$ .

Основное состояние системы при  $\nu = 2$  неполяризовано по спину ( $S = 0$ ), а циклотронные возбуждения можно классифицировать как синглетное и триплетное (схематическая иллюстрация возбуждений показана на вставке к рис.6а). Синглетная мода – магнитоплазмон – является *синфазной комбинацией* двух циклотронных переходов между подуровнями с одинаковой проекцией спина. Компоненты триплетной моды CSFM – два циклотронных возбуждения с переворотом спина  $S_z = \pm 1$  и *циклотронная спиновая волна* (CSW). Последнее возбуждение является *антифазной комбинацией* двух циклотронных переходов с  $S_z = 0$ .

Экспериментальные исследования проводились на двух образцах, содержащих асимметрично-легированные одиночные GaAs/AlGaAs квантовые ямы шириной 30 нм. Темновые электронные концентрации составляли 1 и  $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , подвижности – на уровне  $5 \div 7 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ .

На рис.6а показана магнитополевая зависимость энергий коллективных возбуждений в диапазоне магнитных полей 0-4 Т, в образце с концентрацией  $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при импульсе  $q \approx 1.0 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$ . В малых магнитных полях наблюдается взаимодействие (антипересечение) возбуждений зарядовой плотности

– магнитоплазмона и бернштейновской моды  $V_1$ . В магнитном поле, соответствующем состоянию квантового эффекта Холла  $\nu = 2$ , в красной области спектра относительно линии магнитоплазмона появляется триплетная линия (CSFM). На спектре НРС, показанном на нижней вставке к рис.6а, центральная линия триплета хорошо выделена, а боковые линии видны, как два плеча. Расщепление между линиями примерно равно зеемановской энергии в GaAs, т.е. они соответствуют трем циклотронным спиновым модам с разными проекциями спина на ось магнитного поля ( $S_z = -1, 0$  и  $+1$ ). Боковые линии соответствуют спин-флип модам с  $S_z = -1$  и  $1$ , а центральный пик ( $S_z = 0$ ) – циклотронной спиновой волне.

Идентификация компонент триплетной линии подтверждается с помощью измерений в наклонном магнитном поле, когда нормальная составляющая поля и фактор заполнения оставались неизменными, а варьировалась только тангенциальная компонента магнитного поля. На вставке к рис.6б представлены два спектра НРС при  $\nu = 2$ ,  $B_{\perp} = 2.0$  Т, но разных значениях полного магнитного поля. Видно, что спиновый триплет при этом разрешается значительно лучше, чем в перпендикулярном поле на рис.6а, а в поле 4.87 Т расщепление между компонентами триплета заметно больше, чем в поле 3.66 Т. Это связано с тем, что зеемановская энергия пропорциональна полному значению магнитного поля. Из зависимости зеемановского расщепления от полного магнитного поля была посчитана абсолютная величина соответствующего g-фактора электронов:  $|g^*| = 0.4$ . Последняя величина согласуется с результатами работы [4], где методом ЭПР измерялся g-фактор двумерных электронов в GaAs в зависимости от фактора заполнения и магнитного поля.

Было проверено, что энергия триплетной моды не зависит от импульса в экспериментально достижимом диапазоне, т.е. CSFM является бездисперсионной в пределе  $ql_B \ll 1$ .

На рис.6б показана экспериментальная зависимость энергии центральной линии триплета от перпендикулярного магнитного поля при  $\nu = 2$ . Из графика видно, что линия сдвинута от  $\hbar\omega_c$  на постоянную отрицательную величину, не зависящую от поля. Величина сдвига составляет примерно  $\Delta E_t = -0.35$  мэВ, а линейная аппроксимация зависимости на рис.6б дает наклон близкий к наклону циклотронного резонанса с эффективной массой электрона  $m^* = 0.067 m_0$ . Иначе говоря, кулоновское взаимодействие вносит постоянный отрицательный вклад в энергию спиновых возбуждений при  $\nu = 2$ . Такое поведение обменной энергии приводит к нетривиальному физическому результату: для рождения циклотронных возбуждений с переворотом спина необходима энергия меньше циклотронной, т.е. эти возбуждения являются нижайшими по энергии в неполяризованных по спину состояниях КЭХ.

Центральная компонента CSW спин-триплетной моды имеет квантовое число  $S_z = 0$ , как и магнитоплазмон. Однако эти возбуждения качественно различаются: в длинноволновой области магнитоплазмон является классической модой и дисперсия его линейна. Спин-триплетная мода как целое имеет слабую квадратичную дисперсию в длинноволновом пределе. При  $q = 0$  обменные и кулоновские поправки первого порядка малости к энергиям обоих возбуждений задуляются благодаря высокой симметрии состояний КЭХ с четными факторами заполнения. Однако об-

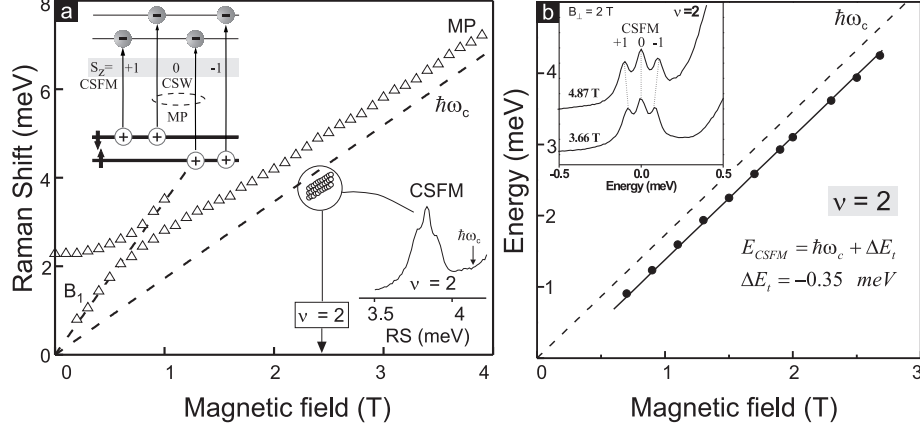


Рис. 6: (a) Магнитолевая зависимость энергий коллективных возбуждений при фиксированной концентрации электронов. Треугольные символы соответствуют возбуждениям зарядовой плотности, круглые символы – циклотронной спин-флип моде вблизи  $\nu = 2$ . Верхняя вставка – схематическое изображение магнитоплазмона MP и триплетной моды CSFM. Нижняя вставка – спектр CSFM при  $B = 2.4$  Т. (b) Зависимость энергии центральной компоненты CSFM от величины перпендикулярного магнитного поля, измеренная при  $\nu = 2$ . Её энергетический сдвиг от  $\hbar\omega_c$  постоянен и составляет  $-0.35$  мэВ. На вставке показано увеличение спинового расщепления компонент триплетной линии при двух различных значениях полного магнитного поля и при фиксированном  $B_{\perp} = 2$  Т.

менные поправки к энергии CSFM не равны нулю уже во втором порядке теории возмущений. Независимость обменных поправок от магнитного поля качественно может быть понята с использованием метода размерностей. Обменные поправки второго порядка малости по параметру  $r_c$  имеют вид:

$$\Delta E_t \sim \hbar\omega_c r_c^2 \sim (e^2/\epsilon l_B)^2 / (\hbar\omega_c) \sim \frac{m^* e^4}{\epsilon^2 \hbar^2}.$$

Последняя величина не зависит от магнитного поля и пропорциональна электронному Ридбергу в материале полупроводника. При сравнительно малых полях такая поправка может составлять значительную часть от циклотронной энергии.

Более строгий подход с учетом всевозможных диаграмм второго порядка теории возмущений позволяет дать аналитический ответ [16] для обменной поправки к энергии спин-триплетной моды:

$$\Delta E_t = - \sum_{n=2}^{\infty} R_n \frac{1 - 2^{1-n}}{n(n^2 - 1)}, \quad (6)$$

где

$$R_n = \frac{2}{n!} \int_0^{\infty} dq q^{2n+3} V^2(q) e^{-q^2} \quad (6')$$

в единицах  $2Ry \approx 11.34$  мэВ в GaAs. В случае идеальной двумерной системы  $R_n \equiv 1$  и  $\Delta E_t = 1.74$  мэВ. Учет конечной ширины квантовой ямы посредством геометрического форм-фактора в формулах 6 приводит к хорошему согласию теории и эксперимента.

При других четных факторах заполнения в спектрах неупругого рассеяния света также наблюдаются спин-триплетные возбуждения. Аналогично случаю  $\nu = 2$  обменная часть их энергии отрицательна. Например, при  $\nu = 4$  она составляет половину от соответствующей величины при  $\nu = 2$ . Это связано с расширением волновых функций магнетоэкситонов на более высоких уровнях Ландау.

Второй раздел главы 5 посвящен изучению коллективных возбуждений в состоянии КЭХ  $\nu = 3$ .

В основном состоянии электронная система является частично поляризованной по спину. Поэтому, с одной стороны, энергии коллективных возбуждений в таком состоянии должны нести информацию об обменном взаимодействии в системе, а с другой стороны, благодаря нескольким заполненным спиновым подуровням, возможно проявление взаимодействия между идентичными ветвями коллективных возбуждений.

Поскольку в основном состоянии неодинаково заполнены подуровни с разными проекциями спина, возбужденные состояния уже нельзя разделить на синглетные и триплетные. В спектре циклотронных возбуждений имеются по две различные ветви возбуждений как зарядовой, так и спиновой плотности (см. диаграмму переходов на рис.7а). При  $\nu = 3$  переходы между уровнями Ландау с  $m = 1$  не являются независимыми – благодаря кулоновскому взаимодействию из двух переходов с  $\delta S_z = 0$  образуются синфазная и антифазная комбинации – магнитоплазмон и циклотронная спиновая волна. Аналогичное замешивание происходит с двумя циклотронными спин-флип переходами с  $\delta S_z = +1$  – образуются синфазная (SF1) и антифазная (SF2) моды.

В данной диссертационной работе был произведен расчет дисперсий указанных возбуждений и взаимодействия между ними. В теории возмущений первого порядка дисперсионные зависимости связанных мод возбуждений могут быть выражены следующим образом:

$$E_{1,2}(k) = \frac{\mathcal{E}_1(k) + \mathcal{E}_2(k)}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\mathcal{E}_1(k) - \mathcal{E}_2(k)}{2}\right)^2 + \Delta_{12}(k)^2}, \quad (7)$$

где  $\mathcal{E}_{1,2}(k)$  – энергии одиночных переходов с переворотом спина или без него, а  $\Delta_{12}(k)$  – член, ответственный за кулоновское взаимодействие между ними. В этих энергетических членах уже учтены надлежащие обменные поправки.

Рассчитанные дисперсионные зависимости для циклотронных возбуждений при  $\nu = 3$ ,  $B_{\perp} = 5.3$  Т и квантовой ямы шириной 24 нм показаны на рис.7б. А на рис.7с, где отмасштабирована длинноволновая часть дисперсий, наряду с теоретическими кривыми символами отмечены экспериментально измеренные энергии возбуждений при импульсе  $5.3 \times 10^4$  см<sup>-1</sup>. Для обоих возбуждений без переворота

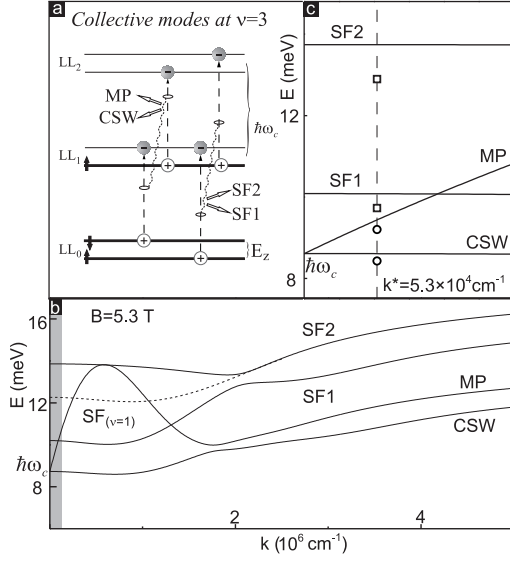


Рис. 7: (а) Схематическое изображение циклотронных возбуждений при  $\nu = 3$ . Зарядовые возбуждения – магнитоплазмон (MP) и циклотронная спиновая волна (CSW), циклотронные спин-флип моды SF1 и SF2. (б) Дисперсионные зависимости циклотронных возбуждений, рассчитанные в приближении Хартри-Фока при  $B=5.3$  Т, с учетом конечной ширины квантовой ямы – 24 нм. Наблюдается попарное взаимное расталкивание двух спин-флип возбуждений и двух зарядовых возбуждений. (с) Сравнение теоретических и экспериментальных энергий возбуждений при  $B=5.3$  Т,  $\nu = 3$ . Квадратные символы – энергии циклотронных спин-флип мод SF1 и SF2, измеренные при значении импульса  $5.3 \times 10^4$   $\text{cm}^{-1}$ , круглые символы – возбуждения зарядовой плотности MP и CSW.

спина в пределе  $k \rightarrow 0$  первый порядок теории возмущений дает нулевой обменный вклад в энергию. Как и в случае  $\nu = 2$  в энергии циклотронной спиновой волны имеется отрицательный обменный вклад, который учитывается во втором порядке теории возмущений. Он также пропорционален электронному Ридбергу, и отсюда в частности следует, что как и в случае  $\nu = 2$ , это возбуждение является чисто квантовым, не имеющим классических аналогов. Для экспериментальных условий рис.7с величина этого обменного вклада составляет 0.19 мэВ. Обе циклотронные спин-флип моды при  $\nu = 3$  имеют положительный энергетический сдвиг относительно энергии циклотронного резонанса. Величина его преимущественно определяется обменными поправками первого порядка малости. Кроме того, между дисперсионными зависимостями циклотронных спин-флип мод имеет место кулоновское расталкивание (рис.7б,с). В результате, энергия моды SF2 оказывается даже больше, чем у циклотронной спин-флип моды в состоянии холлового ферромагнетика  $\nu = 1$  при том же магнитном поле. В то же время, энергия возбуждения SF1 уменьшается.

Экспериментально измеренные значения энергий возбуждений хорошо согласуются с результатами теоретического расчета. Расхождение имеет характерную величину обменных поправок второго порядка, строгий учет которых в этом случае значительно более сложен, чем при  $\nu = 2$ .

Таким образом, даже в состояниях КЭХ с частичной спиновой поляризацией обменно-кулоновский вклад в энергию длинноволновых циклотронных спин-флип возбуждений может составлять значительную часть от полной обменной энергии электронов на верхнем уровне Ландау.

**В заключении** сформулированы основные результаты, полученные в диссер-

тационной работе:

1. В двумерных электронных системах в режиме КЭХ исследован класс комбинированных возбуждений, связанных с одновременным изменением орбитального и спинового квантовых чисел – циклотронных спин-флип мод. Измерены их энергии и длинноволновые дисперсионные свойства.
2. Измерены обменные поправки к энергии циклотронной спин-флип моды в состоянии холловского ферромагнетика  $\nu = 1$ . Получена магнитополевая зависимость обменно-усиленного g-фактора электронов при  $\nu = 1$ . Изучено влияние ширины квантовой ямы на масштаб кулоновского взаимодействия в двумерной системе.
3. Исследована термодинамика холловского ферромагнетика  $\nu = 1$ . Построена фазовая диаграмма существования ферромагнитной фазы.
4. В состояниях КЭХ с факторами заполнения  $\nu \geq 2$  впервые экспериментально наблюдалась циклотронная спиновая волна, которая является антифазным колебанием спиновых подсистем двумерной электронной системы с циклотронной частотой.
5. Измерены поправки второго порядка малости (по отношению кулоновской энергии к циклотронной) к энергии комбинированных возбуждений в состояниях четного целочисленного КЭХ. Показано, что комбинированные спин-флип возбуждения являются низжайшими по энергии в этих состояниях. В состоянии КЭХ  $\nu = 3$  обнаружены две циклотронные спин-флип моды, измерены их энергии.
6. Изучено поведение циклотронной спин-флип моды вблизи состояния дробного квантового эффекта Холла с фактором заполнения  $\nu = 1/3$  при разных магнитных полях.
7. Впервые обнаружены и изучены циклотронные возбуждения спин-синглетных и спин-триплетных барьерных  $D^-$  комплексов.

## Список публикаций

По теме диссертационной работы опубликовано 5 работ в ведущих отечественных и зарубежных журналах:

1. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. Dickmann, V. E. Kirpichev, A. B. Van'kov, A. L. Parakhonsky, J. H. Smet, K. v. Klitzing, and W. Wegscheider, "Cyclotron spin-flip mode as the lowest-energy excitation of unpolarized integer quantum Hall states Phys. Rev. B **72**, 073304-1-4 (2005).
2. A. B. Van'kov, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, S. Dickmann, V. M. Zhilin, J. H. Smet, K. v. Klitzing, and W. Wegscheider, "Low-magnetic-field divergence of the electronic g factor obtained from the cyclotron spin-flip mode of the  $\nu = 1$  quantum Hall ferromagnet Phys. Rev. Lett. **97**, 246801 (2006).

3. A. S. Zhuravlev, A. B. Van'kov, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, J. H. Smet, K. v. Klitzing, V. Umansky, and W. Wegscheider, "Inelastic light scattering study of the  $\nu = 1$  quantum Hall ferromagnet Phys. Rev. B. **77**, 155404 (2008).
4. А. Б. Ваньков, Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин, А. С. Журавлев, В. Е. Кирпичев, "Барьерные  $D^-$  комплексы в высокоподвижной двумерной электронной системе Письма в ЖЭТФ том **87** вып. (3), стр. 170-175 (2008).
5. A. B. Van'kov, L. V. Kulik, S. Dickmann, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, W. Dietsche, and S. Schmult, "Cyclotron spin-flip excitations in a  $\nu = 1/3$  quantum Hall ferromagnet Phys. Rev. Lett. **102**, 206802 (2009).

## Список литературы

- [1] K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys.Rev.Lett. **45**, 494 (1980).
- [2] D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, Phys.Rev.Lett. **48**, 1559 (1982).
- [3] I. V. Kukushkin and V. B. Timofeev, Advances in Physics **45**, 147-242 (1996).
- [4] M. Dobers, K. von Klitzing, G. Weimann, Phys. Rev. B **38**, 5453 (1988).
- [5] W. Kohn, Phys. Rev. **123**, 1242 (1961).
- [6] C. Kallin, and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
- [7] A. Pinczuk, B.S. Dennis, D. Heiman, C. Kallin, L. Brey, C. Tejedor, S. Schmitt-Rink, L.N. Pfeiffer, K.W. West, Phys. Rev. Lett. **68**, 3623 (1992).
- [8] M. S-C. Luo, Sh.L. Chuang, S. Schmitt-Rink, and A. Pinczuk, Phys. Rev. B **48**, 11086 (1993).
- [9] S. E. Barrett, G. Dabbagh, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and R. Tycko, Phys. Rev. Lett. **74**, 5122 (1995).
- [10] M. J. Manfra, E. H. Aifer, B. B. Goldberg, D. A. Broido, L. Pfeiffer and K. West, Phys. Rev. B **54**, R17327 (1996).
- [11] A. B. Dzyubenko and A. Yu. Sivachenko, Phys. Rev. B **48**, 14690 (1993); H. L. Fox and D. M. Larsen, Phys. Rev. B **51**, 10709 (1995)
- [12] A. B. Dzyubenko, A. Mandray, S. Huant et al., Phys. Rev. B **50**, 4687 (1994)
- [13] P. Hawrylak, Phys. Rev. Lett. **72**, 2943 (1994).
- [14] L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev et al., Phys. Rev. B **63**, 201402-1-4(R) (2001).
- [15] J.P. Longo and C. Kallin, Phys. Rev. B **47**, 4429 (1993).
- [16] S. Dickmann, I.V. Kukushkin, Phys. Rev. B **71**, 241310(R) (2005).



А.Б. Ваньков  
ЦИКЛОТРОННЫЕ СПИН-ФЛИП ВОЗБУЖДЕНИЯ  
В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ  
В РЕЖИМЕ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Сдано в набор 30.06.2009 г. Подписано в печать 01.07.2009 г.

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

Гарнитура "Ариал". Усл. печ. л. 1,25. Тир. 70. Зак. 409.

Подготовлено в редакционно-издательском отделе ИПХФ РАН.

Изд. лицензия № 03894 от 30.01.2001 г.

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

Отпечатано в типографии ИПХФ РАН