А. С. Журавлев, А. В. Горбунов, Л. В. Кулик

СВОЙСТВА ДВУМЕРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В КВАНТУЮЩИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Москва
ФИЗМАТКНИГА
2018

ББК 22.31
Ж911
УДК 538.9 : 537.6

Издание осуществлено при финансовой поддержке Российского научного фонда. Проект № 16-12-10075.

ЖУРАВЛЕВ А. С., ГОРБУНОВ А. В., КУЛИК Л. В. Свойства двумерных возбуждений в квантующих магнитных полях. — М.: Физматкнига, 2018. — 112 с. — ISBN 978-5-89155-302-6.

Монография посвящена исследованию свойств нейтральных возбуждений в квазидвумерном электронном газе. Обсуждаются оригинальные экспериментальные результаты, полученные с помощью широкого набора оптических методик: неупругого рассеяния света, рэлеевского рассеяния, время-разрешенного керровского вращения, резонансного отражения и фотолюминесценции. Проведен исчерпывающий анализ спектра межподзонных нейтральных возбуждений зарядовой, спиновой и зарядово-спиновой плотности в одиночных и двойных квантовых ямах, связанных с изменением индекса подзоны размерного квантования электронов. Исследовано взаимодействие ветвей возбуждений различной природы: плазменных (возбуждений электронной системы) и фононных (возбуждений атомного остова квантовой ямы, содержащей электронный газ) с образованием гибридных плазмон-фононных ветвей. Дана классификация основных ветвей внутриподзонных нейтральных возбуждений, связанных с электронными переходами внутри одной подзоны размерного квантования. Большое внимание уделено обсуждению внутри- и межподзонных возбуждений во внешнем квантующем магнитном поле. С помощью время-разрешенных оптических методик изучена динамика релаксации неравновесных ансамблей возбуждений, представляющих особый интерес с точки зрения возможных применений к квантовым вычислениям: спин-волновых и голдстоуновских экситонов в холловском ферромагнетике при факторе заполнения $\nu = 1$ и спин-циклотронных экситонов в холловском изоляторе при факторе заполнения $\nu = 2$. Последние отличаются рекордно большими временами жизни, что позволяет при температурах ниже 1 K наблюдать переход в новое коллективное состояние двумерной электронной системы — магнитофермионный конденсат. Свойства магнитофермионного конденсата объясняются в терминах формирования в равновесной системе двумерных электронов (фермионов) плотного ансамбля неравновесных долгоживущих возбуждений с целым спином, обладающих бозевской статистикой.

© Коллектив авторов, 2018
© Физматкнига (оформление), 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ГЛАВА 1
ВВЕДЕНИЕ **4**

ГЛАВА 2
МЕЖПОДЗОННЫЕ МАГНИТОВОЗБУЖДЕНИЯ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ **19**

§ 2.1. Межподзонные магнитовозбуждения с нулевым обобщенным импульсом 19
§ 2.2. Дисперсия межподзонных магнитовозбуждений в длинноволновом пределе 22
§ 2.3. Межподзонные возбуждения и магнитовозбуждения в параллельном магнитном поле 25
§ 2.4. Одночастичные возбуждения в двойных квантовых ямах в параллельном магнитном поле 29
§ 2.5. Плазменные возбуждения в двойных квантовых ямах 33
§ 2.6. Магнитоплазменные возбуждения в двойных квантовых ямах 36

ГЛАВА 3
ВНУТРИПОДЗОННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И МАГНИТОВОЗБУЖДЕНИЯ **39**

§ 3.1. Теория магнитоэкситонов в двумерном электронном газе. Первый порядок теории возмущений. Приближение Хартри–Фока. Одномодовое приближение 39
§ 3.2. Циклотронное спин-флип возбуждение в квантово-холловском ферромагнетике. Учет влияния геометрического форм-фактора на кулоновское взаимодействие 43
§ 3.3. Магнитоэкситоны и квантовые магнитоплазмоны. Необходимость учета второго порядка теории возмущений 51
§ 3.4. Двухмодовое приближение. Влияние двухэкситонных поправок 57
§ 3.5. Малые отклонения от целочисленного заполнения уровней Ландау 60

ГЛАВА 4
ИССЛЕДОВАНИЯ ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ РЕЛАКСАЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ОДИНОЧНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ **66**

§ 4.1. Спиновая релаксация в квантово-холловском ферромагнитном состоянии $\nu = 1$ 71
§ 4.2. Релаксация поперечной составляющей спина в квантово-холловском ферромагнетике. Стохастизация голдстоуновской моды 80
§ 4.3. Спиновая релаксация в квантово-холловском изоляторе при $\nu = 2$ 91
§ 4.4. Конденсат двумерных фермионов в магнитном поле: магнитофермионный конденсат 99

ГЛАВА 5
ЗАКЛЮЧЕНИЕ **106**

ГЛАВА 1

ВВЕДЕНИЕ

Практически все инновационные достижения последних лет в твердотельных технологиях связаны, так или иначе, с появлением либо новых материалов и материальных систем (квазидвумерных, квазиодномерных и квазинульмерных гетероструктур, слоистых структур, углеродных низкоразмерных систем и т. д.), либо с возникновением новых физических подходов к, казалось бы, хорошо известным явлениям (сверхпроводящим полупроводниковым кубитам, однофотонным источникам излучения, квантовой криптографии и т. д.). Большое внимание научной общественности в последнее время уделяется спинтронике — области технологических приложений, использующих манипулирование спиновой степенью свободы [1.1]. Получила развитие магноника — раздел науки о передаче и манипулировании сигналами с помощью спиновых волн — магнонов [1.2]. Еще более экзотические приложения предполагают вовлечение в спиновую динамику вихревых спиновых возбуждений — скирмионов. Появились экспериментальные работы по манипуляции скирмионами, измерению их массы и длины пробега [1.3]. Ожидается, что в системе скирмионов можно осуществить бездиссипативный спиновый транспорт.

Повышенный интерес к изучению спин-зависимых явлений в двумерных электронных системах связан, прежде всего, с открывающейся перспективой разработки новых приборов, использующих манипуляцию спинами электронов. Электрон может находиться в двух спиновых состояниях, что весьма удобно для кодирования битов информации. Управление спиновыми состояниями электронов в перспективе позволит создавать логические элементы и массивы памяти с большим быстродействием, малым энергопотреблением и большой информационной емкостью. Одна из наиболее интересных идей спинтроники заключается в реализации спинового транзистора, основанного на возможности управления спиновой прецессией носителей заряда внешним электрическим полем с помощью модуляции спин-орбитального взаимодействия затворным напряжением [1.4]. Принципиальная возможность управлять поляризацией спинов с помощью электрического поля могла бы дать неоценимый вклад в развитие спинтроники, однако, несмотря на свою привлекательность, эту красивую идею пока не удается

в полной мере реализовать на практике в том числе из-за проблем, связанных с быстрой релаксацией спиновых возбуждений.

Одночастичные каналы спиновой релаксации определяются наличием или отсутствием у электронной системы инверсной симметрии. Для симметричных систем основным является механизм релаксации Эллиота–Яфета, для несимметричных — механизм Дьяконова–Переля. Унификация двух релаксационных механизмов в рамках единой теории проведена недавно в работах [1.5, 1.6], что дает основание надеяться на появление и более общей теории, включающей в рассмотрение квантующее магнитное поле и многочастичное кулоновское взаимодействие. Двумерный (2D) конфайнмент и квантующее магнитное поле кардинальным образом перестраивают одночастичный энергетический спектр, делая его эффективно нульмерным. При этом стандартные одночастичные механизмы релаксации подавляются, что приводит к удлинению времени спиновой релаксации. Одновременно появляются новые механизмы, которые, в свою очередь, укорачивают время спиновой релаксации.

Несмотря на тот факт, что транспортные, оптические и магнитные явления сильнокореллированных двумерных электронных систем хорошо изучены, на данный момент не существует определенной физической модели спиновой релаксации в квантующих магнитных полях, что связано как с большим числом конкурирующих механизмов релаксации спина, так и со сложностью описания влияния кулоновского взаимодействия на механизмы релаксации. С одной стороны, двумерность существенно усиливает спин-орбитальное взаимодействие для электронов проводимости. С другой стороны, кулоновские корреляции кардинальным образом перестраивают энергетический спектр, что может приводить не к ускорению, а к торможению спиновой релаксации. Времена релаксации спина, измеренные с помощью непрямых транспортных и оптических методик, варьируются в очень широких пределах [1.7–1.10], поэтому на основе существующих экспериментальных данных сложно сделать выбор в пользу определенного релаксационного механизма. Тем не менее, теоретический интерес к этому вопросу существует достаточно давно (см., например, работу [1.11], в которой не учитывались кулоновские корреляции). В дальнейшем релаксация спина теоретически изучалась в основном в квантово-холловском ферромагнетике [1.12–1.19] и сравнительно недавно в квантово-холловском изоляторе [1.20]. Квантово-холловский ферромагнетик является, по сути, тестовой системой для исследования влияния кулоновского взаимодействия (как прямого, так и обменного) на спектр спиновых возбуждений, поскольку соответствие

между экспериментальными данными и теоретическими расчетами при описании спектра возбужденных состояний оказывается настолько точным, что часто находится в пределах экспериментальной погрешности [1.21]. Многочастичное кулоновское взаимодействие при этом включается в теорию непосредственно из первых принципов, без использования каких-либо модельных подходов (в отличие от теории обычных «классических» магнетиков). Поэтому, например, исследование неравновесной спиновой системы в квантово-холловском ферромагнетике является самым прямым методом оценки влияния многочастичных кулоновских корреляций на спиновую релаксацию.

В теории квантово-холловского ферромагнетика, как и в случае обычного обменного ферромагнетика, описываемого, например, гамильтонианом Гейзенберга, отклонение спиновой системы от равновесия может быть микроскопически представлено как возникновение спиновых возбуждений. Этими возбуждениями могут быть, например, спиновые волны (или блоховские магноны в обменном ферромагнетике [1.22]), уменьшающие на единицу как полный спин системы S, так и компоненту S_z, направленную вдоль оси намагниченности. В то же время, если волновой вектор спиновой волны/магнона строго равен нулю, $\mathbf{k} \equiv 0$, то такое возбуждение становится качественно иным: оно по-прежнему приводит к изменению на единицу компоненты S_z, но при этом сохраняет полный спин. Подобное свойство является общим для всех типов магнетиков и не зависит от того, каким образом описывается взаимодействие: с помощью полного кулоновского гамильтониана, или модельно — с помощью гейзенберговского оператора. Оператор рождения спиновой волны при $\mathbf{k} \equiv 0$ эквивалентен просто полному оператору $S_- = S_x - iS_y$ (см. [1.22]), а само возбуждение осуществляет переход в собственное состояние системы с прежней орбитальной волновой функцией, но с глобально «отклоненным» от оси намагниченности спином. При макроскопически большом числе возбужденных «нулевых» спиновых возбуждений или даже при суперпозиции состояний с разным числом «нулевых» возбуждений орбитальное состояние системы не меняется, но макроскопически состояние представляет собой голдстоуновскую моду — отклонение полного спина на некоторый угол от направления вектора магнитной индукции.

В экспериментах, связанных с созданием неравновесных систем оптическими методами, реализуется ситуация, когда полный спин электронной системы всегда направлен вдоль магнитного поля, но его величина отличается от спина равновесной системы. Число голдстоуновских экситонов тогда, очевидно, пренебрежи-

мо мало по сравнению с общим числом спиновых («ненулевых») возбуждений. Процесс их релаксации или аннигиляции определяется спин-орбитальными взаимодействиями Рашбы и Дрессельхауза. Кроме того, на эти процессы оказывает значительное влияние длинноволновый случайный потенциал, всегда присутствующий в двумерных системах. Поэтому следует разделять задачи исследования релаксации локализованных и делокализованных спинов. Теоретические оценки времени релаксации спиновых возбуждений в квантово-холловском ферромагнетике варьируются от сотен наносекунд до десятков микросекунд. Кроме того, до недавнего времени эти оценки заведомо расходились с имевшимися косвенными экспериментальными данными, которые указывали на времена релаксации, не превышающие 10 нс. Столь серьезное различие экспериментальных и теоретических результатов может быть связано, прежде всего, с тем, что прямого измерения времен спиновой релаксации не производилось, а в упомянутых выше экспериментах речь идет, например, о времени сбоя фазы спиновой прецессии, которое может быть значительно короче времени энергетической релаксации. Для создания микроскопической теории релаксации неравновесных двумерных электронных систем необходимо обратиться к представлению о возбуждениях в этих системах как о квазичастицах. Использование представления об элементарных возбуждениях как квазичастицах, предложенного Ландау в 1941 году [1.23], является эффективным методом описания физических свойств многоэлектронных систем. В рамках теории квазичастиц электроны или квазиэлектроны заполняют в p-пространстве такой же объем радиусом p_F, как и свободные электроны, а возбужденные состояния описываются слабо взаимодействующими квазичастицами с зарядами $-e$ и $+e$, спином $1/2$, соответствующими эффективными массами и временами жизни. Концепция квазичастиц позволила свести сложную динамику системы сильно взаимодействующих частиц к более простой динамике совокупности квазинезависимых объектов. Практически проблема сведена к рассмотрению газоподобной системы, что позволяет описывать равновесные и неравновесные свойства систем с сильным взаимодействием с помощью относительно простых методов статистической термодинамики и кинетики газов.

Элементарные возбуждения разделяют на одночастичные и коллективные. В электронной системе одночастичным возбуждениям можно сопоставить следующий элементарный акт: электрон внутри ферми-сферы приобретает дополнительный импульс q и переходит из состояния с импульсом p в одно из свободных состояний вне сферы с импульсом p'. Примером коллективных возбуждений

являются плазменные колебания. В простейшей теории плазменных колебаний, развитой Бомом и Пайнсом [1.24], положительные ионы твердого тела заменяются однородно распределенным положительным зарядом — «желе» с плотностью, равной средней плотности заряда электронов. Электроны проводимости с эффективной массой m^* рассматриваются как газ со средней плотностью N_e, разрежение и сжатие которого приводит к продольным колебаниям. Эти колебания, обусловленные кулоновским взаимодействием между электронами и положительно заряженным ионным остовом, получили название плазменных волн, а их кванты — плазмонов. Закон дисперсии плазмонов имеет вид

$$\omega^2(q) = \omega_{\text{p}}^2 + \frac{\gamma}{m^* N_e} q^2, \tag{1.1}$$

где $\omega_{\text{p}}^2 = 4\pi e^2 N_e/(\varepsilon m^*)$ — квадрат плазменной частоты, γ — модуль упругости электронного газа, а ε — диэлектрическая проницаемость. При $e \to 0$ электростатические эффекты исчезают и $\omega(q) \approx q\left(\gamma/(m^* N_e)\right)^{1/2}$. Такая зависимость совпадает с законом дисперсии для звуковых волн, распространяющихся в газе со скоростью $\left(\gamma/(m^* N_e)\right)^{1/2}$. Обычно $\omega_{\text{p}} \gg q\left(\gamma/(m^* N_e)\right)^{1/2}$, и дисперсия плазменных волн мала.

Концепция квазичастиц успешно применяется для описания пространственно-анизотропных многоэлектронных систем на базе электронов на поверхности жидкого гелия, кремниевых МДП структур и полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами. В результате ограничения движения в одном из пространственных направлений энергетический спектр таких систем разбивается на совокупность подзон размерного квантования. Если энергетические масштабы, связанные с поперечным квантованием, превышают все другие характерные энергии (энергию Ферми и тепловую энергию), электронная система становится двумерной, а ее плотность состояний — константой, зависящей только от эффективной массы электронов. Спектр возбуждений двумерной электронной системы (2D ЭС) обладает рядом уникальных особенностей. Появляются различные ветви возбуждений: внутри нижайшей размерно-квантованной подзоны (внутриподзонные или собственно двумерные) и с изменением индекса подзоны (межподзонные). Как внутри-, так и межподзонные возбуждения могут быть одночастичными и коллективными.

Внутриподзонные коллективные возбуждения — плазменные волны — были впервые описаны теоретически в 1967 году [1.25]. В длинноволновом пределе $m^*\omega \gg qk_F$ их дисперсия определяется

как

$$q^2 = \frac{\varepsilon\omega^2}{c^2} + \left(\frac{\omega^2}{2\pi e^2 n_e/(m^*\varepsilon)}\right)^2, \qquad (1.2)$$

где n_e — поверхностная плотность электронов. При $q \gg \frac{2\pi n_e e^2}{m^* c^2}$ первый член в правой части (1.2) мал и дисперсия плазмона становится корневой:

$$\omega^2(q) = \frac{2\pi e^2 q n_e}{\varepsilon m^*}. \qquad (1.3)$$

При $q < 2\pi n_e e^2/(m^* c^2)$ можно пренебречь вторым членом в правой части (1.2), и $q \approx \sqrt{\varepsilon}\,\omega/c$, что соответствует дисперсии световой волны в среде с показателем преломления $\sqrt{\varepsilon}$.

Дисперсия плазменных волн переходит с корневой на линейную, когда их фазовая скорость приближается к скорости света (эффекты запаздывания). Выражение (1.2) получено в предположении, что плоскость, которую занимает электронная система, помещена в однородную среду с одинаковой диэлектрической проницаемостью. В действительности картина может быть более сложной. Например, для кремниевых МДП структур электроны, образующие инверсионный слой в полупроводнике, лежат между слоем диэлектрика, граничащим с металлическим затвором, и слоем пространственного заряда, граничащим с объемом полупроводника. В непосредственной близости от системы электронов на поверхности жидкого гелия также имеются металлические электроды. Существование проводящих границ изменяет дисперсионное соотношение для плазмона [1.26]. Металлические электроды экранируют кулоновское взаимодействие, что приводит к смягчению частоты плазмонов, а в длинноволновом пределе дисперсия плазмонов становится линейной [1.27, 1.28, 1.29].

Приложение внешнего магнитного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости 2D системы, приводит к квантованию движения электронов в плоскости, при этом энергетический спектр становится полностью дискретным. Плотность состояний представляет собой набор δ-функций (уровней Ландау), разделенных циклотронной энергией. Заполнение уровней Ландау электронами характеризуется фактором заполнения ν, определяемым как отношение концентрации электронов к кратности вырождения на единицу площади. В реальных 2D-системах из-за взаимодействия электронов со случайным потенциалом уровни Ландау приобретают конечную ширину, а распределение одночастичной плотности состояний определяется характером неоднородностей [1.30]. Появление щелей в электронной плотности состояний приводит к

таким фундаментальным макроскопическим явлениям как целочисленный и дробный квантовый эффект Холла (КЭХ) [1.31, 1.32]. Целочисленный КЭХ заключается в том, что при факторах заполнения, близких к целочисленным, зануляется продольная компонента тензора удельного сопротивления, а поперечная (холловская) компонента квантуется. Это связано с тем, что проводимость 2D-системы является топологическим инвариантом, не зависящим от свойств случайного потенциала примесей. В дробном КЭХ холловская проводимость квантуется при дробных значениях фактора заполнения, что обусловлено формированием в основном состоянии электронной системы несжимаемых квантовых жидкостей, отделенных энергетическими щелями от возбужденных состояний [1.33, 1.34, 1.35]. В последнее время приобрела популярность теория, описывающая дробный КЭХ как целочисленный, но не для электронов, а для новых квазичастиц — композитных фермионов, являющихся связанными состояниями электронов и целого числа квантов магнитного потока. Дробным состояниям КЭХ электронов с фактором заполнения $\nu = p/(2np \pm 1)$ соответствуют целочисленные состояния КЭХ композитных фермионов с фактором заполнения $\nu^* = p$, а сами композитные фермионы движутся в эффективном магнитном поле $B_{\text{eff}} = B - B_{1/(2n)}$, где $B_{1/(2n)}$ — магнитное поле при $\nu = 1/(2n)$ [1.36, 1.37, 1.38].

Нейтральные коллективные возбуждения 2D ЭС во внешнем магнитном поле принято называть магнитоэкситонами, хотя эти возбуждения имеют мало общего с «обычными» экситонами в полупроводниках и диэлектриках. Появившиеся на заре становления физики низкоразмерных систем работы [1.39, 1.40] заложили основу теории магнитоэкситонов. В дальнейшем, с повышением качества исследуемых объектов, эти работы нашли экспериментальные подтверждения, давшие, в свою очередь, стимул к дальнейшему развитию теории. Главной заслугой стандартной теории магнитоэкситонов является приведение задачи о возбуждениях в многочастичной сильно взаимодействующей электронной системе к двухчастичной. Существует ряд точных решений задачи о магнитоэкситонах при целочисленных (сравнительно небольших) факторах заполнения [1.41, 1.42]. Вместе с тем, даже такая, на первый взгляд простая, физическая задача, как построение спектра магнитоэкситонов электронной системы с одним заполненным спиновым подуровнем Ландау, до сих пор решена лишь частично. Оказывается, что простой вид имеют только дисперсионные зависимости магнитоэкситонов с изменением спинового или орбитального квантового числа электронной системы на единицу. Расчет энергий всех остальных возбуждений представляет серьез-

ную теоретическую проблему даже в пределе большого магнитного поля. Соответственно, увеличение числа заполненных уровней Ландау приводит к существенным усложнениям задачи о возбуждениях в 2D ЭС. Учет размерных эффектов и конечности достижимых магнитных полей, а также рассмотрение случайного потенциала в реальных 2D системах вносят в задачу дополнительные вычислительные сложности. Наконец, малые отклонения фактора заполнения от целочисленного изменяют, по-видимому, основное состояние электронной системы столь сильно, что теоретические подходы, развитые для расчета возбуждений при целочисленных факторах заполнения, перестают работать.

Гамильтониан магнитоэкситона трансляционно инвариантен, а соответствующим интегралом движения является обобщенный импульс, все компоненты которого коммутируют между собой:

$$\mathbf{q} = -i\,(\nabla_1 + \nabla_2) + \frac{e}{c}\Big(\mathbf{A}_1 - \mathbf{A}_2\Big) - \frac{e}{c}\Big[(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \times \mathbf{B}\Big] \qquad (1.4)$$

($\hbar = 1$, индексы 1 и 2 обозначают отрицательно и положительно заряженные частицы, $\mathbf{A}_1$ и $\mathbf{A}_2$ — векторные потенциалы возбужденного электрона и эффективной ферми-дырки (вакансии под уровнем Ферми электронов) [1.43, 1.44, 1.45]. Возбуждения в магнитном поле классифицируются дисперсионными зависимостями их энергии от величины обобщенного импульса. При $\omega_c \gg e^2/(\varepsilon l_B)$: функция

$$E_m(\mathbf{q}) = m\omega_c + g\mu_B BS_z + \Delta E_m(\mathbf{q}), \qquad (1.5)$$

где $m = n'$ — целое неотрицательное число, ω_c — циклотронная частота, $l_B = \Big(c/(eB)\Big)^{1/2}$ — магнитная длина, $g\mu_B BS_z$ — энергия зеемановского расщепления для переходов с переворотом спина, а $\Delta E_m(\mathbf{q})$ — функция, определяемая кулоновским взаимодействием. $\Delta E_m(\mathbf{q})$ зависит от m, а также от того, какие уровни Ландау изначально были заполнены. Более того, в общем случае возможно существование нескольких ветвей ΔE_m, и тогда для их разделения вводятся дополнительные индексы.

Наиболее интересными являются низкоэнергетические возбуждения с $m = 0$ и 1. В случае, когда заполнены оба спиновых подуровня уровней Ландау с индексом $n = 0, 1, \ldots, \nu_0 - 1$, основное состояние характеризуется собственной функцией со спиновым числом $S = 0$, а возбуждения с $m = 1$ можно классифицировать как синглетные и триплетные. Синглетная ветвь — это магнитоплазмон с линейной длинноволновой дисперсией ($ql_B \ll 1$)

$$E(\mathbf{q}) = \omega_c + \alpha q, \qquad (1.6)$$

которая в малых полях принимает известный классический вид

$$E(q) = \left(\omega_c^2 + \omega_p^2(q)\right)^{1/2}, \tag{1.7}$$

где $\omega_p(q)$ — плазменная частота без магнитного поля с импульсом q. Триплетные возбуждения с $S = 1$, $S_z = 0, \pm 1$ имеют энергии, равные циклотронной ($S_z = 0$) и сдвинутые относительно циклотронной на зеемановскую энергию $g\mu_B B S_z$ ($S_z = \pm 1$). Длинноволновая дисперсия триплетного магнитоэкситона квадратична.

В случае, когда заполнение спиновых подуровней разное, возбужденные состояния нельзя разделить на синглетные и триплетные. Если $\nu_\downarrow = \nu_\uparrow + 1$, где $\nu_\downarrow$ и $\nu_\uparrow$ — число заполненных уровней Ландау для спина вниз и вверх соответственно, и $\nu_\uparrow > 0$, в спектре возбуждений с $m = 1$ присутствуют две плазменные моды. В длинноволновом пределе одна из них имеет дисперсию магнитоплазмона (1.6), а дисперсия второй — квадратична. Также существует спин-флип мода — возбуждение электрона с переворотом спина. Если же заполнен только один спиновой подуровень нижайшего уровня Ландау, $\nu_\uparrow = 0$, существует лишь одна плазменная мода (1.6) и одна спин-флип мода. В длинноволновом пределе спин-флип мода имеет энергию, значительно бóльшую циклотронной, что обусловлено разницей в обменных энергиях на нулевом и первом уровнях Ландау [1.46].

Во всех рассмотренных случаях ветвь возбуждений с $m = 1$ и $S_z = 0$ имеет энергию $E(\mathbf{q}) \to \omega_c$ при $q \to 0$, и теорема Кона [1.47], согласно которой электрон-электронное взаимодействие не влияет на энергию циклотронного резонанса в пространственно однородной системе, выполняется. Что касается возбуждений с $S_z = \pm 1$, то их энергии при $q \to 0$ могут быть смещены относительно циклотронной на величину обменной энергии. В отсутствие рассеяния на примесном потенциале длинноволновые возбуждения с $m = 1$ и $S_z = 0$ имеют бесконечное время жизни, поскольку в системе не может быть иных состояний с той же энергией, обобщенным импульсом и спиновым квантовым числом. Возбуждения же с $S_z = \pm 1$ могут распадаться на спиновой экситон $m = 0$, $S_z = 1$ и магнитоплазмон $m = 1$, $S_z = 0$.

Возбуждения с $m = 0$ отсутствуют, когда заполнено одинаковое число спиновых подуровней Ландау. В противном случае в спектре появляются спин-флип возбуждения — спиновые экситоны или магноны. В состоянии квантового ферромагнетика $\nu_\downarrow = 1$, $\nu_\uparrow = 0$ длинноволновая дисперсия магнонов — квадратичная:

$$E_0(\mathbf{q}) - g\mu_B \mathbf{B} \sim q^2,$$

а в коротковолновом пределе она выходит на константу, равную величине обменной энергии на нулевом уровне Ландау. При этом в коротковолновом пределе могут существовать возбуждения с энергией, меньшей энергии магнонов. Это — скирмион-антискирмионные пары [1.48]. Скирмион с энергией $E_S = (1/4)E_0(\infty)$ является топологическим возбуждением на векторном поле электронных спинов, а энергия скирмион-антискирмионной пары вдвое меньше энергии коротковолнового магнона. Несмотря на то, что существует обширная литература, посвященная теории скирмионных возбуждений [1.49], прямых экспериментальных наблюдений скирмионов в 2D ЭС нет. Это связано с тем, что электроны в исследуемых системах имеют большой эффективный g-фактор. Поскольку S_z в скирмионном возбуждении велико, проигрыш в зеемановской энергии при возбуждении скирмион-антискирмионной пары не компенсируется выигрышем в обменной энергии.

Возбуждения с $m = 0$ без переворота спина — это «магнитофононы» или электронные возбуждения внутри частично заполненных уровней Ландау в состояниях дробного КЭХ. Имея ротонный минимум, они похожи на фононы в сверхтекучем гелии. Коротковолновая щель на дисперсионной кривой магнитофононов связана с возбуждением пары заряженных квазичастиц: квазиэлектрона с дробным зарядом $-\nu$ и квазидырки с дробным зарядом ν. Величину щели в этой области можно достаточно легко определить по измерению активационной энергии в диссипативной проводимости [1.50]. Наиболее труднодоступной для экспериментальных исследований является область дисперсионной кривой с малыми импульсами и с импульсами порядка обратной магнитной длины, где дисперсия имеет ротонный минимум. Несколько характеристических точек на дисперсионной кривой магнитофононной моды при $\nu = 1/3$ были получены методом неупругого рассеяния света (НРС) [1.51].

В исследовании 2D ЭС существует отдельное важное направление — электронные системы с пространственным разделением заряда или двойные электронные слои. Физической реализацией двойных слоев является полупроводниковая гетероструктура с двумя симметрично легированными квантовыми ямами (КЯ), разделенными узким потенциальным барьером. Наличие двух слоев в двойной квантовой яме (ДКЯ) приводит к появлению псевдоспина — дополнительной степени свободы, связанной с возможностью электронов изменять слоевой индекс. По физическим свойствам двойные слои можно разбить на две группы: с кулоновской связью и с туннельной связью между слоями. Двойные слои с кулоновской связью интересны для фундаментальных исследований. Кулонов-

ские корреляции между электронами разных ям могут приводить к таким физическим явлениям, как кулоновское увлечение, ферромагнетизм, сверхпроводимость и вигнеровская кристаллизация [1.52, 1.53, 1.54, 1.55]. В свою очередь, двойные слои с туннельной связью представляют значительный интерес для технических приложений. ДКЯ с пространственно модулированной туннельной связью являются наиболее вероятными кандидатами для создания базовых элементов квантовых компьютеров — кубитов и квантовых логических затворов, интегрируемых в стандартные электронные цепи. Варьируя число и распределение поверхностных затворов к ДКЯ можно организовать любое квантовое вычисление [1.56].

Наличие дополнительной степени свободы приводит к появлению новых ветвей коллективных возбуждений, некоторые из которых напоминают ионные волны в газовой плазме, а другие аналогичны возбуждениям экситонного типа [1.57, 1.58]. В двухслойных системах специфическими чертами отличается также затухание Ландау. Если пренебречь эффектами запаздывания, дисперсионное уравнение связанных волн в тонких слоях, разделенных барьером d, в области малых импульсов ($qa_B \ll 1$) имеет вид

$$\omega_{\mp}^2(q) = \frac{2\pi e^2 q}{\varepsilon m^*}(n_1+n_2)\cdot\left[\frac{1}{2} \mp \frac{1}{2}\left(1-\frac{4n_1n_2}{(n_1+n_2)^2}\left(1-\exp(-2qd)\right)\right)^{1/2}\right], \tag{1.8}$$

где $n_{1,2}$ — поверхностные плотности электронов в каждом слое, a_B — эффективный боровский радиус в слое. В экспериментально реализуемых системах $n_{1,2}$ — это концентрации ионизованных доноров с двух сторон от ДКЯ, а феноменологический параметр d включает в себя нелокальность волновых функций электронов в направлении роста гетероструктур. Хорошим приближением для d является расстояние между центрами квантовых ям, формирующих ДКЯ.

Уравнение (1.8) описывает две ветви плазменных колебаний. Одна из них $\omega_+(q)$ (оптический плазмон) соответствует синфазным колебаниям частиц в двух ямах и характеризуется обычным для 2D плазмона корневым законом дисперсии. Вторая ветвь $\omega_-(q)$ (акустический плазмон) при $k \to 0$ описывает противофазные колебания электронов в ДКЯ и имеет звуковую дисперсию [1.59, 1.60]. По зависимости от q и по механизму затухания она аналогична ионному звуку в газовой плазме. При $v_{\mathrm{F}_1} \neq v_{\mathrm{F}_2}$ (v_{F_i} — фермиевская скорость в i-м слое) в одной из ветвей (1.8) обязательно возникает затухание Ландау даже при нулевой температу-

ре: плазмон в слое с меньшей скоростью Ферми затухает на электронах другого слоя. При $qd \gg 1$ связь между слоями исчезает и уравнение (1.8) дает две независимые двумерные плазменные волны. В каждой из них фазовая скорость плазмона больше «своей» фермиевской скорости, т. е. $\omega_1 > qv_{F_1}$, $\omega_2 > qv_{F_2}$ для сколь угодно больших q.

В двойных слоях с туннельной связью могут наблюдаться три плазменные ветви. В симметричных ДКЯ одна из них — акустический плазмон — затухает, если не выполняется критерий

$$\left(1 - \frac{n_2}{n_1}\right)\left(1 + \frac{a_B}{2D'(0)}\right)^2 < 1, \tag{1.9}$$

где

$$D'(0) = \left.\frac{dD}{dk}\right|_{k=0}, \qquad D(k) = I_{1111}I_{2222} - I_{1122}^2,$$

$$I_{ijkl} = \left\langle \psi_i(z)\psi_j(z) \middle| \exp\left(-k|z - z'|\right) \middle| \psi_k(z')\psi_l(z') \right\rangle,$$

$\psi_{1,2}(z)$ — компоненты волновых функций вдоль оси роста в симметричной и антисимметричной размерно-квантованных подзонах, а $n_{1,2}$ — поверхностные плотности электронов в этих подзонах [1.57]. Обычно критерий (1.9) не выполняется, и в спектре двойных слоев остаются две плазменные ветви: синфазная и туннельная. Энергия синфазных колебаний заряда в двух подзонах слабо чувствительна к величине туннельной связи и определяется суммарной электронной концентрацией. Свойства второй ветви будут рассмотрены ниже.

В диссипационной проводимости ДКЯ наблюдаются целочисленные состояния КЭХ при нечетном полном факторе заполнения в двух слоях. Это довольно неожиданный результат, так как полуцелых состояний КЭХ одиночных слоев либо не существует, либо они связаны с нетривиальным упорядочением композитных фермионов, что выходит за рассмотрение в стандартных обзорах по дробному КЭХ. Оказывается, что даже слабое межслоевое туннелирование приводит к возникновению нечетного целочисленного состояния КЭХ, так как открывается энергетическая щель между симметричной и антисимметричной подзонами размерного квантования [1.61, 1.62]. Основным состоянием является один полностью заполненный спиновой подуровень Ландау симметричной подзоны, отделенный от соответствующего спинового подуровня Ландау антисимметричной подзоны энергетической щелью. Если же межслоевое кулоновское взаимодействие достаточно сильно, то при полном факторе заполнения, равном единице, может наблюдаться

коллективное состояние КЭХ даже в отсутствии туннелирования [1.63, 1.64]. При некотором критическом расстоянии между слоями происходит фазовый переход из несжимаемого состояния КЭХ в сжимаемое, которое представляет собой сверхтекучую квантовую жидкость — конденсат бозонов, образованных электронами и дырками в разных слоях [1.53, 1.65, 1.66]. Параметр порядка в сжимаемом состоянии вводится по аналогии со сверхпроводниками или сверхтекучим ^{4}He, а его пространственные флуктуации приводят к голдстоуновской моде. Ожидается, что в новом состоянии будут наблюдаться переход Костерлица–Таулеса и эффекты Джозефсона и Мейснера [1.67, 1.68]. Несмотря на обширную теоретическую литературу, посвященную двойным электронным слоям, экспериментальные работы сводятся, в основном, к магнитотранспортным исследованиям основного состояния. Это связано с тем, что возбуждение антисимметричных мод в процессах поглощения электромагнитного излучения запрещено симметрийно, а исследование симметричных мод — малоинформативно. В следующих главах будут рассмотрены экспериментальные подходы к исследованию коллективных и одночастичных возбуждений в 2D ЭС альтернативными методами, которые дают принципиально новую информацию о природе квазичастиц в 2D ЭС.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 1

[1.1] *Žutić I., Fabian J., Das Sarma S.* Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
[1.2] *Cornelissen L. J. et al.* Nature Phys. **11**, 1022 (2015).
[1.3] *Buttner F. et al.* Nature Phys. **11**, 225 (2015).
[1.4] *Datta S., Das B.* Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
[1.5] *Kiss A., Szolnoki L., Ferenc S.* Sci. Rep. **6**, 22706 (2016).
[1.6] *Boross P. et al.* Sci. Rep. **3**, 3233 (2013).
[1.7] *Alphenaar B. W., Müller H. O., Tsukagoshi K.* Phys. Rev. Lett. **81**, 5628 (1998).
[1.8] *Fukuoka D. et al.* Phys. Rev. B **78**, 041304 (2008).
[1.9] *Fukuoka D. et al.* Phys. Rev. Lett. **105**, 126802 (2010).
[1.10] *Нефёдов Ю. А. и др.* Письма в ЖЭТФ **91**, 385 (2010).
[1.11] *Frenkel D. M.* Phys. Rev. B **43**, 14228 (1991).
[1.12] *Дикман С. М., Иорданский С. В.* Письма в ЖЭТФ **63**, 43 (1996).
[1.13] *Дикман С. М., Иорданский С. В.* ЖЭТФ **110**, 238 (1996).
[1.14] *Дикман С. М., Иорданский С. В.* Письма в ЖЭТФ **70**, 531 (1999).
[1.15] *Dickmann S.* Письма в ЖЭТФ **78**, 921 (2003).
[1.16] *Dickmann S.* Phys. Rev. Lett. **93**, 206804 (2004).
[1.17] *Dickmann S., Artyukhin S. L.* Письма в ЖЭТФ **89**, 153 (2009).
[1.18] *Dickmann S.* Письма в ЖЭТФ **93**, 88 (2011).
[1.19] *Dickmann S., Ziman T.* Phys. Rev. B **85**, 045318 (2012).
[1.20] *Dickmann S.* Phys. Rev. Lett. **110**, 166801 (2013).

[1.21] *Бисти В. Е. и др.* УФН **185**, 337 (2015).
[1.22] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. В 10 т. Т. 9. Статистическая физика. Ч.2. — М.: Физматлит, 2017.
[1.23] *Ландау Л. Д* ЖЭТФ **11** 581 (1941).
[1.24] *Bohm D., Pines D.* Phys. Rev. **82**, 625 (1951); ibid. **85**, 338 (1952).
[1.25] *Stern F.* Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
[1.26] *Dahl D. A., Sham L. J.* Phys. Rev. B **16**, 651 (1977).
[1.27] *Grimes C. C., Adams G.* Phys. Rev. Lett. **36**, 145 (1976).
[1.28] *Allen S. J., Tsui D. C., Logan R. A.* Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
[1.29] *Theis T. N., Kotthaus J. P., Stiles P. J.* Solid State Commun. **26**, 603 (1978).
[1.30] *Ando T., Fowler A. B., Stern F.* Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
[1.31] *von Klizing K., Dorda G., Pepper M.* Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
[1.32] *Tsui D. C., Störmer H. L., Gossard A. C.* Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
[1.33] *Tsui D. C. et al.* Phys. Rev. B **28**, 2274 (1983).
[1.34] *Chang A. M. et al.* Phys. Rev. B **28**, 6133 (1983).
[1.35] *Laughlin R. B.* Phys. Rev. Lett. **50**, 1395 (1983).
[1.36] *Jain J. K.* Phys. Rev. Lett. **63**, 199 (1989); Phys. Rev. B **41**, 7653 (1990); *Jain J. K., Kamilla R. K* In: Composite Fermions / Edited by O. Heinonen. — Singapore: World Scientific, 1998.
[1.37] *Lopez A., Fradkin E.* Phys. Rev. B **44**, 5246 (1991); ibid B **47** 7080 (1993); Phys. Rev. Lett. **69**, 2126 (1992).
[1.38] *Halperin B. I., Lee P. A. Read N.* Phys. Rev B **47**, 7312 (1993).
[1.39] *Бычков Ю. А., Иорданский С. В., Элиашберг Г. М.* Письма в ЖЭТФ **33**, 152 (1981).
[1.40] *Лернер И. В., Лозовик Ю. Е.* ЖЭТФ **78**, 1167 (1980).
[1.41] *Kallin C., Halperin B. I.* Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
[1.42] *MacDonald A. H.* J. Phys. C: Solid State Phys. **18**, 1003 (1985).
[1.43] *Lamb W.* Phys. Rev. **85**, 259 (1952); *Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е.* ЖЭТФ **53**, 717 (1967).
[1.44] *Johnson B. R., Hirschfelder J. O., Yang K. H.* Rev. Mod. Phys. **55**, 109 (1983).
[1.45] *Лернер И. В., Лозовик Ю. Е.* ЖЭТФ **80**, 1488 (1981).
[1.46] *Pinczuk A. et al* Phys. Rev. Lett. **68**, 3623 (1992).
[1.47] *Kohn W.* Phys. Rev. **123**, 1242 (1961).
[1.48] *Sondhi S. L. et al.* Phys. Rev. B **47**, 16419 (1993).
[1.49] Topological Aspects of Low Dimensional Systems / Edited by A. Comtet, T. Jolicoeur, S. Ouvry, F. David. — Berlin: Springer-Verlag, 2000.
[1.50] *Willett R. L. et al* Phys. Rev. B **37**, 8476 (1988).
[1.51] *Pinczuk A. et al* Phys. Rev. Lett. **70**, 3983 (1993).
[1.52] *Gramila T. J. et al* Phys. Rev. Lett. **66**, 1216 (1991).
[1.53] *Yoshioka D., MacDonald A. H., Girvin S. M.* Phys. Rev. B **39**, 1932 (1989).
[1.54] *Platzman P. M., Lenosky T.* Phys. Rev. B **52**, 10327 (1995).
[1.55] *Oji H. C. A., MacDonald A. H., Girvin S. M.* Phys. Rev. Lett. **58**, 824 (1987).
[1.56] *Bertoni A. et al* Phys. Rev. Lett. **84**, 5912 (2000).

[1.57] *Витлина Р. З., Чаплик А. В* ЖЭТФ **81**, 1011 (1981).
[1.58] *Das Sarma S., Madhukar A.* Phys. Rev. B **23**, 805 (1981).
[1.59] *Fasol G. et al* Phys. Rev. B **39**, 12695 (1989).
[1.60] *Bhatti A. S. et al* Phys. Rev. B **51**, 2252 (1995); *Kainth D. S. et al* Phys. Rev. B **57**, 2065 (1998)
[1.61] *Eisenstein J. P. et al* Phys. Rev. Lett. **68**, 1383 (1992).
[1.62] *Suen Y. W. et al* Phys. Rev. Lett. **68**, 1379 (1992).
[1.63] *Rezayi E. H., Haldane F. D. M.* Bull. Am. Phys. Soc. **32**, 892 (1987).
[1.64] *Chakraborty T., Pietiläinen P.* Phys. Rev. Lett. **59**, 2784 (1987).
[1.65] *Fertig H. A.* Phys. Rev. B **40**, 1087 (1989).
[1.66] *Kellogg M. et al* Phys. Rev. Lett. **93**, 036801 (2004).
[1.67] *Wen X. G., Zee A.* Phys. Rev. Lett. **69**, 1811 (1992); Phys. Rev. B **47**, 2265 (1993).
[1.68] *Ezawa Z. F., Iwazaki A.* Phys. Rev. B **47**, 7295 (1993); Phys. Rev. Lett. **70**, 3119 (1993); Phys. Rev. B **48**, 15189 (1993).

ГЛАВА 2

МЕЖПОДЗОННЫЕ МАГНИТОВОЗБУЖДЕНИЯ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

В этой главе обсуждается спектр межподзонных возбуждений в 2D ЭС. Часть этих возбуждений обладает свойствами хорошо изученных трехмерных (3D) возбуждений в металлах, а другая часть обладает свойствами 2D возбуждений. Таким образом, используя знания о 3D возбуждениях, можно постепенно переходить от случая 3D возбуждений к случаю малоизученных 2D возбуждений. Большинство межподзонных возбуждений неактивны в поглощении электромагнитного излучения, а единственным методом их исследования является неупругое рассеяние света (НРС). В первой части главы проверяется аналог теоремы Кона для межподзонных возбуждений. Также рассмотрены новые ветви межподзонных магнитовозбуждений, связанные с многокомпонентной природой основного состояния электронной системы с несколькими заполненными уровнями Ландау [2.1, 2.2]. Во второй части изучены дисперсионные зависимости межподзонных возбуждений и получена информация о коллективных свойствах 2D ЭС, о взаимодействии коллективных мод разной природы и о взаимодействии электронных и фононных подсистем квантовых ям [2.1, 2.3, 2.4]. В третьей части показано влияние параллельного магнитного поля на энергии межподзонных возбуждений и магнитовозбуждений [2.5].

§ 2.1. Межподзонные магнитовозбуждения с нулевым обобщенным импульсом

Рассмотрим спектр межподзонных возбуждений в нулевом магнитном поле, который хорошо известен. Он состоит из двух коллективных ветвей экситонного типа, которые можно рассматривать как синглетное и триплетное состояния экситона, образованного электроном в возбужденной подзоне и дыркой под уровнем Ферми электронов в основной подзоне [2.6, 2.7, 2.8, 2.9]. При стремлении импульса к нулю энергия триплетного экситона меньше одночастичной энергии межподзонного расщепления, что обусловлено кулоновским взаимодействием возбужденных электрона и дырки (экситонный сдвиг). Энергия синглетного экситона может быть как больше, так и меньше одночастичной энергии,

так как помимо экситонного сдвига в нее входит энергия макроскопической поляризации электронной системы (деполяризационный сдвиг). Кроме того, в спектре наблюдается широкая полоса континуума одночастичных возбуждений (рис. 2.1) [2.7]. В магнитном поле, перпендикулярном плоскости КЯ, происходит расщепление континуума одночастичных возбуждений на ряд индивидуальных спектральных компонент, соответствующих межподзонным бернштейновским модам — коллективным возбуждениям

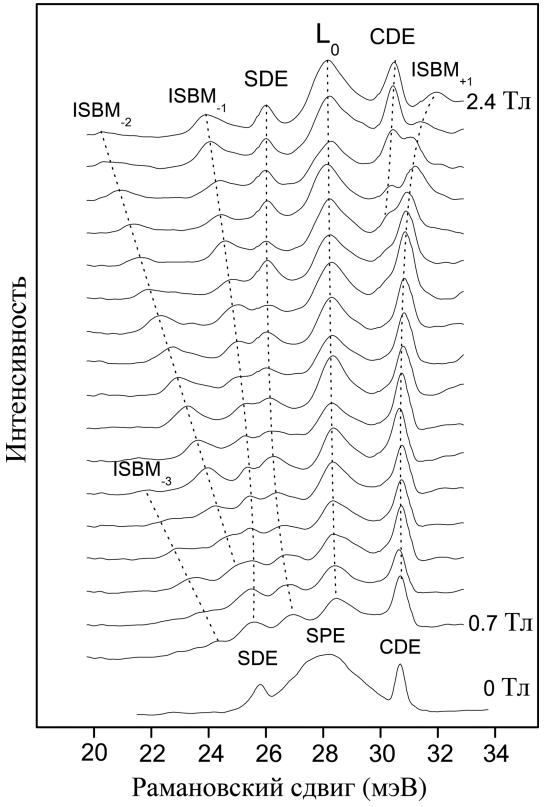

Рис. 2.1. Спектры неупругого рассеяния света межподзонных возбуждений с шагом 0,1 Тл в диапазоне $0{,}7 \div 2{,}4$ Тл при $q = 0{,}4 \cdot 10^5$ см$^{-1}$. Для сравнения приведен спектр в нулевом магнитном поле. Используются следующие обозначения: SPE — одночастичный континуум, ISBM — межподзонные бернштейновские моды, CDE и SDE — спин-синглетный и спин-триплетный межподзонные экситоны, L_0 — противофазные моды

одновременным изменением номера уровня Ландау и индекса размерно-квантованной подзоны (рис. 2.1). Энергии межподзонных бернштейновских мод формируют отрицательный и положительный «вееры» уровней Ландау, выходящие из энергии межподзонного расщепления с наклоном, определяемым эффективной массой электронов в полупроводнике квантовой ямы

$$E_{B\pm n} = |\Omega + n\omega_c|, \tag{2.1}$$

где $|n| \geqslant 1$, Ω — одночастичная энергия межподзонного расщепления. Фундаментальное выражение (2.1) является аналогом теоремы Кона для межподзонных возбуждений: энергии межподзонных бернштейновских мод при нулевом обобщенном импульсе не зависят от электрон-электронного взаимодействия [2.1, 2.10, 2.11, 2.12]. Замечательно то, что выражение (2.1) не содержит вкладов, отражающих особенности ограничивающего потенциала КЯ (формы, ширины и высоты), а единственной величиной, характеризующей поперечное движение электронов, является одночастичная энергия межподзонного квантования Ω. В отличие от случая бернштейновских мод энергии синглетного и триплетного экситонов не зависят от величины магнитного поля. Эти возбуждения трансформируются в магнитном поле в магнитоэкситоны, связанные с электронными переходами с сохранением номера уровня Ландау. В пренебрежении непараболичностью зоны проводимости в интервале энергий межподзонного расщепления, энергии всех таких переходов равны между собой и не зависят от величины магнитного поля.

Если в основном состоянии 2D ЭС заполнено больше одного уровня Ландау, появляются дополнительные ветви возбуждений с сохранением номера уровня Ландау. Это противофазные колебания электронов с разных уровней Ландау. В спектре неупругого рассеяния света они представлены резонансом L_0 [2.1, 2.2]. Когда в основном состоянии заполнено n уровней Ландау, существуют $2n$ коллективных межподзонных ветвей, объединенных в пары, причем каждая пара включает возбуждения зарядовой и спиновой плотности. Энергии одной пары не зависят от величины магнитного поля. Это синфазные ветви (синглетный и триплетный межподзонные магнитоэкситоны). Энергии всех других (противофазных) ветвей уменьшаются с увеличением магнитного поля, а при $B \to 0$ сходятся к энергии одночастичного межподзонного расщепления. Синфазные ветви расщеплены на величину деполяризационного сдвига. Энергии противофазных ветвей совпадают внутри каждой пары, а отличие в энергиях разных пар мало [2.13, 2.14].

Рассмотренные ветви в некотором смысле аналогичны фононам в кристаллах. В электронной системе элементарной ячейке кристалла можно соотнести квант магнитного потока. Аналогом акустической ветви являются синфазные межподзонные ветви. Их энергии определяются полной концентрацией электронов в 2D системе. Аналогом оптических ветвей являются все остальные противофазные ветви. Их число для возбуждений каждого типа (зарядовой или спиновой плотности) равно $n-1$, при этом противофазные ветви не наблюдаются при $\nu < 2$, когда только по одному электрону каждого спина приходится на квант магнитного потока [2.2]. Естественно, что аналогия между фононами и коллективными магнитовозбуждениями достаточно условна. Например, фактор заполнения электронов является непрерывной функцией магнитного поля, тогда как число атомов в элементарной ячейке изменяется дискретно. Это приводит к тому, что энергии противофазных ветвей монотонно меняются с изменением фактора заполнения электронов.

§ 2.2. Дисперсия межподзонных магнитовозбуждений в длинноволновом пределе

Соотношение (2.1) описывает поведение межподзонных бернштейновских мод при $ql_B \to 0$. С увеличением импульса их энергии отклоняются от линейных зависимостей в области энергетического резонанса с межподзонными магнитоэкситонами. Кулоновское взаимодействие гибридизует коллективные возбуждения с изменением и без изменения номеров уровней Ландау, при этом гибридные щели пропорциональны $(ql_B)^{|n|}$, n — номер бернштейновской моды [2.1]. Величины гибридных щелей и характер их дисперсионных зависимостей согласуются с теоретическими расчетами в рамках приближения локальной плотности (рис. 2.2) [2.6, 2.10 2.15, 2.16]. Интересные особенности наблюдаются в зависимости гибридных щелей от электронной концентрации. Верхние гибридные щели ($n \geqslant 1$) исчезают не при нулевой, а при некоторой критической концентрации, определяемой из условия равенства деполяризационного и экситонного сдвигов (рис. 2.3). При концентрациях ниже критической энергия синглетного межподзонного экситона становится меньше энергии одночастичного межподзонного расщепления, и энергетический резонанс с бернштейновскими модами становится невозможен [2.1].

Из-за динамического экранирования кулоновского взаимодействия оптическими фононами зависимости от концентрации верх-

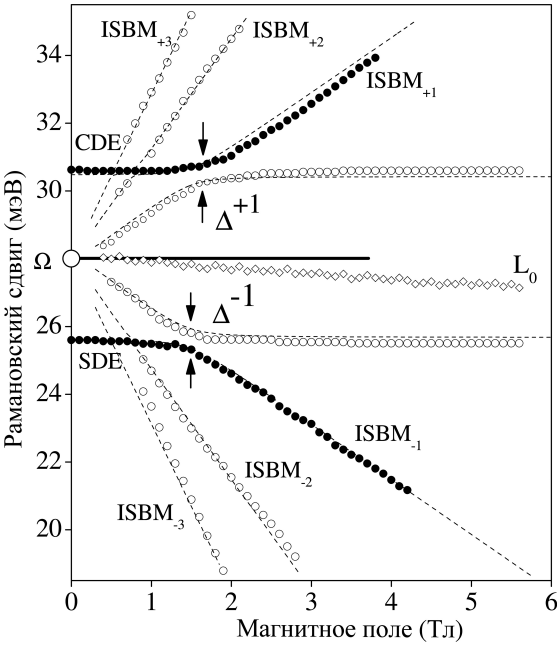

Рис. 2.2. Энергии межподзонных магнитовозбуждений: эксперимент (точки) и расчет в приближении локальной плотности (штриховые линии). Максимум одночастичного континуума показан большим белым кружком

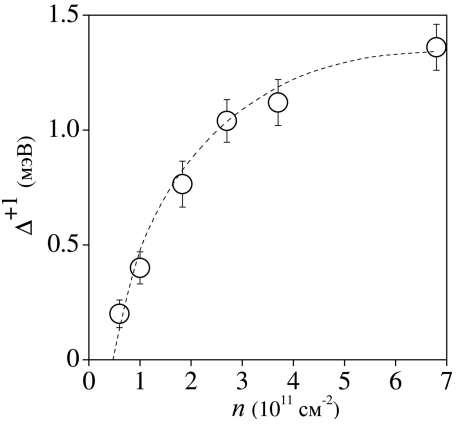

Рис. 2.3. Зависимость гибридной щели, Δ^{+1}, от электронной концентрации при фиксированном значении импульса $q = 1{,}1 \cdot 10^5$ см$^{-1}$. Расчет в приближении локальной плотности показан штриховой линией

них гибридных щелей немонотонны. Вследствие изгиба зон полупроводника квантовой ямы увеличение электронной концентрации неизбежно приводит к увеличению энергии межподзонного расщепления. При этом энергия синглетного межподзонного экситона растет, а при некоторой величине электронной концентрации энергия синглетного экситона находится в резонансе с энергией продольного оптического фонона. Поле макроскопической поляризации смешивает электронные и фононные моды, а в спектре НРС наблюдаются две гибридные моды [2.3]. В свою очередь, гибридные моды взаимодействуют с межподзонными бернштейновскими модами с образованием тройных мод (рис. 2.4). При этом сами

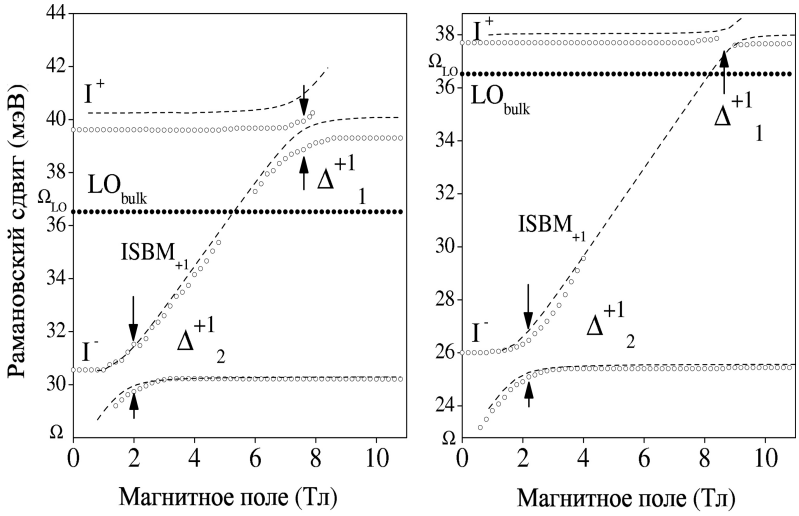

Рис. 2.4. Энергии межподзонных магнитовозбуждений в области частот LO-фонона при двух величинах энергии межподзонного расщепления: эксперимент (белые точки) и теория (штриховые линии). Гибридные электрон-фононные моды обозначены I^+ и I^-. В качестве репера показана энергия объемного LO-фонона (черные точки)

бернштейновские моды не взаимодействуют с оптическим фононом, по крайней мере, в длинноволновом пределе, а взаимодействуют только с электронной компонентой гибридных мод. Если изменять параметры КЯ таким образом, что главное возбуждение зарядовой плотности выходит из резонанса с оптическим фононом, взаимодействие бернштейновских мод с электронной компонентой гибридной моды усиливается, а с фононной — ослабевает (рис. 2.4) [2.3].

§ 2.3. Межподзонные возбуждения и магнитовозбуждения в параллельном магнитном поле

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

$$\mathbf{d} = -e|z_{00} - z_{11}|\,\mathbf{n}, \tag{2.2}$$

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

$$\mathbf{P} = \mathbf{\Pi} + \frac{1}{c}\mathbf{d}\times\mathbf{B}, \tag{2.3}$$

играет роль обобщенного импульса межподзонных возбуждений, сохраняющегося в процессах рассеяния ($\mathbf{P} = \mathbf{q}$), где $\mathbf{\Pi}$ — кинематический импульс в плоскости ямы [2.17]. Кинетическая энергия межподзонных возбуждений является функцией кинематического импульса:

$$E(\mathbf{\Pi}) = E\left(\left|\mathbf{P} - \frac{1}{c}\mathbf{d}\times\mathbf{B}\right|\right), \tag{2.4}$$

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

$$\mathbf{P} = \frac{1}{c}\mathbf{d}\times\mathbf{B}, \tag{2.5}$$

кинематический импульс, и, соответственно, кинетическая энергия обращаются в нуль, причем ни обобщенный импульс, ни калибровочный член не равны нулю по отдельности. Влияние калибровочного члена на энергии межподзонных возбуждений показано

на примере межподзонного синглетного экситона. Когда импульс равен нулю, его энергия квадратично зависит от магнитного поля (рис. 2.5). При увеличении продольного импульса вдоль вектора

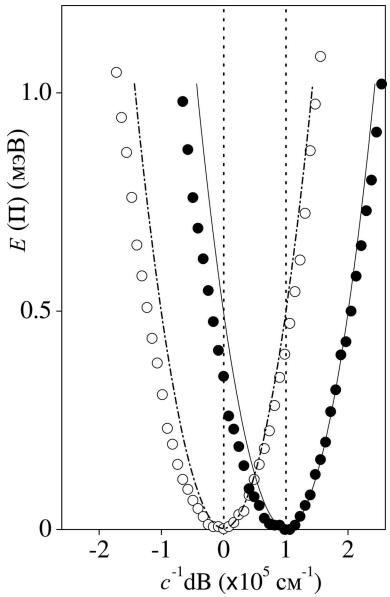

Рис. 2.5. Экспериментальная зависимость кинетической энергии синглетного межподзонного экситона от величины $c^{-1}\,dB$ для двух значений импульса неупругого рассеяния света, $q = 0$ (белые точки) и $q = 1 \cdot 10^5$ см$^{-1}$ (черные точки). Вектор $\mathbf{d}\times\mathbf{B}$ направлен вдоль $\mathbf{q}$. Штрих-пунктирными линиями показан расчет в рамках приближения локальной плотности дисперсии кинетической энергии синглетного экситона. Та же дисперсионная кривая, сдвинутая вдоль оси абсцисс на $1 \cdot 10^5$ см$^{-1}$, показана сплошной линией

$\mathbf{d}\times\mathbf{B}$ магнитополевая зависимость сдвигается вдоль оси абсцисс на величину импульса. Таким образом, можно отождествить магнитополевую зависимость энергии возбуждения с дисперсионной зависимостью.

При изменении относительной ориентации $\mathbf{q}$ и $\mathbf{d}\times\mathbf{B}$ с сохранением их абсолютных величин кинетическая энергия демонстрирует вращательную анизотропию (рис. 2.6), а ее угловая зависимость с хорошей точностью описывается выражением (2.4):

$$E(\mathbf{\Pi}) = \frac{1}{2m^*}\left(\mathbf{q} - \frac{1}{c}\mathbf{d}\times\mathbf{B}\right)^2, \qquad (2.6)$$

где m^* — эффективная масса главного возбуждения зарядовой плотности. Несмотря на то, что различные межподзонные возбуждения отличаются квантовыми числами внутренних и спиновых степеней свободы, они обладают одинаковым дипольным моментом, и их дисперсионные зависимости ведут себя аналогично [2.5].

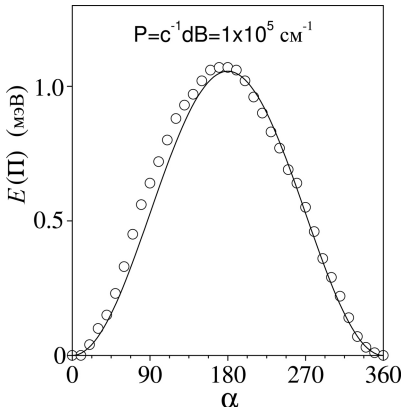

Рис. 2.6. Экспериментальная зависимость кинетической энергии синг- летного межподзонного экситона от величины угла между направлениями векторов **q** и $\mathbf{d}\times\mathbf{B}$ при $q = c^{-1}\,dB = 1\cdot 10^5$ см$^{-1}$ (точки). Сплошной линией показана расчетная зависимость $E(\Pi) = 1/(2m^*)(\mathbf{q} - c^{-1}\mathbf{d}\times\mathbf{B})^2$

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

По существу, параллельное поле дает мощный экспериментальный инструмент, позволяющий отличить коллективные возбуждения от одночастичных, что является серьезной экспериментальной проблемой в физике возбуждений низкоразмерных систем. Соотношения (2.4), (2.5) можно также использовать с целью определения количественной меры асимметрии ограничивающего потенциала КЯ — дипольного момента межподзонного перехода. Зная дипольный момент, можно установить направление и величину градиента потенциала, а поскольку анизотропная часть энергии возбуждений является линейной функцией магнитного поля, измерения могут быть выполнены в малых магнитных полях.

Рассмотрим дисперсию межподзонных возбуждений во внешнем магнитном поле, ориентированном под произвольным углом к

плоскости КЯ. В этом случае необходимо заменить кинематический импульс на обобщенный импульс:

$$\mathbf{q} = -i(\nabla_1 + \nabla_2) + e(\mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2) - e[(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)\times\mathbf{B}] \qquad (2.7)$$

($\hbar = 1$, индексы 1 и 2 обозначают отрицательно и положительно заряженные частицы, $\mathbf{A}_1$ и $\mathbf{A}_2$ — векторные потенциалы) [2.18–2.20]. При этом влияние параллельного поля на энергию возбуждений опять сводится к калибровочному члену $c^{-1}\mathbf{d}\times\mathbf{B}$. Покажем это на примере дисперсионной зависимости гибридных мод в области резонанса синглетного экситона и межподзонной бернштейновской моды с индексом $+1$. В том случае, когда магнитное поле ориентировано перпендикулярно плоскости КЯ, дисперсия гибридной щели или суммарная дисперсия двух гибридных мод — линейна. Такая же зависимость получается, если зафиксировать обобщенный импульс и менять компоненту магнитного поля так, что вектор $\mathbf{d}\times\mathbf{B}$ сонаправлен вектору $\mathbf{q}$, причем сама зависимость сдвигается вдоль оси абсцисс на величину обобщенного импульса (рис. 2.7). Гибридная щель равна нулю при $\mathbf{q} = c^{-1}\mathbf{d}\times\mathbf{B}$, хотя ни обобщенный импульс, ни $c^{-1}\mathbf{d}\times\mathbf{B}$ не равны нулю по отдельности. Можно заключить, что форма дисперсионной зависимости межподзонных возбуждений при произвольной ориентации магнитного поля определяется только перпендикулярной компонентой магнитного поля. Параллельная же компонента сдвигает дисперсионную зависимость в импульсном пространстве на величину калибровочного члена. Используя параллельное магнитное поле, можно измерить дисперсию межподзонных магнитовозбуждений в области импульсов, недостижимых в стандартных экспериментах по неупругому рассеянию света [2.5].

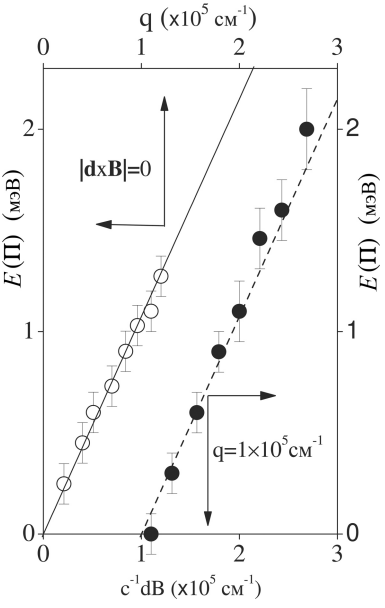

Рис. 2.7. Энергия CDE при $B_\perp = 1{,}5$ Тл как функция обобщенного импульса при $c^{-1}\,dB = 0$ (слева) и как функция вектора $c^{-1}\,\mathbf{d}\times\mathbf{B}$, сонаправленного вектору $\mathbf{q}$ при $q = 1\cdot10^5$ см$^{-1}$ (справа). Сплошная линия — линейная аппроксимация экспериментальных точек. Штриховая линия — та же аппроксимация, сдвинутая на $1\cdot10^5$ см$^{-1}$

§ 2.4. Одночастичные возбуждения в двойных квантовых ямах в параллельном магнитном поле

Межподзонные возбуждения в одиночных КЯ имеют много общего с межподзонными (межслоевыми) возбуждениями в ДКЯ. Ранее считалось, что основным физическим параметром, характеризующим свойства основного и возбужденных состояний в ДКЯ, является отношение туннельной энергии (Δ_{SAS}) к энергии Ферми электронов ($\mathscr{E}_{\mathrm{F}}$). В настоящей главе показано, что более важной характеристикой является степень пространственной асимметрии. Связано это с тем, что отношение туннельной и фермиевской энергий невозможно сделать сколь угодно малым, сохраняя при этом симметрию электронной системы. При некоторой величине этого отношения происходит нарушение симметрии основного состояния, причем параметры перехода определяются не только туннельной и фермиевской энергиями, но также ширинами ям и распределением случайного потенциала примесей. Будем в дальнейшем называть симметричным или асимметричным такое состояние, в котором волновые функции одночастичных состояний обладают или не обладают определенной четностью. Измерение степени асимметрии ДКЯ является важнейшей экспериментальной задачей, которой посвящена первая часть настоящей главы [2.21, 2.22]. Влияние асимметрии на плазменные возбуждения обсуждаются во второй части, а на магнитовозбуждения — в третьей [2.23, 2.24, 2.25].

Рассмотрим спектр межподзонных одночастичных возбуждений в асимметричной ДКЯ. В пределе слабого туннелирования ($\Delta_{\mathrm{SAS}} \ll \mathscr{E}_{\mathrm{F}}$, где Δ_{SAS} — туннельная энергия) одноэлектронные волновые функции в асимметричном состоянии локализованы в отдельных слоях. Для каждого значения импульса существует континуум одночастичных возбуждений из-под поверхности Ферми электронов первой размерно-квантованной подзоны в незаполненные состояния над поверхностью Ферми второй. В асимметричной ДКЯ данные возбуждения являются межслоевыми. Граничные энергии континуума $\Omega - qv_{\mathrm{F}}$ и $\Omega + qv_{\mathrm{F}}$ достигаются для возбуждений, импульс которых либо параллелен, либо антипараллелен импульсу Ферми электронов в первой подзоне, при этом с увеличением импульса граничные энергии изменяются разнонаправленно. Из-за заполнения фазового пространства второй подзоны плотность состояний для резонансов НРС с граничными энергиями значительно выше, чем для остальной части континуума, поэтому спектр состоит из двух линий с граничными энергиями континуума [2.21, 2.26]. Аппроксимация их энергий в $q = 0$ дает величину межподзонного расщепления Ω, а наклон линейных

зависимостей — скорость Ферми электронов в первой размерно-квантованной подзоне.

Согласно (2.6) энергии возбуждений на границах континуума зависят линейно от магнитного поля, ориентированного вдоль плоскости ДКЯ:

$$E = \Omega \pm qv_{\mathrm{F}_1} + \frac{1}{c} dBv_{\mathrm{F}_1}$$

если $\mathbf{q}$ и $\mathbf{B}$ параллельны и

$$E = \Omega \pm \left|\mathbf{q} - \frac{1}{c}[\mathbf{d}\times\mathbf{B}]\right| v_{\mathrm{F}_1}$$

если $\mathbf{q}$ и $\mathbf{B}$ — перпендикулярны. Здесь $v_{\mathrm{F}_{1(2)}}$ — скорость Ферми в первой (второй) подзоне.

Рассмотрим изменение спектра возбуждений при переходе ДКЯ из асимметричного к симметричному состоянию на примере нереалистичной модели виртуальных возбуждений между двумя изолированными КЯ (рис. 2.8). По мере уменьшения энергии межподзонного расщепления энергии возбуждений уменьшаются пропорционально. При этом критическое магнитное поле, при котором выполняется условие (2.5), не изменяется, так как дипольный момент постоянен.

Нетривиальный случай возникает, когда член $\left|\mathbf{q} - c^{-1}[\mathbf{d}\times\mathbf{B}]\right| v_{\mathrm{F}_2}$ превышает энергию межподзонного расщепления. В спектре появляются две ветви одночастичных возбуждений, соответствующие прямым переходам электронов из слоя с большей плотностью в слой с меньшей плотностью (A-ветвь):

$$\left[\Omega - \left|\mathbf{q} - \frac{1}{c}[\mathbf{d}\times\mathbf{B}]\right| v_{\mathrm{F}_1},\ \Omega + \left|\mathbf{q} - \frac{1}{c}[\mathbf{d}\times\mathbf{B}]\right| v_{\mathrm{F}_1}\right]$$

и обратным переходам (B-ветвь):

$$\left[0,\ -\Omega + \left|\mathbf{q} - \frac{1}{c}[\mathbf{d}\times\mathbf{B}]\right| v_{\mathrm{F}_2}\right].$$

Возбуждения обеих ветвей имеют равные по модулю, но противоположно направленные дипольные моменты, поэтому возрастание энергии одной ветви в магнитном поле сопровождается уменьшением энергии другой и наоборот. При определенном значении параметров системы

$$\Omega < \frac{1}{2}\left(\left|\mathbf{q} - \frac{1}{c}[\mathbf{d}\times\mathbf{B}]\right| v_{\mathrm{F}_2} - \left|\mathbf{q} - \frac{1}{c}[\mathbf{d}\times\mathbf{B}]\right| v_{\mathrm{F}_1}\right)$$

верхняя граница B-ветви превышает таковую для A-ветви, что приводит к симметризации спектра возбуждений (рис. 2.8).

Данная модель описывает виртуальные межслоевые возбуждения, которые в любом состоянии имеют одинаковый дипольный момент. В реальных ДКЯ дипольный момент возбуждений уменьшается при симметризации. Тем не менее, энергии возбуждений

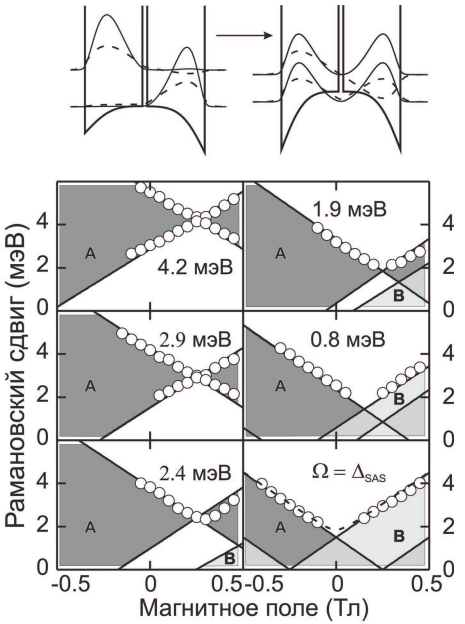

Рис. 2.8. Изменение спектра межподзонных возбуждений ДКЯ при переходе от асимметричного состояния к симметричному. Вверху показаны: профиль ограничивающего потенциала, волновые функции (пунктир) и квадраты волновых функций (сплошные линии) электронов в асимметричном (слева) и симметричном (справа) состояниях. Темные области соответствуют возбуждениям из первой во вторую квантовую подзону (*A*-ветвь), светлые области обозначают возбуждения из второй в первую подзону (*B*-ветвь) без учета туннелирования. Области совпадения энергий двух ветвей показаны промежуточным цветом. Экспериментальные точки показаны белыми кружками. Для каждого состояния указана энергия межподзонного расщепления Ω

в симметричном состоянии испытывают сдвиг в магнитном поле, как если бы дипольный момент возбуждений сохранялся. Это связано с тем, что, в отличие от одиночных КЯ, расщепление между симметричной и антисимметричной подзонами в ДКЯ меньше или сравнимо по величине с энергией магнитного квантования [2.27, 2.28]. Параллельное магнитное поле изменяет электронные

волновые функции таким образом, что везде, за исключением малого диапазона магнитных полей $\Delta_{\mathrm{SAS}} \sim \frac{1}{2} dBv_{\mathrm{F}}$, граничные возбуждения континуума являются межслоевыми [2.22]. Критическое магнитное поле, в котором энергии одночастичных возбуждений достигают экстремума, не определяется соотношением (2.5), а равно нулю.

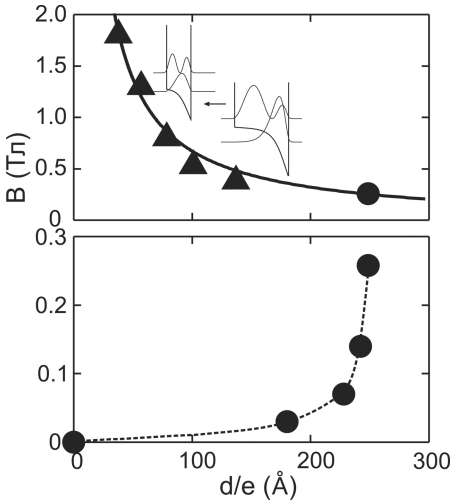

Рис. 2.9. Полученное экспериментально критическое магнитное поле как функция расчетного дипольного момента одночастичных возбуждений (2.4) для одиночной (треугольники) и двойной (кружки) КЯ. На схеме показан самосогласованный расчет профиля ограничивающего потенциала одиночных КЯ и квадраты волновых функций электронов в первых двух размерно-квантованных подзонах для самой широкой и самой узкой КЯ. Сплошная линия показывает ожидаемое критическое магнитное поле $B = qc/d$

Сравним критические магнитные поля для двухслойной и однослойной систем как функции дипольного момента в нулевом магнитном поле. В однослойной системе дипольный момент уменьшается с уменьшением ширины КЯ (рис. 2.9). В ДКЯ дипольный момент уменьшается при симметризации. Две системы, однослойная и двухслойная, отличаются по действию магнитного поля на электронные состояния в двух нижайших размерно-квантованных подзонах. Если в двухслойной системе магнитное поле изменяет волновые функции, в одиночном слое оно на них почти не влияет. Как результат, критическое магнитное поле обратно пропорционально дипольному моменту для однослойной системы (2.5) и стремится к нулю при симметризации двухслойной системы. Поэтому, чтобы перевести ДКЯ в симметричное состояние, необходимо передать конечный импульс одночастичным электронным возбуждениям и балансировать систему до тех пор, пока энергии возбуждений не будут сохраняться при инверсии магнитного поля. Точность такого метода определяется соотношением между ширинами линий НРС и величиной туннельной энергии. Экспериментальные оценки показывают, что можно балансировать ДКЯ с туннельной энергией вплоть до 0,1 мэВ [2.22].

§ 2.5. Плазменные возбуждения в двойных квантовых ямах

С помощью описанного метода балансировки были исследованы плазменные моды в симметричном и асимметричном состояниях ДКЯ, а также модификация этих мод при переходе от симметричного к асимметричному состоянию (рис. 2.10). Характерной особенностью симметричного состояния является отсутствие в спектре бесщелевой плазменной моды с линейным законом дисперсии — акустического плазмона, который является противофазным колебанием плотности заряда в симметричной и антисимметричной подзонах [2.23, 2.29]. Энергия акустического плазмона определяется разностью в кулоновском взаимодействии электронов в одной и в разных подзонах. Электронная плотность в двух подзонах симметричной ДКЯ распределена почти одинаково, поэтому мода акустического плазмона смягчается и попадает в континуум одночастичных возбуждений.

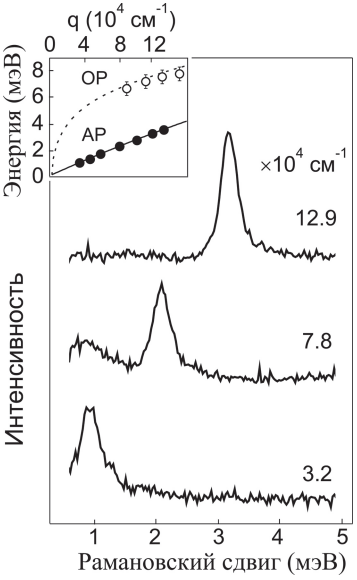

Рис. 2.10. Спектры НРС акустического плазмона в ДКЯ в асимметричном состоянии при разных значениях импульса. На вставке показаны экспериментальные (точки) и вычисленные в рамках классической электродинамики (сплошные линии) дисперсионные зависимости акустического (AP) и оптического (OP) плазмонов

Место акустического плазмона занимает туннельный плазмон, который в длинноволновом пределе ($qa_B \ll 1$) является щелевой модой с линейной дисперсией (рис. 2.11). Линейный наклон близок к наклону акустического плазмона в асимметричной ДКЯ с теми же параметрами (полной электронной концентрацией и расстоянием между ямами). Это свойство туннельного плазмона привело к серьезным теоретическим ошибкам [2.30, 2.31, 2.32, 2.33]. Предполагалось, что туннельный плазмон — это не отдельная плазменная мода, а мода акустического плазмона, у которой открывается длинноволновая плазменная щель. Действительно, две совершенно различные по природе плазменные моды, туннельная и акустическая, обладают линейными дисперсионными зависимостями, причем наклоны этих

зависимостей уравниваются с уменьшением туннельной связи. Более того, поперечное сечение неупругого рассеяния света от туннельного плазмона в симметричном состоянии и акустического плазмона в асимметричном состоянии совпадают (рис. 2.12).

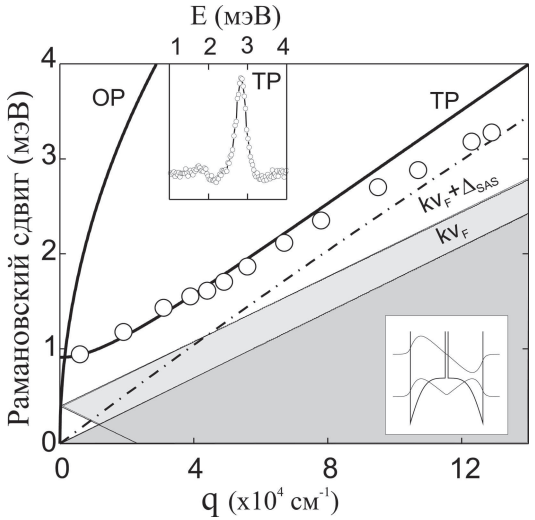

Рис. 2.11. Экспериментальные (кружки) и вычисленные в приближении хаотических фаз (сплошные линии) дисперсионные зависимости туннельного (TP) и оптического (OP) плазмонов. Заштрихованными областями показаны внутри- и межподзонные континуумы одночастичных возбуждений. Точечно-штриховой линией показана дисперсионная зависимость акустического плазмона в асимметричном состоянии. На вставках показаны спектр HPC от туннельного плазмона и профиль потенциала ДКЯ с огибающими волновых функций в симметричной и антисимметричной подзонах размерного квантования

Поскольку поперечное сечение пропорционально динамическому структурному фактору, то и распределение флуктуаций заряда в туннельной и акустической плазменных модах одинаковое. Можно заключить, что туннельный плазмон — это противофазное колебание электронной плотности в двух слоях ДКЯ. С увеличением туннельной щели $\Delta_{SAS} \sim qv_F$ поперечное сечение для туннельного плазмона уменьшается, а длинноволновая дисперсия выполаживается [2.34]. В этом пределе энергия поперечных колебаний электронов превышает кинетическую энергию в плоскости, а туннельный плазмон становится коллективной модой экситонного типа. Помимо туннельного плазмона в спектрах неупругого рассеяния света присутствует оптический плазмон с энергией, слабо зави-

сящей от величины туннельной связи. Столь различное влияние туннелирования на туннельную и оптическую плазменные ветви может быть понято следующим образом. При синфазных колеба-

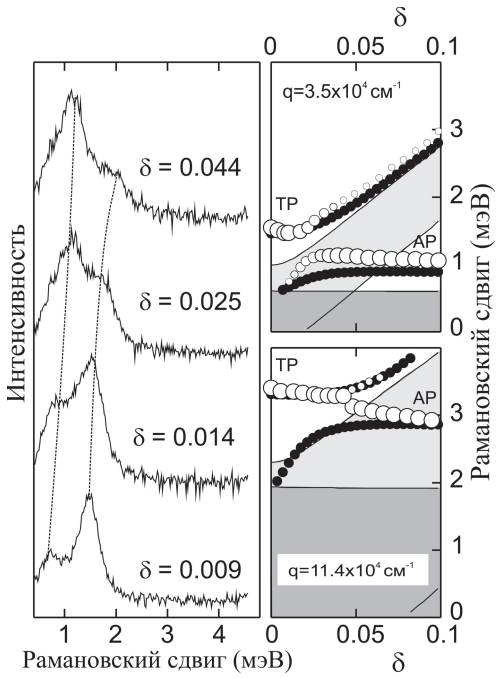

Рис. 2.12. Изменение спектров НРС в зависимости от степени асимметрии ДКЯ (слева). Энергии туннельного и акустического плазмонов для двух значений импульса в зависимости от степени асимметрии ДКЯ (справа). Светлыми точками показаны экспериментальные данные, черными точками — расчет в приближении хаотических фаз. Размер экспериментальных точек пропорционален поперечному сечению неупругого рассеяния света. Заштрихованными областями показаны внутри- и межподзонные континуумы одночастичных возбуждений. Степень перекоса $\delta = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$ определяет дисбаланс электрического поля с двух сторон ДКЯ

ниях электронной плотности в двух подзонах и слоях вероятности туннелирования электронов из каждого слоя в противоположный равны, поэтому туннелирование не оказывает существенного влияния на синфазные колебания. В туннельной моде зарядовые флуктуации в разных слоях имеют разные знаки и, соответственно, вероятности туннелирования из разных слоев будут различны. Электроны движутся не только в плоскости, но и поперек плоско-

сти слоев, что приводит к изменению энергии туннельного плазмона.

Переход от симметричного к асимметричному состоянию ДКЯ сопровождается уменьшением поперечного сечения рассеяния туннельного плазмона, причем сам туннельный плазмон затухает на межподзонных одночастичных возбуждениях. Напротив, энергия акустического плазмона увеличивается, а при некотором параметре перекоса ДКЯ она превышает граничную энергию одночастичного континуума. Таким образом, в ДКЯ с туннельной связью существует перекос, при котором в спектре присутствуют две противофазные слабозатухающие плазменные моды (рис. 2.12). Если устремить туннельную связь к нулю, то переход из симметричного в асимметричное состояние — фазовый: туннельный плазмон существует только в симметричной фазе, а акустический плазмон в асимметричной, причем двух плазменных мод одновременно быть не может.

Отметим, что туннельный и акустический плазмоны являются принципиально разными возбуждениями. Акустический плазмон — это внутриподзонное возбуждение, а туннельный плазмон — межподзонное возбуждение, связанное с электронными переходами между нижайшими подзонами размерного квантования. Физические свойства туннельного и акустического плазмонов одинаковы только в пределе слабого туннелирования. В противоположном пределе туннельный плазмон является возбуждением экситонного типа с квадратичной дисперсионной зависимостью. Напротив, дисперсионная зависимость акустического плазмона линейна и слабо зависит от величины туннельной связи.

§ 2.6. Магнитоплазменные возбуждения в двойных квантовых ямах

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

$$\omega^2(k) = \omega_c^2 + \omega_{\mathrm{AP,\,OP}}^2(q) \qquad (2.8)$$

где $\omega^2_{\mathrm{AP,\,OP}}(q)$ — плазменные частоты акустического и оптического плазмонов без магнитного поля с величиной импульса $q = k$ (8) [2.23]. Это выражение хорошо согласуется с экспериментом (рис. 2.13). Обе магнитоплазменные моды взаимодействуют с внутризонными бернштейновскими модами, причем в эксперименте наблюдаются два типа бернштейновских мод. Бернштейновские моды с одним и тем же индексом могут взаимодействовать либо с оптическим, либо с акустическим плазмоном, причем энергии соответствующих гибридных плазменно-бернштейновских мод расталкиваются (антипересекаются) [2.24]. Вне области резонансов энергии двух бернштейновских мод совпадают.

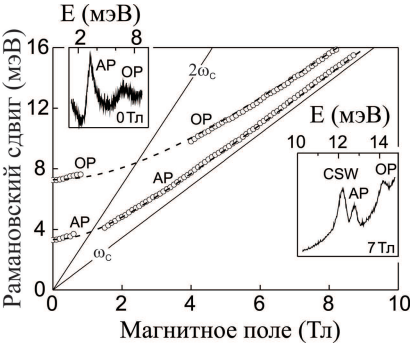

Рис. 2.13. Магнитополевые зависимости энергий магнитоакустического (AP) и магнитооптического (OP) плазмонов. Сплошными линиями показаны кратные циклотронные энергии. Пунктирными линиями показаны зависимости $\omega(k) = \sqrt{\omega_c^2 + \omega^2_{\mathrm{AP,\,OP}}(q)}$. На вставках показаны характерные спектры неупругого рассеяния света при $B = 0$ и 7 Тл

Вследствие сходства физических свойств акустического и туннельного плазмонов спектры неупругого рассеяния света в магнитном поле симметричных и асимметричных ДКЯ в пределе слабого туннелирования почти совпадают. Место магнитоакустического плазмона занимает магнитотуннельный плазмон, связанный с электронными переходами с верхнего заполненного уровня Ландау симметричной размерно-квантованной подзоны с номером n на незаполненный уровень Ландау с номером $n+1$ антисимметричной подзоны. Разница в энергиях магнитоакустического и магнитотуннельного плазмона определяется туннельной щелью, которая в пределе слабого туннелирования мала. Также в спектре магнитовозбуждений присутствует мода экситонного типа с энергией, превышающей туннельную щель на величину деполяризационного сдвига:

$$\omega^2 = \Delta^2_{\mathrm{SAS}} + \frac{2\sqrt{2\pi}e^2L}{\varepsilon}(n_1 - n_2)\Delta_{\mathrm{SAS}}, \qquad (2.9)$$

где L — параметр, характеризующий нелокальность волновой функции электронов в каждой из ям [2.35]. Данная ветвь аналогична межподзонному синглетному магнитоэкситону в одиноч-

ных КЯ, а ее энергия не зависит от величины магнитного поля. В пределе сильного туннелирования ($\Delta_{SAS} \sim \mathscr{E}_F$) спектр магнитовозбуждений ДКЯ аналогичен спектру межподзонных магнитовозбуждений одиночных КЯ, а в спектрах НРС доминирует мода экситонного типа.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 2

[2.1] *Kirpichev V. E. et al.* Phys. Rev. B **59**, R12751 (1999).
[2.2] *Kulik L. V. et al.* Phys. Rev. Lett. **86**, 1837 (2001).
[2.3] *Kulik L. V. et al.* Phys. Rev. B **61**, 12717 (2000).
[2.4] *Кулик Л. В. и др.* ЖЭТФ **122**, 1074 (2002).
[2.5] *Kulik L. V. et al.* Phys. Rev. B **61**, 1712 (2000); ibid. **66**, 073306 (2002).
[2.6] *Tselis A. C., Quinn J. J.* Phys. Rev. B **29**, 3318 (1984).
[2.7] *Pinczuk A. et al.* Phys. Rev. Lett. **63**, 1633 (1989).
[2.8] *Gammon D. et al.* Phys. Rev. Lett. **68**, 1884 (1992).
[2.9] *Ernst S. et al.* Phys. Rev. Lett. **72**, 4029 (1994).
[2.10] *Ando T.* Phys. Rev. B **19**, 2106 (1979).
[2.11] *Batke E., Weimann G., Schlapp W.* Phys. Rev. B **43**, R6812 (1991).
[2.12] *Brozak G. et al.* Phys. Rev. B **47**, R9981 (1993).
[2.13] *Бисти В. Е.* Письма в ЖЭТФ **69**, 543 (1999).
[2.14] *Бисти В. Е.* Письма в ЖЭТФ **73**, 25 (2001).
[2.15] *Marmorkos I. K., Das Sarma S.* Phys. Rev. B **48**, 1544 (1993).
[2.16] *Wendler L., Pechstedt R.* J. Phys: Condens. Matter **2**, 8881 (1990).
[2.17] *Avron J. E., Herbst I. W., Simon B.* Ann. Phys. **114**, 431 (1978).
[2.18] *Lamb W.* Phys. Rev. **85**, 259 (1952); *Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е.* ЖЭТФ **53**, 717 (1967).
[2.19] *Johnson B. R., Hirschfelder J. O., Yang K. H.* Rev. Mod. Phys. **55**, 109 (1983).
[2.20] *Лернер И. В., Лозовик Ю. Е.* ЖЭТФ **78**, 1167 (1980).
[2.21] *Товстоног С. В. и др.* Письма в ЖЭТФ **78** 1151 (2003).
[2.22] *Kulik L. V. et al.* Phys. Rev. B **71**, 165303 (2005).
[2.23] *Kulik L. V. et al.* Phys. Rev. B **70**, 033304 (2004).
[2.24] *Tovstonog S. V. et al.* Phys. Rev. B **66**, R241308 (2002); *Товстоног С. В. и др.* Письма в ЖЭТФ **76**, 592 (2002).
[2.25] *Товстоног С. В. и др.* Письма в ЖЭТФ **79**, 54 (2004).
[2.26] *Jain J. K., Das Sarma S.* Phys. Rev. B **36**, 5949 (1987).
[2.27] *Gumbs G., Aĭzin G. R.* Phys. Rev. B **51**, 7074 (1995).
[2.28] *Gorbatsevich A. A., Tokatly I. V.* Semicond. Sci. Technol. **13**, 288 (1998).
[2.29] *Bootsmann M. T. et al* Phys. Rev. B **67**, R121309 (2003).
[2.30] *Aĭzin G. R., Gumbs G.* Phys. Rev. B **54**, 2049 (1996).
[2.31] *Reboredo F. A., Proetto C. R.* Phys. Rev. Lett. **79**, 463 (1997).
[2.32] *Bolcatto P. G., Proetto C. R.* Phys. Rev. Lett. **85**, 1734 (2000).
[2.33] *Das Sarma S., Hwang E. H.* Phys. Rev. Lett. **81**, 4216 (1998).
[2.34] *Decca R. et al.* Phys. Rev. Lett. **72**, 1506 (1994).
[2.35] *Витлина Р. З., Чаплик А. В* ЖЭТФ **81**, 1011 (1981).

ГЛАВА 3

ВНУТРИПОДЗОННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И МАГНИТОВОЗБУЖДЕНИЯ

§ 3.1. Теория магнитоэкситонов в двумерном электронном газе. Первый порядок теории возмущений. Приближение Хартри–Фока. Одномодовое приближение

Согласно теореме Кона [3.1] энергия циклотронного резонанса трансляционно инвариантной электронной системы не зависит от величины кулоновского взаимодействия. Поэтому возбуждения с изменением орбитального квантового числа электронной системы на единицу (магнитоплазмоны) при нулевом обобщенном импульсе $q = 0$ имеют энергию, равную энергии циклотронного резонанса невзаимодействующей электронной системы. Аналогичное утверждение имеет место для спиновых экситонов (возбуждений с изменением спинового квантового числа на единицу без изменения орбитального квантового числа) в электронной системе, инвариантной относительно группы вращений в спиновом пространстве (теорема Лармора). Как следствие, энергия спиновых экситонов с нулевым обобщенным импульсом равна зеемановской энергии. Оба вышеупомянутых утверждения являются точными, то есть справедливы при любом соотношении между кулоновской и циклотронной энергиями.

Для целочисленных факторов заполнения уровней Ландау в пределе сильного магнитного поля энергии магнитоплазмонов и спиновых экситонов при ненулевых q могут быть вычислены в рамках теории возмущений. Малым параметром в этом случае является отношение кулоновской энергии на межчастичном расстоянии к циклотронной энергии: $r_s = \mathscr{E}_c/(\hbar\omega_c) \ll 1$ ($\mathscr{E}_c = e^2/(\varepsilon l_B)$, l_B — магнитная длина; циклотронная частота $\omega_c = eB/(m^*c)$; m^* — эффективная масса электрона). Уже начиная с работы [3.2], теоретическое рассмотрение задачи о коллективных возбуждениях в 2D ЭС в магнитном поле ведется с использованием модели магнитоэкситонов или пары заряженных частиц, составленных электроном, перешедшим на незаполненное энергетическое состояние, и эффективной ферми-дыркой (электронной вакансией), оставленной

под уровнем Ферми. При этом электрон взаимодействует с дыркой и с остальными электронами посредством кулоновского взаимодействия. В той же работе получены дисперсионные зависимости магнитоплазмона и спинового экситона при целочисленном заполнении $\nu = 1$. При малых импульсах $ql_B \ll 1$ магнитоплазмон обладает линейной дисперсией, а спиновой экситон — квадратичной:

$$\mathscr{E}_{\text{MP}}(q) = \hbar\omega_{\text{c}} + \frac{e^2}{2\varepsilon l_B} q l_B,$$

$$\mathscr{E}_{\text{s}}(q) = g\mu_{\text{B}} B + \frac{e^2}{4\varepsilon l_B} (q l_B)^2.$$

Аналогичные выражения были получены в работе [3.3], где рассматривались возбуждения в 2D электрон-дырочных (e–h) системах.

Более подробное рассмотрение спектров магнитоэкситонов было проведено с использованием диаграммного формализма [3.4] и приближения Хартри–Фока [3.5], что эквивалентно и приводит к одинаковым результатам. Важно подчеркнуть, что точное решение задачи о магнитоэкситонах возможно лишь в состояниях с целочисленными факторами заполнения, при которых основное состояние электронной системы невырождено. В общем случае энергия магнитоэкситона может быть представлена в виде

$$\mathscr{E}_{n,n'}(q) = \hbar\omega_{\text{c}}\delta n + g\mu_{\text{B}} B \delta S_z + \Delta\mathscr{E}_{n,n'}(q),$$

где учтены энергетические вклады от изменения орбитального квантового числа (индекса уровня Ландау электрона n), от изменения зеемановской энергии при перевороте спина электрона и от многочастичного кулоновского взаимодействия $\Delta\mathscr{E}_{n,n'}(q) \sim \mathscr{E}_{\text{c}}$, который и определяет дисперсию возбуждения в зависимости от обобщенного импульса. Эффективное расстояние между электроном и дыркой пропорционально величине обобщенного импульса: $\langle\Delta r\rangle = l_B^2 \mathbf{q} \times \widehat{\mathbf{z}}$, где $\widehat{\mathbf{z}}$ — вектор нормали к плоскости.

Строго говоря, коллективные возбуждения в 2D электронном газе можно рассматривать как двухчастичные только при переходах с заполненного на следующий уровень Ландау (изменение орбитального квантового числа $\delta n = 1$, $\delta S = 0$) или при переходах с переворотом спина при $\delta n = 0$, $\delta S = 1$, что отмечалось авторами [3.4, 3.5]. При отсутствии примесей и при температуре $T = 0$ магнитоплазмоны и спиновые экситоны — это возбуждения с бесконечным временем жизни, поскольку не существует других возбужденных состояний с такими же энергией, импульсом и спином. В случае циклотронных спин-флип возбуждений ($\delta n = 1$ и $\delta S = 1$)

так же, как и для переходов с $\delta n > 1$, двухчастичное приближение неприменимо. Необходимо учитывать распад магнитоэкситонов на другие возбуждения с сохранением энергии, волнового вектора, проекции спина и орбитального момента. Взаимодействие с другими возбуждениями влияет не только на время жизни магнитоэкситонов, но и изменяет их дисперсионные зависимости. В этом случае следует говорить о многоэкситонном комплексе, энергию которого можно найти в рамках двухэкситонного приближения. В рамках традиционной теории магнитоэкситонов двухэкситонными поправками обычно пренебрегают [3.4, 3.5, 3.6].

При четном факторе заполнения состояния с разными спинами заполнены одинаково. Основное состояние характеризуется полным спином $S = 0$, а возбуждения с $\delta n = 1$ могут быть классифицированы как синглетные и триплетные, причем синглетный магнитоэкситон — это коновский магнитоплазмон, являющийся синфазной комбинацией двух переходов с $\delta S_z = 0$. Компоненты триплетного возбуждения расщеплены по спину и являются комбинированными возбуждениями 2D ЭС с изменением орбитального и спинового квантовых чисел одновременно. При нечетных факторах заполнения, когда имеет место разное заполнение двух спиновых состояний, классификация возбуждений на синглетные и триплетные неприменима. В этом случае при $\delta n = 1$ существуют два типа магнитоплазменных возбуждений — синфазные (коновские) и антифазные, а также возможны комбинированные циклотронные возбуждения с переворотом спина.

Гамильтониан двумерной электронной системы в магнитном поле имеет вид

$$\widehat{H} = \sum \left(\left(n + \tfrac{1}{2} \right) \omega_c \right) \widehat{a}^{+}_{\sigma,n,k} \widehat{a}_{\sigma,n,k} + \widehat{H}_{\text{int}},$$

где $\widehat{a}^{+}_{\sigma,n,k}$, $\widehat{a}_{\sigma,n,k}$ — операторы рождения и уничтожения электронов на n-м уровне Ландау, k — параметр, обозначающий вырожденные состояния в пределах одного уровня Ландау, σ — спин. Волновые функции электронов в одночастичном приближении в калибровке Ландау

$$\phi_{n,k} = N^{-1/2} e^{iky} \exp\left[-\frac{\left(x + kl_B^2 \right)^2}{2l_B^2} \right] H_n\left(\frac{x + kl_B^2}{l_B} \right) \qquad (3.1)$$

(N — нормировочный коэффициент, H_n — полиномы Эрмита). Гамильтониан взаимодействия в магнитном поле $\widehat{H}_{\text{int}}$ определяется матричными элементами кулоновского взаимодействия $V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$

по этим функциям. В приближении Хартри–Фока вводятся соответствующие операторы для рождения возбуждений с импульсом q вдоль оси y

$$\widehat{Q}_Y^+(q) = \widehat{Q}^+_{n,m,\sigma,\sigma'}(q) = \sum_k \widehat{a}^+_{\sigma',m,k+q}\,\widehat{a}_{\sigma,n,k} \tag{3.2}$$

и соответствующее уравнение для энергии

$$\left\langle \widehat{Q}_Y^+(q)\left[\widehat{H}\widehat{Q}_{Y'}(q)\right]\right\rangle - \omega(q)\,\widehat{I} = 0. \tag{3.3}$$

В диаграммном формализме функции отклика зарядовой и спиновой плотности $\chi_{\sigma\sigma'}(\mathbf{q}, \omega)$ могут быть записаны в терминах одночастичной функции Грина для электрона в магнитном поле $G_\alpha(\omega)$, где $\alpha = n_\alpha$, σ_α — номер уровня Ландау и спиновый индекс, и вершинной части $\Gamma_{\alpha\beta}(k, k', q, \omega)$, представляющей сумму лестничных и петлевых диаграмм (рис. 3.1). При этом одночастичная функция Грина включает обменные поправки по взаимодействию. В первом

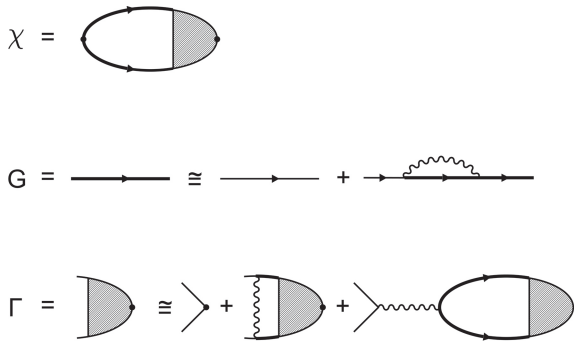

Рис. 3.1. Приближение сильного поля для функции отклика зарядовой плотности $\chi_{\sigma\sigma'}(\mathbf{q}, \omega)$. $\Gamma_{\alpha\beta}(k, k', q, \omega)$ — вершинная часть и $G_\alpha(\omega)$ (жирная линия) — одночастичная гриновская функция. Тонкие линии со стрелками соответствуют одночастичным функциям Грина для невзаимодействующих частиц, а волнистые линии представляют голое (неэкранированное) кулоновское взаимодействие

порядке теории возмущений вклад кулоновского взаимодействия в энергию возбуждений состоит из трех членов, соответствующих представленным на рис. 3.1 диаграммам:

1) постоянный, не зависящий от импульса и энергии возбуждения, член, представляющий разность обменных собственных энергий возбужденного электрона и дырки на уровне Ландау, откуда электрон был удален: $\Sigma_{n'} - \Sigma_n$;

2) прямое кулоновское взаимодействие электрона и дырки, зависящее от импульса возбуждения (второй член в графическом уравнении для вершинной части Γ, соответствующий учету лестничных диаграмм);

3) «аннигиляционный» член, учитывающийся в RPA-приближении (последний член в графическом уравнении для Γ). Данный член присутствует только для возбуждений зарядовой плотности (без изменения спина системы).

Рассматриваемый формализм обобщается на случай, когда имеется несколько экситонных ветвей (уравнение становится матричным).

В случае нецелочисленного заполнения уровней Ландау основное состояние системы без учета взаимодействия вырождено. Строгого рассмотрения задачи о возбуждениях 2D ЭС в этом случае не существует. При расчетах спектров возбуждений используются приближение Хартри–Фока [3.7, 3.8, 3.9], при котором считается, что электроны распределены однородно (все конфигурации равновероятны и корреляций нет) и обобщенное одномодовое приближение GSMA [3.6, 3.10, 3.11], в котором учитываются корреляции между электронами через парную корреляционную функцию (структурный фактор). Для произвольных факторов заполнения структурный фактор не известен, но он может быть получен из численных расчетов для ряда лафлиновских несжимаемых состояний $\nu = 1/3,\ 1/5, \ldots$ [3.12, 3.13].

§ 3.2. Циклотронное спин-флип возбуждение в квантово-холловском ферромагнетике. Учет влияния геометрического форм-фактора на кулоновское взаимодействие

В этой главе рассмотрен спектр магнитоэкситонов в холловских ферромагнетиках — состояниях с нечетными целочисленными факторами заполнения, в которых система электронов имеет отличную от нуля спиновую поляризацию. Проведен анализ экспериментальных исследований циклотронных спин-флип возбуждений (CSFE) методом НРС и рассмотрен обменный вклад в энергию возбуждений этого типа в зависимости от параметров 2D ЭС. Проведено сравнение полученных результатов с расчетами в рамках теории возмущений.

Естественно начать рассмотрение с самого простого состояния с одним заполненным спиновым подуровнем Ландау ($\nu = 1$, $S = S_z = N_0/2$, где N_0 — кратность вырождения спинового подуровня Ландау). Нижайшим по энергии нейтральным возбуждением

2D ЭС является спиновой экситон (SE), связанный со спин-флип возбуждением внутри нижнего уровня Ландау. Характер спиновых экситонов меняется от коллективного в длинноволновом пределе к одночастичному в коротковолновом пределе ($ql_B \to \infty$). В коротковолновом пределе спиновой экситон представляет собой пару из разнесенных на бесконечное расстояние возбужденного электрона с перевернутым спином и ферми-дырки в основном состоянии. Чтобы создать такое возбуждение, необходима энергия, равная сумме зеемановской и обменной энергий. Наличие обменного вклада в энергию спинового экситона приводит к увеличению эффективной спиновой щели: $\mathscr{E}_{\mathrm{SE}}(\infty) = \epsilon_{\mathrm{Z}} - \Sigma_0$, где ϵ_{Z} — зеемановская энергия, $\Sigma_0 < 0$ — удельная обменная энергия электронов в основном состоянии. Спиновую щель можно описывать посредством обменно-усиленного g-фактора:

$$g^* = \frac{\mathscr{E}_{\mathrm{SE}}(\infty)}{\mu_{\mathrm{B}} B} = g_0 + \left| \frac{\Sigma_0}{\mu_{\mathrm{B}} B} \right|. \tag{3.4}$$

Одним из прямых методов измерения обменно-усиленного g-фактора является активационный транспорт. Магнитотранспортными и магнитоемкостными методами было показано, что при $\nu = 1$ активационная щель практически линейно зависит от магнитного поля, то есть полученный обменно-усиленный g-фактор электронов от магнитного поля зависит слабо [3.14, 3.15, 3.16, 3.17], тогда как обменно-усиленное спиновое расщепление должно иметь масштаб энергии кулоновского взаимодействия $\mathscr{E}_{\mathrm{C}} = e^2/(\varepsilon l_B) \sim \sqrt{B}$ [3.2]. Кроме того, абсолютная величина расщепления оказывается значительно меньше теоретически предсказанной. Из-за очевидного противоречия между экспериментальными результатами и теоретическими предсказаниями вызывает интерес применение альтернативного подхода для исследования обменного взаимодействия в холловском ферромагнитном состоянии.

Оказывается, что информацию об обменном взаимодействии можно извлечь из энергий длинноволновых коллективных возбуждений системы. Как уже отмечалось выше, кулоновский вклад в энергии длинноволновых магнитоплазмонов и спиновых экситонов отсутствует (теоремы Кона и Лармора). Подобных симметрийных ограничений не существует в случае комбинированных возбуждений с одновременным изменением спинового и орбитального квантовых чисел (см. схематическое изображение возбуждений на рис. 3.2). Так энергия циклотронного спин-флип экситона ($\delta n = 1$, $\delta S_z = -1$) может быть представлена в виде суммы циклотронной,

зеемановской и кулоновской энергий:

$$\mathscr{E}_{\mathrm{CSFE}}(q) = \hbar\omega_{\mathrm{c}} + |g\mu_{\mathrm{B}}B| + \Delta(q, B). \tag{3.5}$$

Слагаемое $\Delta(q, B)$ определяет дисперсию CSFE и равно разности энергий многочастичного кулоновского взаимодействия между электронами в основном и возбужденном состоянии. В эту энергию вносят вклад слагаемое $-\Sigma_0$, связанное с утратой энергии обмена возбужденного электрона с электронами на нулевом уровне Ландау, а также слагаемое $\mathscr{E}_v^{10}(q)$ — энергия связи магнитоэкситона, образованного возбужденным электроном на первом уровне Ландау и ферми-дыркой на нулевом уровне Ландау. В приближении Хартри–Фока явные выражения для вычисления этих энергетических вкладов имеют следующий вид:

$$\Sigma_0(B) = -\int\limits_0^\infty \frac{k\,dk}{2\pi} v(k)\, e^{-k^2 l_B^2/2} \tag{3.6}$$

$$\mathscr{E}_v^{10}(q, B) = -\int\limits_0^\infty \frac{k\,dk}{2\pi} v(k) \left(1 - \frac{k^2 l_B^2}{2}\right) J_0(kql_B^2)\, e^{-k^2 l_B^2/2}, \tag{3.7}$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя. Вычисленные для идеальной 2D системы в пределе $q = 0$ эти выражения связаны соотношением $\mathscr{E}_v^{10}(0, B) = (1/2)\,\Sigma_0$. Таким образом, при возбуждении CSFE энергия связи магнитоэкситона $\mathscr{E}_v^{10}(0)$ лишь частично компенсирует потерю обменной энергии при изменении спинового квантового числа, а результирующий вклад $\Delta(0, B) = -\Sigma_0 + \mathscr{E}_v^{10}(0, B)$ в энергию длинноволнового CSFE положителен. Кроме того, это возбуждение практически бездисперсионно вплоть до импульсов $q \sim 1/l_B$.

Характерные спектры НРС вблизи циклотронной энергии при $\nu = 1$ показаны на рис. 3.2. Крайняя левая и крайняя правая узкие линии в спектре соответствуют возбуждениям МР и CSFE. Широкие спектральные особенности, расположенные в энергетическом интервале между МР и CSFE, связаны с возбуждениями барьерных примесных комплексов и здесь обсуждаться не будут. Зеемановская энергия составляет 0,21 мэВ и ее вклад в энергию CSFE мал по сравнению с остальными членами в выражении (3.5). Поэтому обменный вклад в энергию CSFE практически равен энергетическому сдвигу CSFE от $\hbar\omega_{\mathrm{c}}$. Уменьшение $\Delta(0, B)$ при увеличении ширины КЯ связано с влиянием нелокальности волновых функций электронов в направлении, перпендикулярном плоскости 2D канала, на эффективное кулоновское взаимодействие.

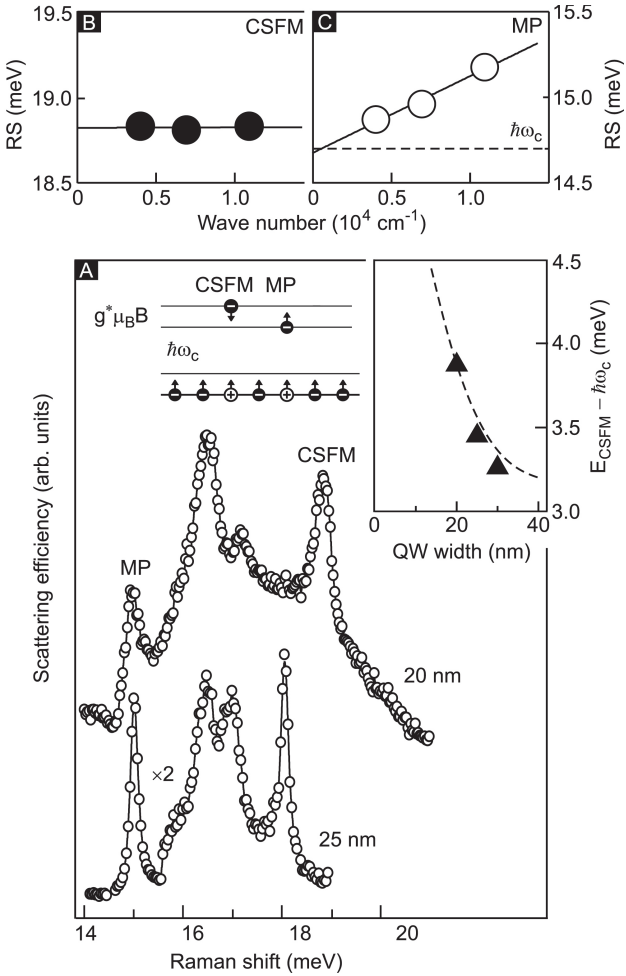

Рис. 3.2. *A*: Спектры НРС при 8,5 Тл ($\nu = 1$) для КЯ шириной 20 и 25 нм. Коллективные возбуждения: MP — магнитоплазмон, CSFE — циклотронный спин-флип экситон. Над спектрами приведена схематическая иллюстрация возбуждений. Вставка показывает значения $\Delta(0, B) = 7{,}6$ Тл, полученные из эксперимента для трех КЯ (треугольники) и результаты расчета методом Хартри–Фока (штриховая линия). На верхних графиках — дисперсия рамановского сдвига (RS) в длинноволновом пределе для CSFE (*B*) и MP (*C*)

При малых B ($l_{QW}/l_B \ll 1$, где l_{QW} — эффективная ширина КЯ) кулоновское взаимодействие практически трехмерно. В больших магнитных полях, когда эффективная ширина волновых функций

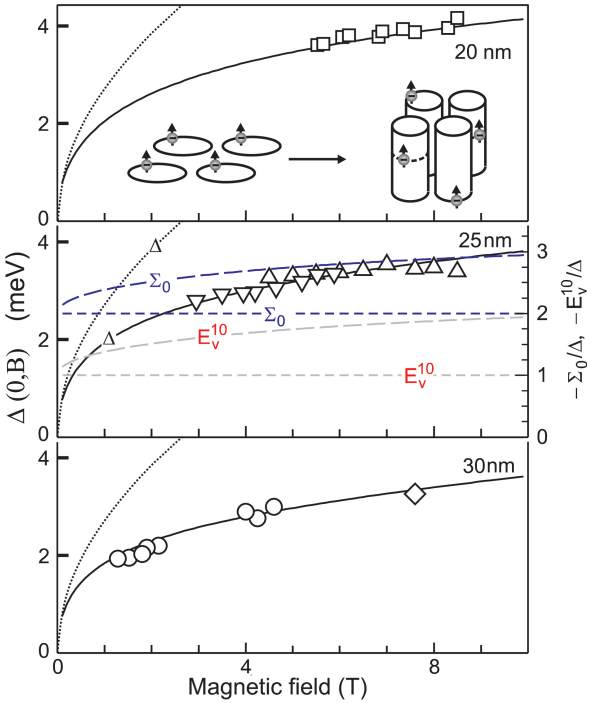

Рис. 3.3. Величина $\Delta(0, B)$ в зависимости от магнитного поля для трех КЯ различной ширины: эксперимент (символы) и вычисления в рамках приближения Хартри–Фока с учетом геометрического форм-фактора (сплошные линии). Пунктирными линиями показан результат расчета без учета форм-фактора. На вставке к верхнему графику — схематически обозначен переход характера e–e взаимодействия от 3D в малых магнитных полях к эффективному 2D в больших магнитных полях. На среднем графике (шкала справа) приведены магнитополевые зависимости отношений величин $-\Sigma_0/\Delta(0, B)$ и $\mathscr{E}_v^{10}(0, B)/\Delta(0, B)$ для 25 нм КЯ (длинный штрих)и для идеальной 2D системы (короткий штрих)

электронов в направлении роста сравнима с характерным расстоянием между электронами в плоскости ($l_{QW}/l_B > 1$), их взаимодействие ослабляется (см. вставку к рис. 3.2*A*). Таким образом, влияние ширины КЯ на масштаб кулоновского взаимодействия должно проявляться в магнитополевых зависимостях обменного вклада в энергию CSFE для образцов с КЯ разной ширины. Экспериментальные зависимости величины $\Delta(0, B)$ от магнитного поля для КЯ с шириной 20, 25 и 30 нм приведены на рис. 3.3, где в больших магнитных полях проявляется существенное ослабление обменной энергии в широких КЯ.

Полученные зависимости энергии CSFE от магнитного поля (рис. 3.3) и от ширины КЯ (рис. 3.2*A*) хорошо согласуются с теоретическими данными, полученными в приближении Хартри–Фока с учетом коррекции кулоновского взаимодействия на конечную ширину КЯ, когда в фурье-компоненту кулоновского потенциала вводится геометрический форм-фактор:

$$\overline{v}(q) = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon q} F(q).$$

Форм-фактор зависит от ширины ямы и определяется следующим выражением:

$$F(q) = \int_0^\infty dz \int_0^\infty dz' \left|\psi(z)\right|^2 \left|\psi(z')\right|^2 e^{-q|z-z'|}, \qquad (3.8)$$

где компоненты волновых функций электронов $\psi(z)$ находятся из самосогласованного решения одномерных уравнений Шредингера и Пуассона.

Благодаря хорошему согласию экспериментальных зависимостей для $\Delta(0, B)$ и расчета в приближении Хартри–Фока удается применить эти данные для оценки значений обменно-усиленного g-фактора электронов в холловском ферромагнетике. При малых магнитных полях обменно-усиленный g-фактор достигает огромных значений $|g^*| \sim 60$ и превышает экспериментальные данные, полученные с помощью активационного транспорта, на порядок величины (рис. 3.4b). Расхождение между различными экспериментами можно объяснить влиянием случайного потенциала в 2D ЭС на результаты транспортных измерений. В транспортных экспериментах измеряется интегральная по всему образцу минимальная величина активационной щели. При этом случайный потенциал может локально уменьшать активационную щель. В формировании же длинноволнового циклотронного спин-флип возбуждения участвуют, напротив, лишь те области образца, где ферромагнитное упорядочение не нарушено случайным потенциалом. В этих областях величина обменной энергии достигает своего истинного максимального значения. Причем для формирования длинноволнового возбуждения CSFE достаточно иметь невозмущенный ферромагнитный порядок на масштабе расстояний в несколько магнитных длин. Таким образом, изучение энергии CSFE в состоянии холловского ферромагнетика $\nu = 1$ позволило измерить масштаб обменной энергии в 2D ЭС и подтвердить правомерность теории возмущений первого порядка по параметру r_s для расчета много-

частичного вклада в энергию длинноволновых коллективных возбуждений.

В холловском ферромагнетике при $\nu = 3$ циклотронные спин-флип экситоны были исследованы экспериментально и теоретически в работе [3.18]. В этом случае электронная система частично поляризована по спину (заполнены обе спиновые компоненты на нулевом уровне Ландау и одна на первом уровне Ландау).

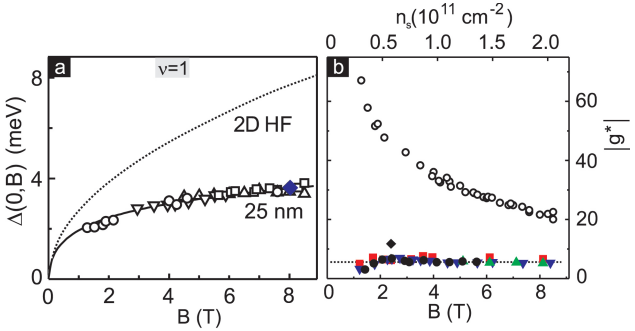

Рис. 3.4. Магнитополевая зависимость $\Delta(0, B)$ при $\nu = 1$ для КЯ 25 нм. Экспериментальные данные показаны символами, сплошная кривая — расчет в приближении Хартри–Фока с учетом геометрического форм-фактора. Пунктирной линией показана аналогичная зависимость, рассчитанная для идеального 2D случая (*a*). Зависимость обменно-усиленного g-фактора электронов на нулевом уровне Ландау от магнитного поля и электронной концентрации при $\nu = 1$ (светлые кружки), пересчитанная из экспериментальных данных для $\Delta(0, B)$. Внизу закрашенными символами показаны значения обменно-усиленного g-фактора, полученные в транспортных исследованиях [3.14, 3.15, 3.16, 3.17] (*b*)

В отличие от холловского ферромагнетика при $\nu = 1$ здесь в спектре циклотронных возбуждений имеются по две пары связанных кулоновским взаимодействием магнитоэкситонных ветвей, отвечающих возбуждениям зарядовой ($\Delta S_z = 0$) и спиновой плотности ($\Delta S_z = -1$). Схематическое изображение двух пар магнитоэкситонов представлено на рис. 3.5*a*. Каждый из магнитоэкситонов, составляющих связанную пару, обладает идентичным набором квантовых чисел и соответствует циклотронному переходу электрона с нулевого либо с первого уровня Ландау. В итоге два возбуждения зарядовой плотности представляют из себя синфазный магнитоплазмон (MP) и антифазный плазмон (AP). Аналогично, спин-флип возбуждения разделяются на синфазный и антифазный циклотронные спин-флип экситоны (SF1 и SF2). Более подробное обсуждение свойств антифазных плазмонов будет проведено в

следующем разделе, а здесь важно упомянуть некоторые отличия связанных ветвей CSFE при $\nu = 1$ и $\nu = 3$.

Рассмотрение задачи о дисперсии пары однотипных магнитоэкситонов методом Хартри–Фока по аналогии со случаем $\nu = 1$ приводит к секулярному уравнению на нахождение собственных значений энергии возбуждений. Его решение можно записать в виде:

$$\mathscr{E}^{1,2}_{\delta S_z}(q) = \frac{\mathscr{E}_1(q) + \mathscr{E}_2(q)}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\mathscr{E}_1(q) - \mathscr{E}_2(q)}{2}\right)^2 + \Delta^2_{12}(q)}, \qquad (3.9)$$

где $\mathscr{E}_1(q)$ и $\mathscr{E}_2(q)$ — энергии одиночных невзаимодействующих циклотронных спин-флип экситонов, включающие циклотронный, зеемановский и обменный кулоновский энергетические вклады (3.5). Энергия $\Delta_{12}(q)$ обусловливает кулоновскую связь между двумя ветвями магнитоэкситонов. Примечательно, что ее величина тоже имеет масштаб $\Delta_{12} \sim \mathscr{E}_c$ в длинноволновом пределе. Как следствие, дисперсионные ветви двух циклотронных спин-флип возбуждений расталкиваются, а обменный вклад в энергию экситона SF2 превышает аналогичную величину для CSFE в холловском ферромагнетике $\nu = 1$ при тех же значениях магнитного поля (рис. 3.5*b*).

В целом, как и для случая $\nu = 1$, для энергий SF1 и SF2 наблюдается разумное согласие теории и эксперимента (рис. 3.5*c*) с учетом влияния на потенциал взаимодействия нелокальности волновых функций электронов в направлении роста КЯ. Данные, полученные для 2D систем с разными электронными концентрациями, демонстрируют субкорневой рост величины обменного вклада в энергию циклотронных спин-флип экситонов от величины магнитного поля в соответствии с расчетами [3.18].

Результаты, обсуждавшиеся в этом разделе, прежде всего показывают, что электрон-электронные корреляции в 2D ЭС могут проявляться в энергии длинноволновых коллективных возбуждений с одновременным изменением орбитального и спинового квантовых чисел системы. Метод НРС позволяет измерить величину обменного взаимодействия в состояниях холловского ферромагнетика с целочисленными факторами заполнения. Показано, что для описания коллективных ветвей возбуждений хорошо применима теория возмущений в одноэкситонном приближении. Теоретически рассчитанные энергии циклотронных спин-флип экситонов совпадают с экспериментальными результатами при учете конечной ширины КЯ.

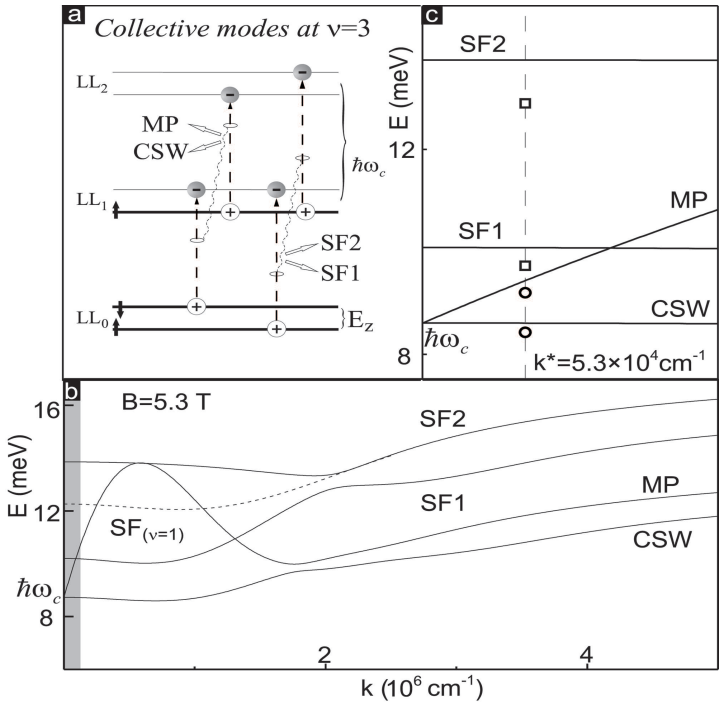

Рис. 3.5. Схематическое изображение циклотронных возбуждений при $\nu = 3$. Зарядовые возбуждения — магнитоплазмон (MP) и антифазный плазмон (AP), циклотронные спин-флип экситоны SF1 и SF2 (*a*). Дисперсионные зависимости циклотронных возбуждений, рассчитанные в приближении Хартри–Фока при $B = 5{,}3$ Тл с учетом конечной ширины КЯ — 24 нм. Наблюдается взаимное расталкивание между дисперсионными кривыми двух спин-флип экситонов и двух зарядовых возбуждений (*b*). Сравнение теоретических и экспериментальных энергий возбуждений при $B = 5{,}3$ Тл, $\nu = 3$. Квадратные символы — энергии циклотронных спин-флип экситонов SF1 и SF2, измеренные при значении импульса $5{,}3 \cdot 10^4$ см$^{-1}$, круглые символы — энергии MP и AP (*c*)

§ 3.3. Магнитоэкситоны и квантовые магнитоплазмоны. Необходимость учета второго порядка теории возмущений

В настоящем разделе будет показано, что для корректного рассмотрения коллективных возбуждений в состояниях, не поляризованных по спину, уже недостаточно первого порядка теории возмущений, а новые важные свойства магнитоэкситонов удает-

ся объяснить при учете второго порядка теории возмущений по параметру r_s.

При факторе заполнения $\nu = 2$ в основном состоянии 2D ЭС полностью заполнены два спиновых подуровня нулевого уровня Ландау, и полный спин системы равен нулю. Переворот спина внутри уровня Ландау невозможен, а нижайшими по энергии являются циклотронные возбуждения с изменением орбитального квантового числа на единицу. Магнитоэкситоны с $\delta n = 1$ различаются по полному спину δS и проекции спина на направление магнитного поля δS_z. Нулевым спином обладает коновский магнитоплазмон, представляющий собой синфазное колебание спиновых подсистем 2D ЭС с циклотронной частотой (рис. 3.6). Также

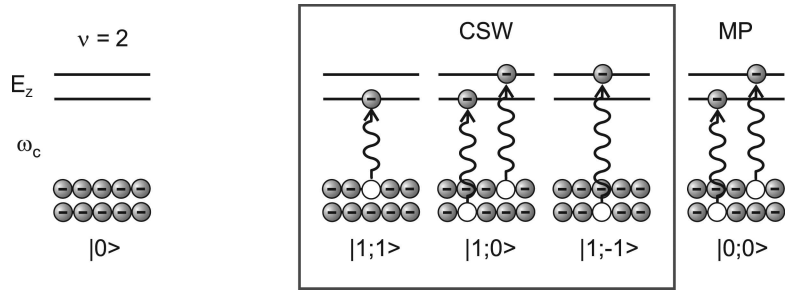

Рис. 3.6. Основное состояние ЦКЭХ при $\nu = 2$ и нижайшие по энергии циклотронные возбуждения. Слева направо: основное состояние (полностью заполнен нулевой уровень Ландау), три комбинированных циклотронных перехода с полным спином 1; коновская (магнитоплазменная) мода (MP). Снизу для возбуждений отмечены спиновые квантовые числа

возможны три ветви возбуждений, обладающих единичным спином $\delta S = 1$ и различающихся по проекции спина на направление магнитного поля $\delta S_z = -1,\ 0,\ 1$ (спиновой триплет). Центральная компонента триплета с $\delta S_z = 0$ (циклотронная спиновая волна или CSW) представляет собой антифазное колебание спиновых подсистем с циклотронной частотой. Рассмотрение кулоновского вклада в энергию всех компонент CSFE в первом порядке теории возмущений по параметру r_s дает нулевой вклад, поскольку при равном заполнении спиновых состояний изменение обменной энергии при перевороте спина электрона строго компенсируется энергией связи магнитоэкситона в длинноволновом пределе. Тем не менее, для возбуждений триплета не существует симметрийных ограничений, подобных теореме Кона, и можно ожидать ненулевых кулоновских поправок в энергию этих возбуждений уже при $q = 0$. Как будет

видно из дальнейшего рассмотрения, такие поправки появляются во втором порядке теории возмущений и существенно понижают энергию триплетных циклотронных спин-флип возбуждений.

В работе [3.19] методом НРС исследовались циклотронные спин-флип возбуждения при четных целочисленных факторах заполнения $\nu = 2, 4$ и 6. В спектрах НРС наблюдаются три линии с расщеплением, соответствующим зеемановской энергии ϵ_Z. При этом энергетическое положение центральной линии триплета оказывается смещенным в красную область спектра относительно энергии циклотронного резонанса (см. вставку на рис. 3.7).

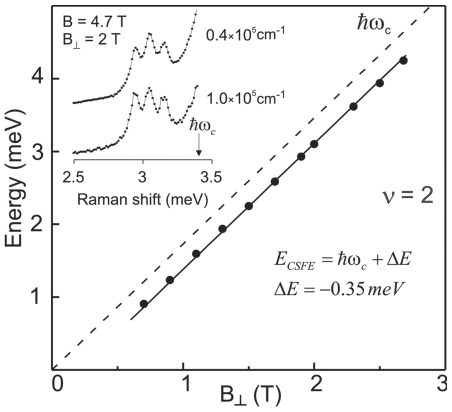

Рис. 3.7. Зависимость энергии центра триплета CSFE от перпендикулярного магнитного поля при $\nu = 2$. Экспериментальные точки аппроксимированы сплошной прямой линией, а штриховой линией показана энергия циклотронного резонанса для электронов в GaAs с эффективной массой $m^* = 0{,}067\, m_e$. На вставке приведены спектры триплетного возбуждения при двух разных значениях импульса, стрелкой отмечено значение энергии циклотронного резонанса

Измерения энергии данного возбуждения при различных магнитных полях и при фиксированном факторе заполнения $\nu = 2$ показали, что величина красного сдвига практически постоянна в широком диапазоне магнитных полей (рис. 3.7).

Аналитическое вычисление поправок второго порядка к энергиям коллективных возбуждений было выполнено в рамках экситонного представления в пределе малых r_s [3.20]. Вместо фермиевских операторов рождения электрона, которые при действии на основное состояние дают одноэлектронные состояния, в экситонном представлении используются экситонные операторы, действие которых на основное состояние дает базис экситонных состояний

[3.21–3.27]. Основное преимущество экситонного представления состоит в том, что в базисе экситонных состояний часть кулоновского взаимодействия диагонализуется и только недиагональная часть взаимодействия рассматривается в качестве возмущения. В результате уже в нулевом приближении имеются зависящие от q кулоновские поправки в энергию возбуждений, а спектр экситонных состояний невырожден.

Энергии циклотронных возбуждений при факторе заполнения $\nu = 2$ с нулевым импульсом выражаются аналитически:

$$\Delta\mathscr{E}^{\mathrm{CSW}}_{\nu=2}(0) = -\sum_{n=2}^{\infty} \frac{2 - 2^{2-n}}{n(n^2-1)n!} \int_0^{\infty} dq\, q^{2n+3}\mathcal{F}^2(q)e^{-q^2} \qquad (3.10)$$

в единицах $2\mathrm{Ry}_{\mathrm{GaAs}} = r_s^2\hbar\omega_c \approx 11{,}34$ мэВ [3.20]. В идеальной 2D системе $\Delta\mathscr{E}^{\mathrm{CSW}}_{\nu=2}(0) = (\ln 2 - 1)/2$, что в энергетических единицах составляет 1,74 мэВ, а с учетом конечной ширины КЯ численный ответ для рассматриваемого случая составляет $\Delta\mathscr{E} \approx -0{,}47$ мэВ, что находится в прекрасном согласии с экспериментом.

Аналогичное рассмотрение применимо к упоминавшимся в предыдущем разделе антифазным плазменным возбуждениям, существующим при нечетных целочисленных факторах заполнения. Например, при факторе заполнения $\nu = 3$ в спектре возбуждений с $\delta n = 1$ присутствуют два связанных циклотронных магнитоэкситона с $\delta S_z = 0$, образующих коновский магнитоплазмон (МР) и антифазный плазмон (АР) (см. диаграмму на рис. 3.8). Независимо от фактора заполнения коновский магнитоплазмон имеет линейную дисперсию в длинноволновом пределе. Антифазный плазмон в длинноволновом пределе почти бездисперсионен.

В работе [3.28] исследовались циклотронные возбуждения при четных и нечетных целочисленных факторах заполнения. Свойства классической магнитоплазменной моды общеизвестны. Экспериментальное изучение антифазных возбуждений АР и CSW стало возможным лишь с применением метода НРС [3.19, 3.29, 3.30]. Заметим, что даже в длинноволновом пределе АР мода при нечетных ν и CSW при четных ν являются существенно квантовыми возбуждениями, не имеющими классического аналога. Таким образом, АР является первым экспериментально наблюдаемым квантовым плазменным возбуждением.

Спектры НРС для антифазных возбуждений показаны на рис. 3.9. На нечетных факторах заполнениях в спектрах НРС наблюдается одна линия, расположенная ниже энергии циклотронного резонанса. На четных факторах заполнения наблюдается

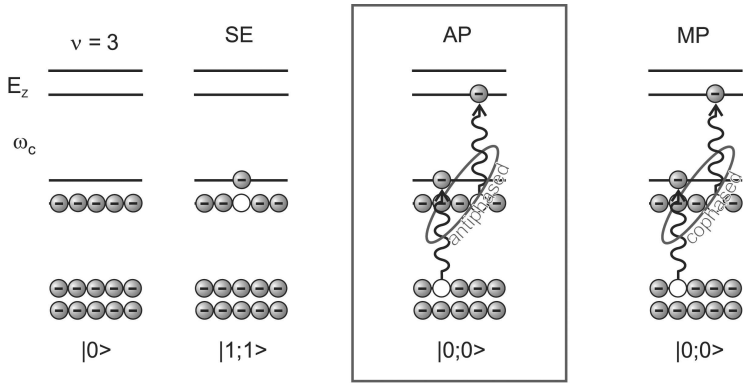

Рис. 3.8. Основное состояни ЦКЭХ при $\nu = 3$ и нижайшие по энергии спиновые и циклотронные возбуждения. Слева направо: основное состояние (полностью заполнен нулевой уровень Ландау и нижний спиновой подуровень первого уровня Ландау), спиновой экситон (SE); антифазная плазменная мода (AP); коновская (магнитоплазменная) мода (MP). Снизу для возбуждений указаны спиновые квантовые числа S, S_z

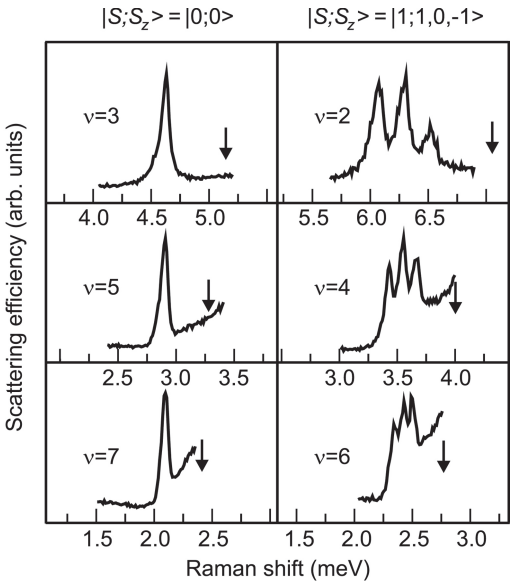

Рис. 3.9. Спектры НРС для AP магнитоплазменной моды при нечетных факторах заполнения (слева) и трех зеемановских компонент циклотронного спин-флип возбуждения при четных факторах заполнения (справа). Стрелки указывают положение циклотронной энергии

характерный спиновой триплет, расположенный ниже энергии циклотронного резонанса. Примечательно, что, несмотря на разную природу возбуждений на четных и нечетных факторах заполнения (разный спин возбуждений), абсолютная величина отрицательного сдвига убывает при увеличении фактора заполнения и ложится на одну и ту же эмпирическую зависимость $\sim 1/\nu$

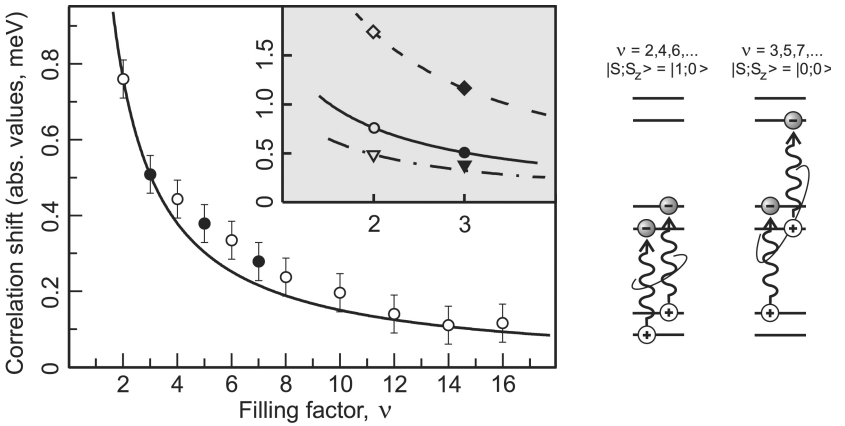

Рис. 3.10. Зависимость модуля корреляционного сдвига от фактора заполнения. Точками на основном графике показаны экспериментальные данные для четных (светлые кружки) и нечетных (черные кружки) факторов заполнения, сплошной линией показана подгоночная зависимость $\Delta\mathscr{E}^{\nu} \propto 1/\nu$. На вставке приведены результаты теоретического расчета для факторов заполнения 2 и 3 для случаев идеального 2D газа (ромбики) и конечной ширины ямы (треугольники). Кружками на вставке продублированы точки с основного графика. Справа схематически показаны переходы, отвечающие антифазным возбуждениям: CSW — на четных факторах заполнения и AP — на нечетных факторах заполнения

(рис. 3.10). Как при четных, так и при нечетных факторах заполнения вклад кулоновского взаимодействия в энергию длинноволновых антифазных возбуждений AP и CSW равен нулю в первом порядке теории возмущений. Однако в обоих случаях кулоновские поправки второго порядка имеют схожую структуру и отрицательные значения.

В простейших случаях $\nu = 2$ и $\nu = 3$ удалось сделать строгий учет всех кулоновских поправок второго порядка малости для антифазных возбуждений обоих типов. В работе [3.28] приведены вычисления кулоновских поправок в энергию AP при $\nu = 3$ в рамках экситонного представления. Результирующий многочастичный

вклад в энергию антифазной моды дается выражением

$$\Delta\mathscr{E}^{\mathrm{AP}}_{\nu=3}(0) = -\frac{3}{2}\int\limits_0^\infty q\,dq\mathcal{F}^2(q)G(q) \tag{3.11}$$

в единицах 2Ry, где $G(q)$ — результат суммирования бесконечных рядов с диаграммами второго порядка по кулоновскому взаимодействию.

В пределе идеальной 2D системы поправка второго порядка по r_s в энергию антифазной моды равна $\Delta\mathscr{E}^{\mathrm{AP}}_{\nu=3}(0) = -0{,}1044$ в единицах удвоенного экситонного Ридберга, что составляет приблизительно 1,18 мэВ. Учет конечности ширины ямы через геометрический форм-фактор дает хорошее согласие с экспериментом, даже несмотря на то, что параметр r_s не всегда можно считать малым в условиях эксперимента (см. вставку к рис. 3.10). Таким образом, во втором порядке теории возмущений энергии антифазного магнитоплазмона и циклотронной спиновой волны имеют отрицательные кулоновские поправки при нулевом импульсе. Абсолютные величины поправок не зависят от магнитного поля, а их отношение находится в соответствии с эмпирической зависимостью $\Delta\mathscr{E}_\nu(0) \propto 1/\nu$ (теоретические значения для величины сдвига при факторах заполнения 3 и 2 соотносятся как $0{,}68 \approx 2/3$, что соответствует эмпирической зависимости).

§ 3.4. Двухмодовое приближение. Влияние двухэкситонных поправок

В настоящем разделе рассмотрены циклотронные спин-флип экситоны в режиме дробного квантового эффекта Холла при $\nu = 1/3$. Проанализированы различные теоретические подходы для их описания. Показана важность учета многоэкситонных поправок для вычисления их энергий. Как и в случае $\nu = 1$, электронные спины при $\nu = 1/3$ ориентированы вдоль направления магнитного поля, и существует энергетическая щель, отделяющая основное состояние электронной системы от возбужденных. Поэтому система при $\nu = 1/3$ является примером холловского ферромагнетика. Из аналогии двух ферромагнитных состояний, $\nu = 1$ и $\nu = 1/3$, можно ожидать сходства спектра циклотронных возбуждений, а также проявления обменного взаимодействия в энергии длинноволнового циклотронного спин-флип экситона.

Впервые возбуждение CSFE при $\nu = 1/3$ экспериментально наблюдалось в работе [3.31] с помощью метода НРС. На рис. 3.11*a* показаны зависимости энергий коллективных возбуждений MP и CSFE от фактора заполнения при фиксированном магнитном поле $B = 9$ Тл. При $\nu = 1/3$ и $\nu = 1$ энергия CSFE имеет локальные максимумы. Из экспериментальных данных для образцов с различной электронной концентрацией получена зависимость обменного вклада в энергию CSFE от магнитного поля (рис. 3.11*b*).

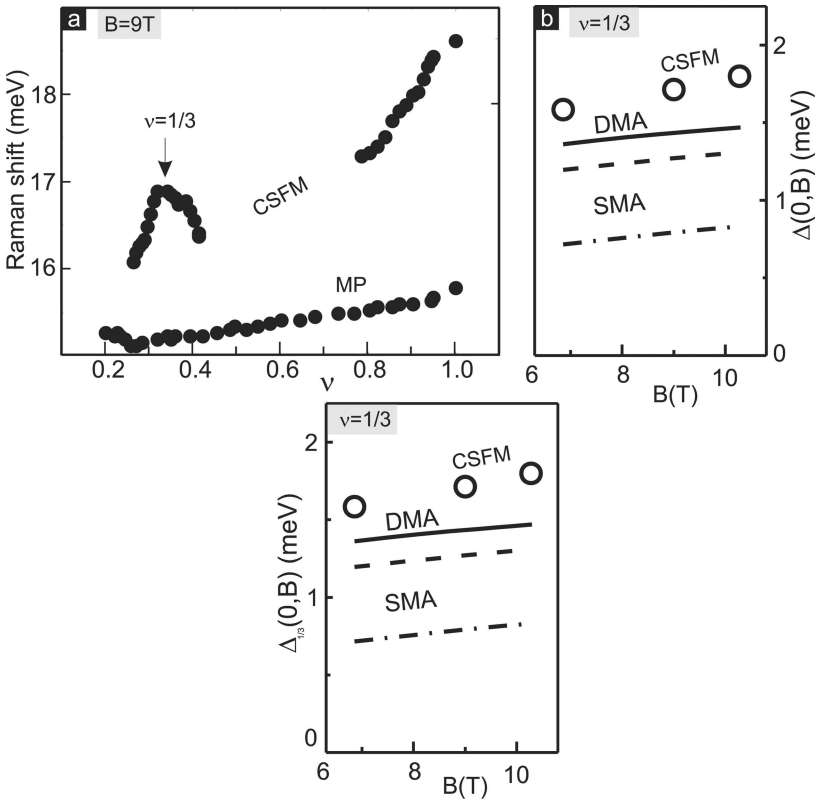

Рис. 3.11. Зависимость энергий коллективных возбуждений CSFE и MP (черные символы) от фактора заполнения ν в магнитном поле $B = 9$ Тл. При $\nu = 1/3$ энергия CSFE имеет локальный максимум (*a*). Магнитополевая зависимость обменной части энергии CSFE при $\nu = 1/3$. Экспериментальные данные показаны 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) (*b*)

Экспериментальные результаты сравнивались с расчетами в рамках существующих теоретических моделей. Если рассматривать основное состояние 2D ЭС в приближении Хартри–Фока [3.4, 3.6, 3.32], то теоретическое выражение для обменного вклада $\Delta(0, B)$ в энергию CSFE, полученное для $\nu = 1$, может быть обобщено на случай произвольного фактора заполнения $\nu < 1$:

$$\Delta_\nu^{\mathrm{HF}}(0, B) = \nu\Delta(0, B), \tag{3.12}$$

однако в реальности теоретические и экспериментальные результаты различаются весьма существенно. Не удается улучшить соответствие между теорией и экспериментом и в обобщенном одномодовом приближении, учитывающем межэлектронные корреляции в основном состоянии 2D ЭС [3.6]. Энергия CSFE, вычисленная в рамках этого теоретического подхода, оказывается даже меньше, чем значение, полученное в приближении Хартри–Фока. Таким образом, обе версии одномодового приближения дают сильно недооцененное значение обменного вклада в энергию CSFE.

С целью улучшить согласие теории и эксперимента был использован теоретический подход, в котором в структуре комбинированного возбуждения CSFE учитываются многоэкситонные поправки. Его идея основана на том, что любое коллективное возбуждение в 2D ЭС характеризуется собственным набором квантовых чисел: обобщенным импульсом, изменением орбитального квантового числа и изменением спинового квантового числа: $|\delta n, \delta S_z, \mathbf{q}\rangle$. Для комбинированных возбуждений с набором квантовых чисел, таким, что $|\delta n| + |\delta S_z| \geqslant 2$, необходимо дополнить базис возбужденных состояний суперпозициями многоэкситонных состояний с тем же суммарным набором квантовых чисел: δn, δS_z и $\mathbf{q}$. Такие многоэкситонные вклады имеют место в случае с циклотронным спин-флип возбуждением, для которого $\delta n = 1$ и $\delta S_z = -1$. Соответствующими двухэкситонными состояниями могут быть пары, состоящие из магнитоплазмона $|\delta n = 1, \delta S_z = 0, \mathbf{q} - \mathbf{k}\rangle$ и спинового экситона $|\delta n = 0, \delta S_z = -1, \mathbf{k}\rangle$. С учетом указанных двухэкситонных поправок, структура возбуждения CSFE трансформируется следующим образом:

$$|\mathrm{CSFE}\rangle_{\mathbf{q}} \Rightarrow |\mathrm{CSFE}\rangle_{\mathbf{q}} + \sum_{\mathbf{k}} \psi(k)\,|\mathrm{SE}\rangle_{\mathbf{k}}\,|\mathrm{MP}\rangle_{\mathbf{q}-\mathbf{k}}, \tag{3.13}$$

где $\psi(k)$ — некая весовая функция. Оказалось, что при надлежащем выборе весовой функции, определяемой самосогласованным образом [3.33], это смешанное возбужденное состояние может являться собственным состоянием гамильтониана системы.

Для CSFE искомое собственное значение соответствует уровню энергии возбуждения, который значительно лучше согласуется с экспериментальными данными, чем энергии, полученные в одномодовом приближении. Данный факт позволяет судить о значимости многоэкситонного вклада в структуру циклотронного спин-флип экситона при $\nu = 1/3$. В состоянии КЭХ $\nu = 1$ аналогичные двухэкситонные поправки также существуют [3.33, 3.34], однако их вклад в энергию CSFE не столь значителен и составляет 5–7% в том же диапазоне магнитных полей. Поправки такого масштаба находятся в пределах экспериментальной погрешности.

Двухмодовое приближение рассмотрено без учета корреляций в основном состоянии КЭХ $\nu = 1/3$. Более реалистично было бы применить аналогичный подход для многоэлектронной системы с учетом лафлиновских корреляций, что пока не представляется возможным. Также не учтены другие многоэкситонные комбинации с сохраняющимся набором квантовых чисел. Волны зарядовой плотности в пределах нижнего уровня Ландау (магнитофононы) имеют нулевые спиновое и орбитальное квантовые числа, поэтому формально произвольное количество таких возбуждений может быть присоединено к CSFE. Но даже без их рассмотрения приведенный анализ показывает важность многоэкситонных поправок при факторе заполнения $\nu = 1/3$.

§ 3.5. Малые отклонения от целочисленного заполнения уровней Ландау

Как видно из предыдущих разделов, бóльшую часть возбуждений 2D ЭС можно описать в рамках существующих теоретических подходов. Тем не менее, остаются принципиальные вопросы о спектре возбуждений 2D ЭС, ответов на которые нет до сих пор. Попытки описать спектр магнитоэкситонов в случае малых отклонений фактора заполнения от нечетных целочисленных в рамках существующей теории до сих пор не увенчались успехом. В первую очередь, это связано с тем, что неизвестной остается природа основного состояния. Принято рассматривать основное состояние как ферромагнетик с зарядовыми дефектами, которыми являются дополнительные электроны с противоположно направленным спином или дырки в основном состоянии. В GaAs/AlGaAs КЯ отношение обменной энергии к зеемановской достигает двух порядков. Из-за этого при малых отклонениях фактора заполнения от нечетных целочисленных значений наиболее энергетически выгодным способом изменения заряда является формирование топологиче-

ских спиновых текстур в основном состоянии — скирмионов [3.35–3.38]. Скирмионы плавно деформируют ферромагнитный порядок, формируя вихреподобную конфигурацию спинов. Число электронных спинов, вовлеченных в этот процесс (размер скирмиона), определяется конкуренцией кулоновского взаимодействия и зеемановской энергии g_0. При $g_0 \to 0$ размер скирмиона λ_s дается выражением

$$\left(\frac{\lambda_s}{l_B}\right)^3 = \left(\frac{9\pi^2}{2^8}\right)\left(\frac{l_B}{\varepsilon a_B}\right)\left(g_0\left|\ln g_0\right|\right)^{-1},$$

где l_B — магнитная длина, a_B — боровский радиус. Если размер пропорционален $g_0^{-1/3}$, то число перевернутых электронных спинов, формирующих скирмион,

$$K \sim \frac{\lambda^2}{l_B^2} \sim g_0^{-2/3}.$$

При малых значениях g_0 скирмионы несут заряд e, а их размер и полный спин стремятся к бесконечности. При промежуточных значениях g_0, как это имеет место в действительности, число формирующих скирмион перевернутых спинов невелико (0–4 для GaAs). Соответственно, теория классического поля, использующаяся для описания скирмионов, [3.35, 3.37] неприменима. В связи с этим развита теория спин-текстурных квазичастиц (STQ) с несколькими перевернутыми спинами, которые являются квантовым обобщением классических скирмионов [3.37]. Квантовые методы расчета (точная диагонализация для конечного числа частиц) дают результаты, совпадающие с классическими при больших K. Высказано предположение, что в основном состоянии скирмионы образуют кристаллическую решетку [3.39]. Несмотря на то, что теория скирмионного кристалла была построена для 2D ЭС, первые экспериментальные свидетельства формирования скирмионной кристаллической решетки были получены в тонких пленках 3D ферромагнетика MnSi и аналогичных соединениях [3.40]. Однако убедительных доказательств существования скирмионного кристалла в холловском ферромагнетике с заряженными дефектами, образованными либо недостатком, либо избытком электронной плотности, до сих пор приведено не было. Более того, поставлена под сомнение вся теория STQ в 2D ЭС. Оказывается, что спиновая деполяризация электронной системы в окрестности единичного фактора заполнения полностью воспроизводится в окрестности фактора заполнения $\nu = 3$, где существование STQ является спорным даже при нулевой зеемановской энергии [3.41]. Эффективное число перевернутых спинов, определенное из результатов оптических

исследований спиновой поляризации в 2D системах, не согласуется с предыдущими экспериментальными данными [3.42]. Также это число не согласуется с теоретическими значениями, несмотря на то, что оно должно однозначно определяться соотношением зеемановской и обменной энергий. Наконец показано, что физические объекты, аналогичные STQ, — спиновые текстуры, существуют в пределе нулевого числа перевернутых спинов. На основании наблюдений спектра спиновых возбуждений с помощью методики НРС было выдвинуто предположение, что основным состоянием холловского ферромагнетика с зарядовыми дефектами является спин-текстурная жидкость [3.43].

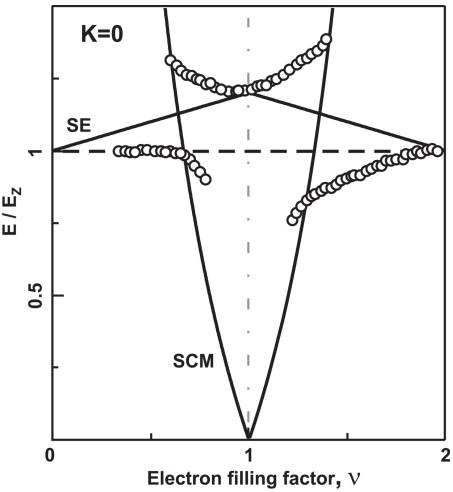

Рис. 3.12. Энергии линий НРС в зависимости от электронного фактора заполнения ν, измеренные при ожидаемом числе перевернутых спинов в STQ $K = 0$ и обобщенном импульсе $q = 1{,}5 \cdot 10^5$ см$^{-1}$. Пунктирной линией обозначена зеемановская энергия. Сплошные линии — теоретические оценки энергий спин-«циклотронной» моды и спинового экситона [3.44]

В независимости от величины K в спектре возбуждений жидкости появляются новые щелевые ветви (рис. 3.12, 3.13), связанные с коллективной прецессией электронного спина в эффективном обменном поле, создаваемом спиновыми текстурами. Новые ветви возбуждений ведут себя аналогично циклотронным возбуждениям, но не во внешнем магнитном поле, а в некоем фиктивном магнитном поле, пропорциональном плотности спиновых текстур. Соответственно «эффективная масса» коллективных спиновых возбуждений определяется степенью поляризации электронной системы и величиной обменного взаимодействия [3.44]. Как следствие, энергии спин-«циклотронных» мод стремятся к 0 при $\nu \to 1$. «Циклотронная» частота, разделяющая спиновые «уровни Ландау», связанные с фиктивным магнитным полем, определяется выражением:

$$\hbar\omega_c' = \frac{2\mathscr{E}_s(1-\nu)}{\nu}$$

при $\nu \ll 1$, где $\mathscr{E}_s = (1/4)\,\mathscr{E}_x$ — энергия образования классического скирмиона, а $\mathscr{E}_x = \sqrt{\pi/2}\,e^2/(\varepsilon l_B)$ — обменная энергия на нуле-

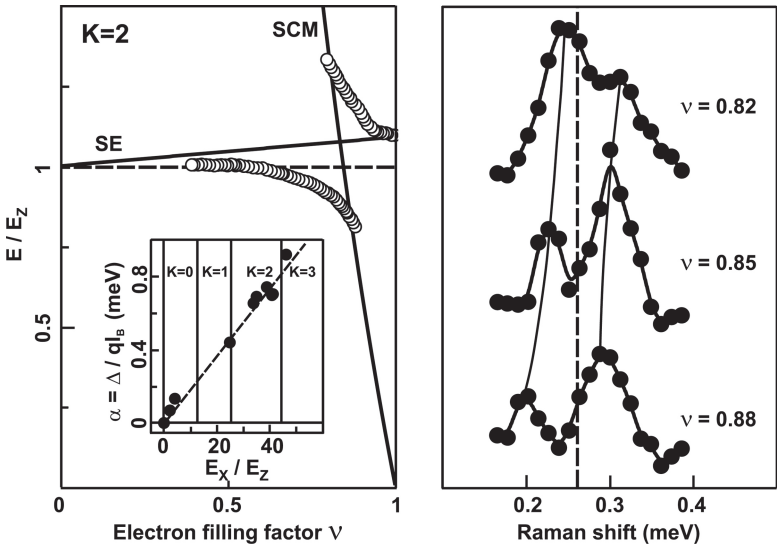

Рис. 3.13. Справа: линии HPC в зависимости от электронного фактора заполнения ν, измеренные при ожидаемом числе перевернутых спинов в STQ $K = 2$ и обобщенном импульсе $q = 1{,}2 \cdot 10^5$ см$^{-1}$. Пунктирной линией обозначена зеемановская энергия. Слева: энергии линий HPC в зависимости от электронного фактора заполнения ν, измеренные при ожидаемом числе перевернутых спинов в STQ $K = 2$ и обобщенном импульсе $q = 1{,}2 \cdot 10^5$ см$^{-1}$. Сплошные линии — теоретические оценки энергий спин-«циклотронной» моды и спинового экситона [3.39]. На вставке показана величина смешивания спинового экситона и спин-«циклотронной» моды в зависимости от величины обменной энергии (или ожидаемого числа перевернутых спинов в STQ; целые значения K обозначены сплошными линиями), Δ — минимальная щель между расталкивающимися модами

вом уровне Ландау электронов. Когда число скирмионов велико, $\hbar\omega_c' \gg k_B T$, энергия спин-«циклотронных» мод при малых импульсах $q n_s^{-1/2} \ll 1$ (n_s — плотность спиновых текстур) равна приблизительно спин-«циклотронной» частоте $\hbar\omega_c'$. Неожиданным является то, что спин-«циклотронные» моды взаимодействуют со спиновыми экситонами с образованием гибридных мод при отличных от нуля обобщенных импульсах (рис. 3.13). Объяснения этому эффекту нет, так как до сих пор считалось, что спиновые экситоны — это возбуждения со спином 1 и проекцией спина на ось магнитного

поля 1, в то время как спин-«циклотронные» моды — возбуждения со спином 1 и проекцией спина на ось магнитного поля 0 (возбуждения с разными квантовыми числами). По-видимому, подобное представление о спин-«циклотронных» модах некорректно.

Полученный результат противоречит существующим теоретическим представлениям о формировании скирмионов. Обычно скирмионная теория описывает предел $K \gg 1$. В высококачественных GaAs/AlGaAs КЯ эффективное число перевернутых спинов невелико, поэтому для последовательного описания основного состояния необходимо рассмотреть весь интервал значений K, начиная с хорошо определенного предела $K = 0$. Предполагалось, что основное состояние с $K = 0$ содержит отдельные дырки как спиновые дефекты. Образуют ли дырки кристаллическую решетку или нет, вопрос открыт, но в любом случае основное состояние должно было бы быть коллинеарным ферромагнетиком, голдстоуновской модой которого является спиновой экситон. Однако наличие новой спиновой моды с энергией ниже зеемановской, положение которой меняется непрерывно с фактором заполнения, дает основания предположить, что основным состоянием 2D системы при нецелочисленных факторах заполнения является неколлинеарный ферромагнетик с ближним порядком (наблюдаемая мода — не голдстоуновская), причем это состояние формируется даже тогда, когда образование скирмионов энергетически невыгодно.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 3

[3.1] *Kohn W* Phys. Rev. **123**, 1242 (1961).
[3.2] *Бычков Ю. А., Иорданский С. В., Элиашберг Г. М.* Письма в ЖЭТФ **33**, 152 (1981).
[3.3] *Лернер И. В., Лозовик Ю. Е.* ЖЭТФ **78**, 1167 (1980).
[3.4] *Kallin C., Halperin B. I.* Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
[3.5] *MacDonald A. H.* J. Phys. C: Solid State Phys. **18**, 1003 (1985).
[3.6] *Longo J. P., Kallin C.* Phys. Rev. B **47**, 4429 (1993).
[3.7] *Bychkov Yu. A., Martinez G.* Phys. Rev. B **66**, 193312 (2002).
[3.8] *Бисти В. Е.* Письма в ЖЭТФ **69**, 543 (1999).
[3.9] *Бисти В. Е.* Письма в ЖЭТФ **73**, 25 (2001).
[3.10] *MacDonald A. H., Oji H C. A., Girvin S.* Phys. Rev. Lett. **55**, 2208 (1985).
[3.11] *Oji H. C. A, MacDonald A. H.* Phys. Rev. B **33**, 3810 (1986).
[3.12] *Girvin S. M., MacDonald A. H., Platzman P. M.* Phys. Rev. Lett. **54**, 581 (1985).
[3.13] *Girvin S. M., MacDonald A. H., Platzman P. M.* Phys. Rev. B **33**, 2481 (1986).
[3.14] *Usher A. et al.* Phys. Rev. B **41**, 1129 (1990).
[3.15] *Schmeller A. et al.* Phys. Rev. Lett. **75**, 4290 (1995).
[3.16] *Dolgopolov V. T. et al.* Phys. Rev. Lett. **79**, 729 (1997).

[3.17] *Khrapai V. S. et al.* Phys. Rev. B **72**, 035344 (2005).
[3.18] *Van'kov A. B. et al.* Phys. Rev. B **83**, 245325 (2011).
[3.19] *Kulik L. V. et al.* Phys. Rev. B **72**, 073304 (2005).
[3.20] *Dickmann S., Kukushkin I. V.* Phys. Rev. B **71**, R241310 (2005).
[3.21] *Дзюбенко А. Б., Лозовик Ю. Е.* ФТТ **25**, 874 (1983).
[3.22] *Дикман С. М., Иорданский С. В.* ЖЭТФ **110**, 238 (1996).
[3.23] *Dickmann S., Levinson Y.* Phys. Rev. B **60**, 7760 (1999).
[3.24] *Dickmann S.* Phys. Rev. B **65**, 195310 (2002).
[3.25] *Dickmann S.* Phys. Rev. B **61**, 5461 (2000).
[3.26] *Dickmann S.* Phys. Rev. Lett. **93**, 206804 (2004).
[3.27] *Бычков Ю. А., Иорданский С. В.* ФТТ **29**, 2442 (1987).
[3.28] *Kulik L. V. et al.* Phys. Rev. B **79**, R121310 (2009).
[3.29] *Van'kov A. B. et al.* Phys. Rev. Lett. **97**, 246801 (2006).
[3.30] *Eriksson M. A. et al.* Phys. Rev. Lett. **82**, 2163 (1999).
[3.31] *Van'kov A. B. et al.* Phys. Rev. Lett. **102**, 206802 (2009).
[3.32] *Pinczuk A. et al.* Phys. Rev. Lett. **68**, 3623 (1992).
[3.33] *Dickmann S., Zhilin V. M.* Phys. Rev. B **78**, 115302 (2008).
[3.34] *Doretto R. L., Caldeira A. O., Girvin S. M.* Phys. Rev. B **71**, 045339 (2005).
[3.35] *Sondhi S. L. et al.* Phys. Rev. B **47**, 16419 (1993).
[3.36] *Fertig H. A. et al.* Phys. Rev. B **50**, 11018 (1994).
[3.37] *Abolfath M. et al.* Phys. Rev. B **56**, 6795 (1997).
[3.38] *Fertig H. A. et al.* Phys. Rev. B **55**, 10671 (1997).
[3.39] *Brey L. et al.* Phys. Rev. Lett. **75**, 2562 (1995).
[3.40] *Mühlbauer S. et al.* Science **323**, 915 (2009); *Yu X. Z. et al.* Nature **465**, 901 (2010).
[3.41] *Cooper N. R.* Phys. Rev. B **55**, R1934 (1997); *Song Y.-Q. et al.* Phys. Rev. Lett. **82**, 2768 (1999).
[3.42] *Plochocka P. et al.* Phys. Rev. Lett. **102**, 126806 (2009).
[3.43] *Drozdov I. K. et al.* Phys. Rev. Lett. **104**, 136804 (2010).
[3.44] *Kulik L. V. et al.* Phys. Rev. B **87**, 045316 (2013).

ГЛАВА 4

ИССЛЕДОВАНИЯ ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ РЕЛАКСАЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ОДИНОЧНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ

Для исследований динамики релаксации возбуждений используются главным образом оптические методики с большой амплитудой рассеянного сигнала. Таковыми являются резонансное отражение и пропускание, время-разрешенное керровское вращение, резонансное рэлеевское рассеяние (РРР).

С момента своего открытия рэлеевское рассеяние [4.1] является одним из наиболее мощных спектроскопических методов исследования локальных свойств неоднородных сред [4.2], в том числе для определения критических флуктуаций параметра порядка при изучении фазовых переходов в жидкостях и твердых телах [4.3]. При резонансном рэлеевском рассеянии, когда энергия рассеянного света совпадает с энергией разрешенного оптического перехода, сечение рассеяния резко возрастает. РРР на магнитоэкситонных переходах успешно применяется для исследования неоднородно уширенных оптических переходов в КЯ [4.4–4.6]. Недавно метод РРР был применен для наблюдения новых коррелированных фаз в основном состоянии 2D ЭС [4.7–4.9].

Авторами работы [4.10] РРР впервые было применено для определения спиновой поляризации электронов в 2D ЭС. Спектры РРР имеют много общего со спектрами фотолюминесценции (ФЛ). Однако существенная разница состоит в том, что промежуточные состояния для фотолюминесценции — реальны, а для РРР — виртуальны. В низшем порядке теории возмущений РРР соответствует поглощению фотона и рождению виртуальной электронно-дырочной (e–h) пары. Затем e–h пара аннигилирует, испуская рассеянный фотон [4.11, 4.12]. Процесс рассеяния такого типа возможен только для локализованных e–h пар с длиной локализации Λ много меньше длины волны рассеянного света λ, т. е. $k_{\|}\lambda \ll 1$ ($k_{\|}$ — проекция волнового вектора фотона на плоскость 2D ЭС). Это условие хорошо выполняется для локализованных состояний 2D ЭС в магнитном поле [4.13]. Кроме того, в сильном магнитном поле выполняется условие $l_B \ll \Lambda$. Величина Λ для большинства состояний на уровне Ландау вообще никак не связана с магнитным полем, а определяется корреляционной длиной пространственных флуктуаций плавного случайного потенциала, неизбежно присутствующего в 2D канале реальной полупроводни-

ковой гетероструктуры. По этой причине у матричного элемента излучательного (дипольного) перехода в виртуальное состояние, определяемое масштабом Λ, отсутствует зависимость от магнитного поля. Если локализованные состояния распределены случайно,

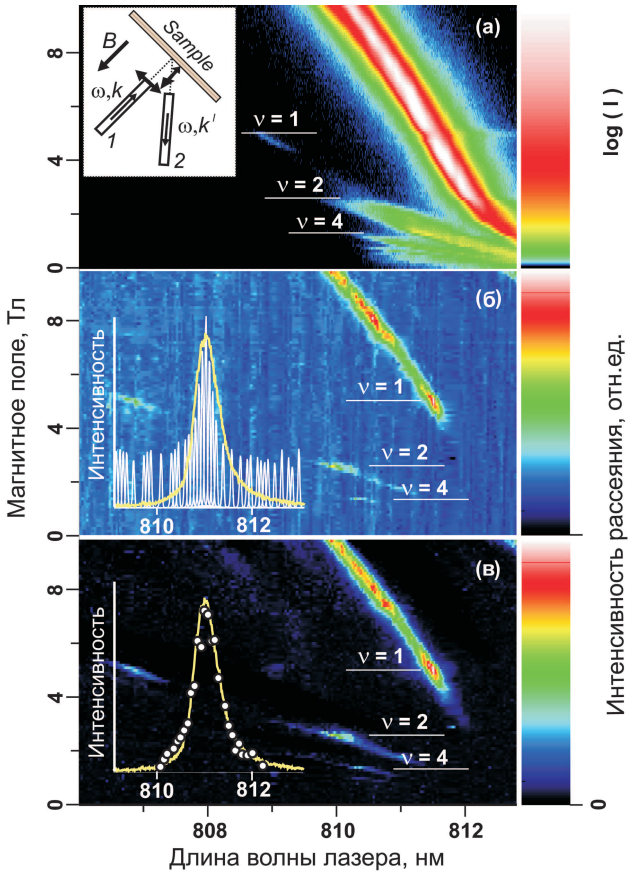

Рис. 4.1. Логарифм интенсивности ФЛ для 2D ЭС в магнитном поле. Указаны определенные из спектров ФЛ магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения. На вставке — геометрия эксперимента (*а*); Амплитуда РРР, измеренная в тех же спектральных и магнитополевых диапазонах, что и ФЛ на графике *а*. Плотность мощности титан-сапфирового лазера — 10 мВт/см^2, время накопления при регистрации спектров РРР — 0,1 с. На вставке — пример спектра РРР при $\nu = 1$ с соответствующей линией ФЛ (*б*). Амплитуда дифференциального сигнала РРР. На вставке — пример дифференциального спектра РРР при $\nu = 1$ с соответствующей линией ФЛ (*в*)

сечение РРР пропорционально числу состояний рассеяния и вероятности отдельного процесса [4.11, 4.12]. Помимо очевидного процесса рассеяния света с участием локализованных электронных состояний, незапрещенным является процесс рэлеевского рассеяния с участием делокализованных состояний. Закон сохранения импульса для системы «падающий фотон — рассеянный фотон — остальные электроны» выполняется за счет кулоновского взаимодействия электрона виртуальной e–h пары и электронов 2D ЭС. Поэтому рэлеевское рассеяние с участием делокализованных состояний может быть активно только для частично заполненных электронных уровней.

Экспериментальные данные работы [4.10] дают однозначное указание на механизм РРР в 2D ЭС. Было исследовано РРР в электронной системе с одним частично заполненным спиновым подуровнем нулевого уровня Ландау при низких температурах, существенно меньших величины одночастичного зеемановского расщепления ϵ_Z. Наличие единственной интенсивной линии рэлеевского рассеяния с участием электронных состояний на незаполн-

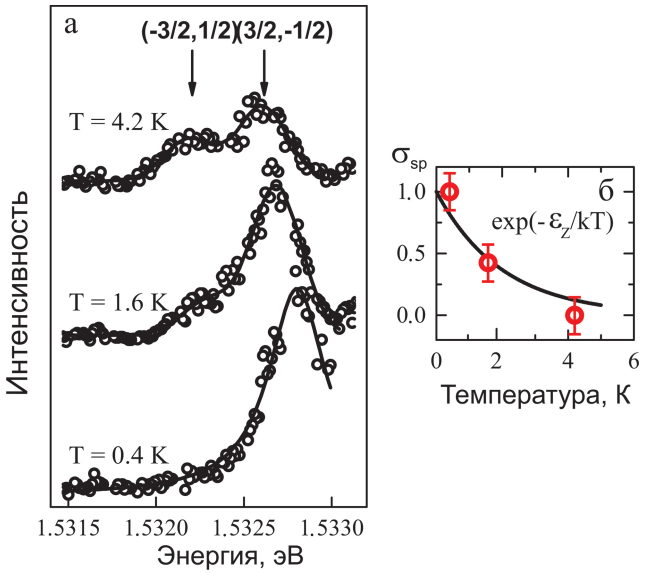

Рис. 4.2. Спектры РРР для трех различных значений температуры при $\nu = 0{,}36$ (*а*). Спиновая поляризация локализованных 2D электронов как функция температуры: эксперимент (кружки) и аналитическая кривая для термодинамического распределения электронов по спиновым подуровням $\sim \exp\left(-\epsilon_Z/(k_B T)\right)$ (гладкая линия) (*б*)

ненном верхнем спиновом подуровне Ландау и отсутствие рассеяния с участием состояний на частично заполненном нижайшем спиновом подуровне Ландау позволяют сделать вывод о том, что рассеяние происходит в основном на локализованных электронах. Уменьшение интенсивности РРР от состояний на верхнем спиновом подуровне Ландау с ростом температуры (рис. 4.2*а*) объясняется частичным заполнением локализованных состояний на

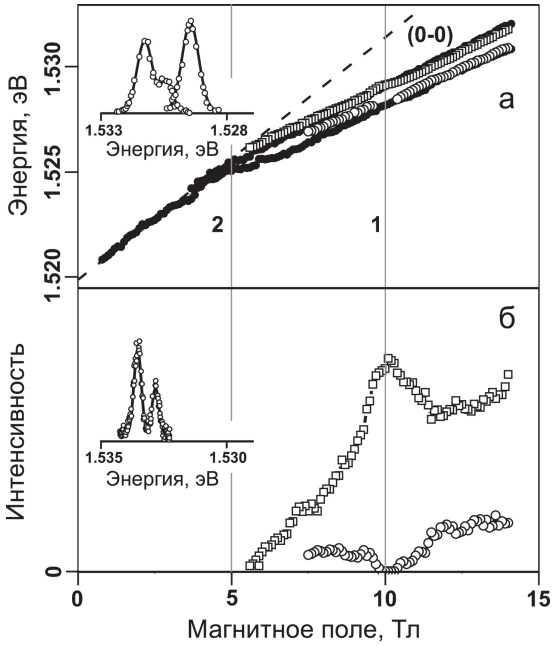

Рис. 4.3. Энергии линий ФЛ (темные кружки) и РРР (светлые кружки) для образца с электронной концентрацией $n_e = 2{,}4 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Пунктирной линией обозначена энергия электрон-дырочных переходов (0–0) для постоянной массы электронов и дырок $0{,}067\,m_e$ и $0{,}2\,m_e$, соответственно. Электронные факторы заполнения показаны вертикальными линиями. На вставке представлены спектры РРР, измеренные в поле 10 Тл ($\nu = 1$) и 13 Тл ($\nu \approx 0{,}83$) (точки), и их аппроксимации гауссианами (сплошные линии) (*а*). Магнитополевые зависимости интегральных интенсивностей сигнала РРР для оптических переходов с участием электронных состояний с различными спинами: состояний с нижнего (кружки) и верхнего (квадраты) спиновых подуровней нулевого уровня Ландау. На вставке приведен спектр РРР образца с нелегированной КЯ в поле 13 Тл (точки) и его аппроксимация гауссианом (линии). Отношение площадей под линиями РРР дает $f_\uparrow / f_\downarrow$ (*б*)

верхнем уровне Ландау, а появление рассеяния от состояний на нижнем спиновом подуровне Ландау связано с частичным опустошением локализованных состояний на нижнем уровне Ландау.

Из относительных интегральных интенсивностей двух линий PPP от двух различных спиновых состояний на нулевом уровне Ландау (см. рис. 4.3) можно определить спиновую поляризацию электронов $\sigma_{sp} = (\nu_\uparrow - \nu_\downarrow)/\nu$ в ультраквантовом пределе, $\nu \leqslant 2$ [4.10] (здесь $\nu_{\uparrow/\downarrow}$ — факторы заполнения для спинов вверх/вниз на нулевом уровне Ландау; $\nu = \nu_\uparrow + \nu_\downarrow$). Действительно, поскольку интегральные интенсивности (площади под линиями PPP) пропорциональны числу свободных мест на спиновых подуровнях нулевого уровня Ландау: $I_\uparrow = Cf_\uparrow(1 - \nu_\uparrow)$ и $I_\downarrow = Cf_\downarrow(1 - \nu_\downarrow)$ ($f_\uparrow$ и $f_\downarrow$ — сечения рассеяния для соответствующих переходов, которые считаются постоянными вследствие узости линий PPP), — то в результате находим:

$$\sigma_{sp} = \frac{2 - \nu}{\nu} \cdot \frac{I_\downarrow f_\uparrow - I_\uparrow f_\downarrow}{I_\downarrow f_\uparrow + I_\uparrow f_\downarrow}.$$

Сечения рассеяния для PPP были получены непосредственно из эксперимента по PPP для аналогичного образца без электронов в зоне проводимости КЯ (см. вставку на рис. 4.3*б*), так что для определения σ_{sp} достаточно знать только отношение между $f_\uparrow$ и $f_\downarrow$. В диапазоне магнитных полей $8 \div 14$ Тл это отношение меняется линейно от 2,2 до 1,8. Зная $f_\uparrow/f_\downarrow$, можно получить степень спиновой поляризации σ_{sp} (рис. 4.4).

Таким образом, PPP может служить оптическим методом неразрушающего контроля спиновой поляризации 2D ЭС [4.14]. Это чрезвычайно важно, поскольку для измерения поглощения или пропускания образец с выращенной на монокристаллической подложке высококачественной эпитаксиальной гетероструктурой нуждается в серьезной модификации [4.15, 4.16]. К настоящему времени спектры пропускания получают либо путем вытравливания отверстия в подложке для устранения паразитного объемного рассеяния [4.15, 4.17], либо с помощью выращивания брэгговского зеркала, отделяющего 2D ЭС от подложки [4.16, 4.18]. Среди неразрушающих оптических методов измерения спиновой поляризации следует упомянуть элегантные экспериментальные методики, использующие рекомбинацию свободных электронов с локализованными акцепторами [4.19] и измерение магнитоэкситонного дихроизма [4.16]. Однако данные методики имеют ряд существенных ограничений, затрудняющих интерпретацию экспериментальных данных. В пользу PPP следует отметить, что спиновая поляризация измеряется без какой-либо предварительной модификации

исследуемого образца, а получаемые экспериментальные результаты находятся в хорошем соответствии с другими известными данными о поляризации 2D ЭС в ультраквантовом пределе. Кроме

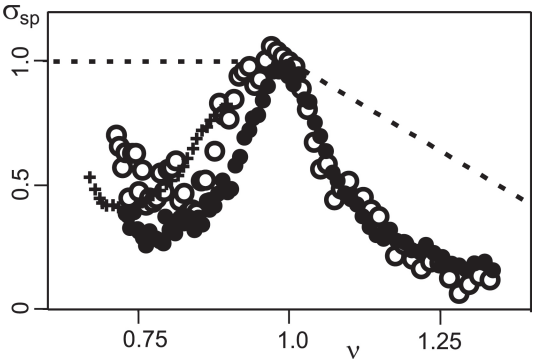

Рис. 4.4. Спиновая поляризация 2D ЭС (S_z), рассчитанная с использованием экспериментальных данных с предыдущего рисунка (светлые кружки). Для сравнения приведены значения S_z, полученные в работах [4.15, 4.16], (темные кружки и кресты, соответственно). Пунктирная линия показывает степень спиновой поляризации 2D ЭС для невзаимодействующих электронов

того, как будет показано в следующей главе, методика определения спиновой поляризации с помощью PPP легко переносится на время-разрешенные измерения, что позволяет контролировать эволюцию спиновой поляризации 2D ЭС после импульсного возбуждения в режиме реального времени.

§ 4.1. Спиновая релаксация в квантово-холловском ферромагнитном состоянии $\nu = 1$

Для прямого измерения времени релаксации спина в спин-поляризованном квантово-холловском ферромагнитном состоянии была разработана оригинальная оптическая методика создания неравновесных спиновых магнитоэкситонов (см. схему эксперимента на рис. 4.5). Особенностью методики является то, что становится возможным создавать системы с практически произвольной начальной спиновой поляризацией (от 0 до 1) и наблюдать динамику релаксации спина в реальном времени. Для мониторинга спинового состояния электронной системы в процессе релаксации используется время — разрешенное PPP. Система неравновесных спинов создается импульсным лазером. Релаксируя в ос-

новное состояние, фотовозбужденные высокоэнергетические электроны нагревают 2D ЭС. Поэтому сам эксперимент имеет смысл только в том случае, если характерное время, необходимое для охлаждения 2D ЭС до температуры окружающей среды, является значительно более коротким, чем время спиновой релаксации τ

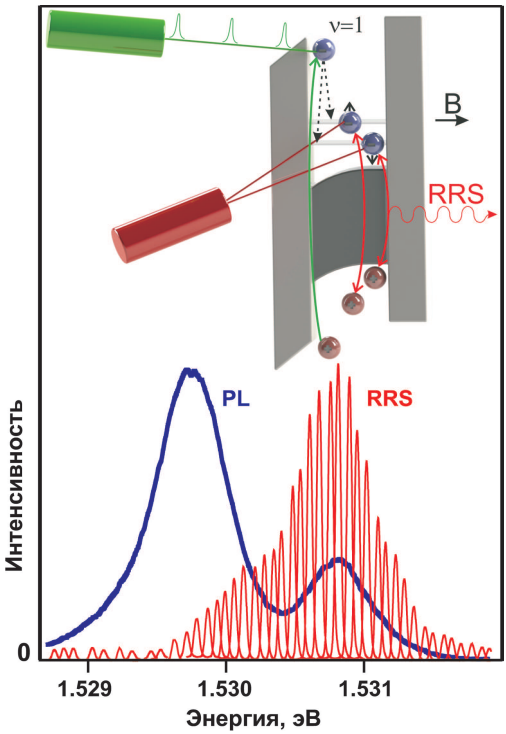

Рис. 4.5. Диаграмма, иллюстрирующая схему эксперимента (вверху); спектры ФЛ и РРР, полученные через 5 мс после лазерного импульса, после окончания всех релаксационных процессов (внизу). $B = 11$ Тл. Температура резервуара $T = 1{,}6$ К

(в противном случае время релаксации не может быть измерено точно). Оказывается, что это условие может быть удовлетворено в магнитных полях $B > 8$ Тл. Оптически нагретая 2D ЭС остывает и в процессе остывания релаксирует к частично поляризованному квазиравновесному состоянию, которое впоследствии релаксирует в основное спин-поляризованное состояние. Помимо импульсного возбуждения, двумерная электронная система возбуждается непрерывным резонансным лазерным излучением (рис. 4.5). Как уже было сказано в предыдущей главе, соотношение между ли-

ниями PPP от электронных состояний с различными спинами позволяет в режиме реального времени контролировать динамику релаксации спина, меняя задержку времени регистрации PPP относительно импульса фотовозбуждения лазера с длиной волны 532 нм. Измеренные таким образом времена релаксации спина (см. рис. 4.6) оказались, по крайней мере, на порядок величины больше, чем времена релаксации, полученные с помощью альтернативных экспериментальных методик [4.20–4.23]. Заметим, что метод, представленный здесь, разработан непосредственно для измерения энергетической релаксации спина с верхнего на нижний спиновой подуровень Ландау, тогда как альтернативные экспериментальные методики фокусируются на дефазировке (стохастизации) спина одного или нескольких невзаимодействующих спиновых магнитоэкситонов, что, строго говоря, не одно и то же.

Существенно, что описываемая экспериментальная методика не приводит к какому-либо повороту спина всей системы, т. е. начальное отклонение спина от основного спин-поляризованного состояния связано лишь с изменением величины полного спина, который, тем не менее, всегда остается направленным вдоль магнитного поля. Как уже указывалось, такому отклонению отвечает возбуждение в системе только спин-волновых экситонов (X_q), но не голдстоуновских экситонов (X_{G}).

Опыт теоретического изучения спиновой релаксации в квантово-холловских системах [4.25–4.35] показывает, что такая задача характеризуется множеством различных релаксационных механизмов, так что априори определить доминирующий канал релаксации представляется весьма затруднительным. Более того, картина релаксации может существенно изменяться в зависимости от величин магнитного поля, температуры и фактора заполнения. В то же время ясно, что релаксация/аннигиляция спиновых магнитоэкситонов требует наличия двух типов взаимодействий: (i) взаимодействий, не сохраняющих спин системы, и (ii) взаимодействий, обеспечивающих необратимость релаксационного процесса. Анализ показывает, что роль первого типа взаимодействий может играть спин-орбитальное взаимодействие в 2D канале [4.26–4.31, 4.33–4.35] и/или сверхтонкое взаимодействие с ядрами решетки [4.32, 4.33]. Диссипативный же механизм может быть реализован: (i) при эффективном кулоновском (фактически, электро-дипольдипольном) взаимодействии магнитоэкситонов, приводящем, например, к коалесценции спин-волновых экситонов (когда два экситона превращаются в один, имеющий суммарные энергию и импульс, см. [4.28, 4.31]), (ii) при взаимодействии электронов с внешним плавным потенциалом, также приводящем к коалесценции, но

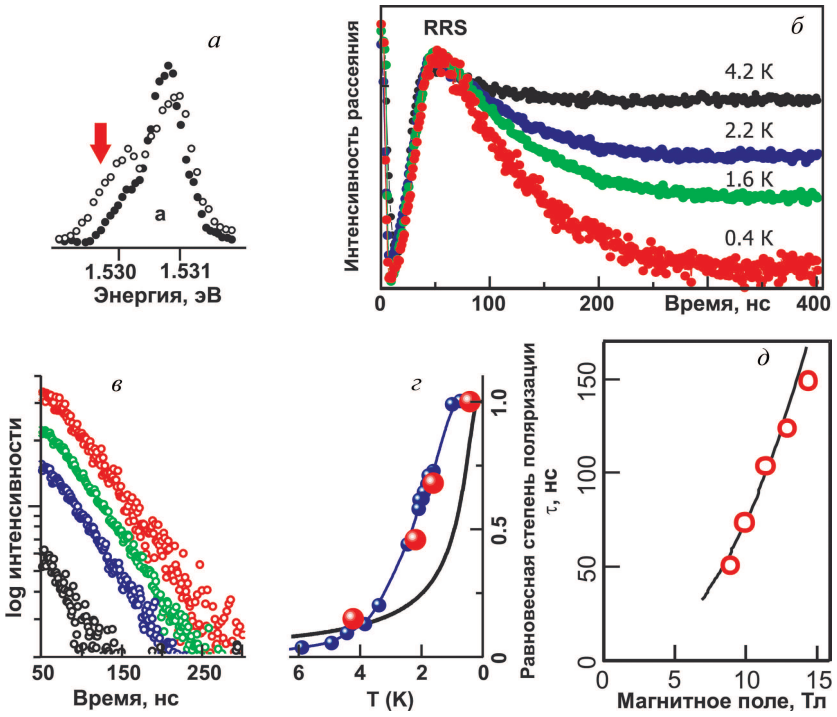

Рис. 4.6. *а* — неравновесный (светлые кружки) и равновесный (черные кружки) спектры РРР, измеренные через 50 нс и 5 мс после нагревающего лазерного импульса, соответственно. Стрелка — положение максимума линии ФЛ для e–h перехода, связанного с нижайшим спиновым подуровнем Ландау электронов, где измеряется динамика сигнала РРР. $B = 11$ Тл. $T = 1{,}6$ К; *б* — динамика РРР для температур: 0,4, 1,6, 2,2 и 4,2 К. Сигналы РРР при разных T пронормированы для получения равных интенсивностей через 50 нс после нагревающего лазерного импульса; *в* — кинетика РРР за вычетом сигнала насыщения в логарифмическом масштабе при различных T (цвета точек те же, что на рис. 4.6*б*); *г* — равновесная спиновая поляризация (большие точки), полученная с использованием амплитуды насыщения РРР при разных T (равновесная поляризация при 0,4 К принята за 1). Для сравнения приведена равновесная спиновая поляризация, измеренная с помощью метода ЯМР в работе [4.24] при том же зеемановском расщеплении спиновых подуровней (малые точки, соединенные тонкой линией). Толстая линия — равновесная одночастичная спиновая поляризация без учета кулоновского взаимодействия; *д* — магнитополевая зависимость времени релаксации $\tau(B)$: точки — эксперимент, кривая — расчет

с возросшим фазовым объемом участвующих в релаксации магнитоэкситонов из-за несохранения импульса в этом процессе (см. [4.29–4.31]) и (iii) при электрон-фононном взаимодействии, приводящем к диссипации энергии из-за излучения фононов [4.26, 4.27, 4.31–4.34].

Сравнительный анализ различных температурно-независимых каналов релаксации спин-волновых экситонов в квантово-холловском ферромагнетике был сделан в работе [4.33]. Оценка показала, что при заполнении $\nu = 1$ вплоть до достаточно больших магнитных полей, $B < 15$ Тл, релаксационный канал должен определяться спин-орбитальным взаимодействием, обеспечивающим изменение спина, и взаимодействием с плавным случайным потенциалом, нарушающим сохранение импульса. В то же время предполагалось, что случайный потенциал является достаточно слабым, так что он не влияет на энергетический спектр спин-волновых экситонов или на их распределение по энергиям. В этом случае доминирует двухэкситонный механизм рассеяния, который приводит к неэкспоненциальному закону релаксации, $\sim 1/(1 + t/\tau)$ [4.30, 4.33]. Выполненный впоследствии эксперимент, использующий указанную выше методику [4.36], показал, что наблюдаемая релаксация характеризуется все-таки экспоненциальной временно́й зависимостью. Это потребовало дополнительного теоретического исследования с учетом более реальных условий, в частности, с учетом, очевидно, большей роли пространственных флуктуаций внешнего потенциала, присутствующего в 2D канале.

Теоретический метод основан на использовании базиса «экситонного представления» [4.26–4.34], который играет роль «правильного базиса нулевого приближения» и упрощает пертурбативный подход при расчетах спектров и релаксационных процессов в целочисленных квантово-холловских системах. Заметим, что рассматриваемый здесь и в работе [4.36] механизм является температурно-независимым, т. е. доминирующим при достаточно низкой температуре. Независимость темпа релаксации спина от температуры является также и экспериментально наблюдаемым результатом (см. рис. 4.6*в*). В основе механизма, который представляется наиболее эффективным [4.36], лежит элементарный процесс, соответствующий переходу в непрерывном спектре квантово-механической системы, а именно: двухэкситонному рассеянию, $X_{q1} + X_{q2} \to X_{q'}$, при котором вместо двух спин-волновых экситонов X_{q1} и X_{q2} возникает третий, обладающий суммарной энергией: $\mathscr{E}_{q'} = \mathscr{E}_{q1} + \mathscr{E}_{q2}$. Если n_q — пространственная плотность экситонов, то при фиксированных числах $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$ вероятность такого события, происходящего в единицу времени внутри домена

$l \times l = A$ двумерного пространства, равна

$$w(\mathbf{q}_1,\, \mathbf{q}_2) = \frac{n_{\mathbf{q}_1} n_{\mathbf{q}_2} A^2}{\tau(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)} \tag{4.1}$$

(мы пренебрегаем какой-либо межэкситоной корреляцией и пренебрегаем пространственной неоднородностью плотности n_q в пределах домена). Величина $\tau(\ldots)$ рассчитывается по известной формуле

$$\frac{1}{\tau(\mathbf{q}_1,\, \mathbf{q}_2)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{q}'} \left|M\left(\mathbf{q}_1,\, \mathbf{q}_2,\, \mathbf{q}'\right)\right|^2 \delta(\mathscr{E}_{\mathbf{q}_1} + \mathscr{E}_{\mathbf{q}_2} - \mathscr{E}_{\mathbf{q}'}). \tag{4.2}$$

Матричный элемент $M(\ldots)$ определяется спин-орбитальным взаимодействием в 2D канале и внешним полем, роль которого сводится к несохранению импульса при рассеянии. Фактически этот матричный элемент рассчитывался еще в работах [4.26, 4.27], где несохранение импульса происходило за счет испускаемого/поглощаемого фонона. В работе [4.30] в качестве внешнего поля рассматривался плавный случайный потенциал $\varphi(\mathbf{r})$. О последнем, вообще говоря, мало что известно, кроме того, что его характерная амплитуда в исследуемых структурах составляет $5 \div 12$ K, а масштаб пространственных флуктуаций (корреляционная длина) $\Lambda \approx 30 \div 50$ нм. Удобно ввести корреляционную функцию $K(\mathbf{r}) = \left\langle \varphi(\mathbf{r}+\mathbf{R})\, \varphi(\mathbf{R}) \right\rangle_R$ (скобки $\langle \ldots \rangle_R$ означают усреднение в пространстве рассматриваемой системы, т. е. в масштабах, по крайней мере, бóльших, чем Λ; считается также выполненным условие $\varphi(\mathbf{R})_R = 0$). Соответственно, можно ввести Фурье-компоненту

$$\overline{K}(q) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int K(\mathbf{r})\, e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} d^2 r,$$

тогда квадрат модуля матричного элемента рассматриваемого переходного процесса оказывается равным

$$\left|M(\mathbf{q}_1,\, \mathbf{q}_2,\, \mathbf{q}')\right|^2 = 32\pi^3\, \overline{K}\,(q^*) \left(\alpha^2 + \beta^2\right) \left(\frac{q^* l_B}{A\hbar\omega_c}\right)^2, \tag{4.3}$$

где $\mathbf{q}^* = \mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 - \mathbf{q}'$, а α и β — константы Рашбы и Дрессельхауса, определяющие спин-орбитальное взаимодействие для 2D электронов. При получении этого результата считалось, что $l \gg l_B$, поэтому базисные состояния электронов внутри домена представляют собой обычные состояния вырожденного уровня Ландау. Матричный элемент рассеяния (4.3) оказывается обратно пропорционален

площади домена A, что является следствием простого обстоятельства: перекрытие квантово-механических состояний возбуждений тем эффективней, чем меньше область, в которой они рассматриваются (т. е. чем меньше масштаб, на который эти состояния нормированы). В то же время подстановка (4.3) в формулу (4.2) дает после суммирования по $\mathbf{q}'$ дополнительный множитель $\propto A$, так что полная вероятность аннигиляции спин-волнового экситона внутри домена (4.1) оказывается, как и должно быть, пропорциональна площади домена.

Если температура достаточно низкая, то для расчета полной скорости релаксации нужно знать квазиравновесное распределение «холодных» спин-волновых экситонов, определяемое в состоянии, когда они «остыли», но еще не аннигилировали, поскольку процессы энергетической релаксации, не относящиеся к перевороту спина, происходят намного быстрее, чем релаксация спина. Проблема нахождения этого распределения в реальном пространстве не может быть точно решена. Существует только оценка, основанная на более существенной роли внешнего случайного потенциала, чем просто его влияние на величину матричного элемента перехода (4.3).

Заметим, что при наличии потенциала $\varphi(\mathbf{r})$ импульс магнитоэкситона не является точным квантовым числом, однако, если потенциал предполагается плавным, тогда можно воспользоваться «градиентным приближением», рассматривая домен с характерным размером $l \ll \Lambda$ (но при этом $l \gg l_B$). Это означает, что внутри домена поле $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$ можно считать однородным. В рамках градиентного приближения потенциал не меняет состояния магнитоэкситонов и сохраняет квантовое число $\mathbf{q}$. Поскольку любой магнитоэкситон обладает дипольным моментом $\mathbf{d} = l_B^2 \mathbf{q} \times \widehat{z}$ [4.37–4.40], полная энергия спин-волнового экситона при малых импульсах ($ql_B \ll 1$) равна

$$\mathscr{E}_{\mathbf{q}} = \epsilon_Z + \frac{q^2 l_B^2}{2M_x} + l_B^2 (\mathbf{q} \times \mathbf{E})_z. \tag{4.4}$$

После «остывания» (до аннигиляции) эта энергия должна быть близка к своему минимальному значению. Из условия $\partial\mathscr{E}_q/\partial\mathbf{q} = 0$, равносильного условию равенства нулю групповой скорости спиновой волны, находим «равновесный» импульс экситона $\mathbf{q}_m = -M_x \mathbf{E} \times \widehat{z}$ и соответствующую энергию $\mathscr{E}_m = \mathscr{E}_{\mathbf{q}_m} = \epsilon_Z - (1/2) M_x l_B^2 E^2$ (здесь $E = |\mathbf{E}|$). Оказывается, таким образом, что «застрявший» в плавном случайном потенциале спин-волновой экситон имеет энергию, даже меньшую, чем зеемановская щель.

С учетом имеющихся теоретических [4.37, 4.40] и экспериментальных [4.41, 4.42] сведений об экситонной массе M_x отрицательная поправка составляет примерно $20 \div 30\%$ от величины ϵ_Z.

Теперь для избранного домена оценим время $\tau(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)$, определяемое формулой (4.2). Во-первых, положим $\mathbf{q}_1 = \mathbf{q}_2 = \mathbf{q}_m(\mathbf{R})$, имея в виду, что координата $\mathbf{R}$ отмечает положение домена (например, его центра) и задает значение поля $\mathbf{E}(\mathbf{R})$. Во-вторых, будем считать заданным вид коррелятора, считая его, например, гауссовым: $K(R) = \Delta^2 e^{-R^2/\Lambda^2}$. Полагая аргумент δ-функции равным $2\mathscr{E}_m - \mathscr{E}_{q'}$, учитывая выражение для энергии (4.4) и переходя в выражении (4.2) от суммирования к интегрированию, находим $(1/\tau)(\mathbf{q}_m, \mathbf{q}_m) \equiv \mathcal{W}(\mathbf{R})/A$, где

$$\mathcal{W}(\mathbf{R}) = \\ = \frac{4\pi(\alpha^2+\beta^2)M_x}{\hbar}\left(\frac{\Delta\Lambda}{\hbar\omega_c l_B}\right)^2 \int\limits_{\xi_{\min}}^{\xi_{\max}} \frac{\exp\left[-\kappa(\xi)(\Lambda/2l_B)^2\right]\kappa(\xi)\xi\,\partial\xi}{\sqrt{\xi_m^2\xi^2 - (\xi^2/2 + \xi_m^2 - \epsilon_Z M_x)^2}}. \qquad (4.5)$$

Здесь $\xi_m(\mathbf{R}) = M_x l_B E(\mathbf{R})$, $\xi_{\min} = \left|\sqrt{2M_x E_m} - \xi_m\right|$, $\xi_{\max} = \sqrt{2M_x E_m} + \xi_m$ и $\kappa(\xi) = 4\epsilon_Z M_x - \xi^2$. Экспериментально измеряемая величина — скорость спиновой релаксации — вычисляется путем умножения вероятности $\mathcal{W}/\mathrm{A}$ на вероятность нахождения двух экситонов в пределах рассматриваемого домена (4.1), а затем — суммированием по всем таким доменам, для чего, естественно, переходим к интегрированию с помощью замены $A \to d^2R$:

$$-\frac{dN_x}{dt} = \int n^2(\mathbf{R})\mathcal{W}(\mathbf{R})\, d^2R. \qquad (4.6)$$

Здесь $N_x(t)$ — общее число спин-волновых экситонов, $n(\mathbf{R})$ — локальная плотность, равная n_{qm} $\left(N_x = \int n(\mathbf{R})\, d^2R\right)$.

Итак, темп спиновой релаксации функционально зависит от пространственного распределения случайного поля $[E(\mathbf{R})]^2 \equiv (\nabla\varphi)^2$, которое необходимо знать для расчета вероятности $\mathcal{W}(\mathbf{R})$, и от квазиравновесного распределения $n(\mathbf{R})$. Последнее устанавливается в результате быстрых переходных процессов, предшествующих аннигиляции спин-волновых экситонов, а именно: вследствие их охлаждения из-за электрон-фононного взаимодействия с одновременным дрейфом в плавном случайном потенциале. Оценка интеграла (4.6) выполняется в два этапа. Во-первых, в формулу (4.6) подставляется везде вместо E^2 средняя

величина $\langle E^2\rangle_R = (\nabla\varphi)^2_R \equiv (2\Delta/\Lambda)^2$ (такое соотношение справедливо в случае гауссова распределения $\varphi(\mathbf{R})$). Тем самым производится переход от $\mathcal{W}$ в интеграле (4.6) к не зависящей от $\mathbf{R}$ величине $\overline{\mathcal{W}}$: $-dN_x/dt \sim \overline{\mathcal{W}} \int n^2(\mathbf{R})\, d^2R$. Во-вторых, для пространственно флуктуирующей плотности $n(\mathbf{R}) \equiv \langle n\rangle_R + \delta n(\mathbf{R})$ можно оценить интеграл

$$\int n^2(\mathbf{R})\, d^2R \equiv N_x\overline{n} + \int \Big(\delta n(\mathbf{R})\Big)^2 d^2R$$

(здесь $\overline{n} \equiv \langle n\rangle_R$ — среднее значение плотности спин-волновых экситонов, $\langle \delta n\rangle_R = 0$). Член $\int (\delta n)^2\, d^2R$ просто пропорционален пространственному коррелятору $\langle \delta n(\mathbf{r}+\mathbf{R})\, \delta n(\mathbf{R})\rangle_R$ при значении $\mathbf{r} = 0$. Для идеального газа экситонов в однородном пространстве этот коррелятор соответствовал бы так называемому белому шуму и был равным $\delta(\mathbf{r})\,\overline{n}$ [4.43]. В нашем случае корреляции в основном определяются пространственными флуктуациями поля E^2, а именно: если энергетически выгодно найти спин-волновой экситон в точке $\mathbf{R}_0$, то плотность должна быть выше среднего значения, $\delta n(\mathbf{R}_0) > 0$, в окрестности $|\mathbf{R} - \mathbf{R}_0| \lesssim \Lambda'$. Для оценки $\delta(\mathbf{r})$ ее заменяют на $e^{-r^2/\Lambda'^2}/(\pi\Lambda'^2)$. Считается, что корреляционная длина у пространственного распределения $(\nabla\varphi)^2$ примерно в два раза меньше, чем у потенциала φ: $\Lambda' \simeq \Lambda/2$. Как результат, получается оценка: $\int [\delta n(\mathbf{r})]^2 d\mathbf{r} \sim 4N_{\text{x}}/(\pi\Lambda^2)$. Таким образом, имеются два вклада в темп релаксации $-dN_{\text{x}}/dt$. Один квадратичен по $\overline{n}$, а второй — линеен. Для единичной площади получаем скорость аннигилирующих спин-волновых экситонов

$$-\frac{d\overline{n}}{dt} \sim \overline{\mathcal{W}}\left(\overline{n}^2 + \frac{4\overline{n}}{\pi\Lambda^2}\right). \tag{4.7}$$

Использованный подход основан на пренебрежении межэкситонными корреляциями. Считается, что $\overline{n}$ мало и второе слагаемое в уравнении (4.7) доминирует. Экспериментально наблюдаемая релаксация экспоненциальна во времени, даже начиная с начального значения $\overline{n}(0) \simeq 0{,}5/(2\pi l_B^2)$ ($1/(2\pi l_B^2)$ — плотность спин-поляризованных электронов в квантово-холловском ферромагнетике). Таким образом, полуэмпирически можно заключить, что характерное время релаксации определяется величиной $\mathcal{T} = \pi\Lambda^2/4\overline{\mathcal{W}}$. Что касается параметров материала, их можно оценить, используя имеющиеся данные для GaAs/AlGaAs КЯ [4.44],

и путем варьирования неизвестных величин Δ и Λ около их экспериментально оцененных значений. Амплитуда Δ заимствована из эксперимента [4.45, 4.46]. Для сравнения теории с экспериментальными данными можно выбрать следующие материальные параметры, весьма реальные для существующих экспериментальных условий: $\alpha = 0{,}25$ нм $\cdot$ мэВ, $\beta = 0{,}12$ нм $\cdot$ мэВ, $\epsilon_Z = 0{,}02\,B$ мэВ, $1/M_x = 0{,}87\,B^{1/2}$ мэВ, $\Delta = 1{,}05$ мэВ, и $\Lambda = 38$ нм. В результате получается определенная зависимость $\mathcal{T}(B)$, хорошо описывающая экспериментальные данные (см. рис. 4.6∂). Наконец, заметим что реальная температура, при которой рассмотренный, не зависящий от температуры, канал релаксации работает, должна быть порядка или меньше «энергии локализации» спин-волнового экситона в плавном случайном потенциале: $T \lesssim M_x l_B^2 E^2 \sim 4M_x (l_B \Delta/\Lambda)^2 \simeq$ $\simeq 0{,}8 \div 1{,}3$ К.

Таким образом, показано, что времена релаксации спиновых магнитоэкситонов в квантово-холловском ферромагнетике ($\nu = 1$) находятся во вполне удовлетворительном согласии с теоретическими расчетами (см. рис. 4.6∂) и превышают ранее полученные экспериментальные данные более, чем на порядок величины. Эти результаты, однако, пока не дают полной картины спиновой релаксации, так как возбужденными состояниями квантово-холловского ферромагнетика являются не только спин-волновые экситоны X_q, рассмотренные в этой главе, но и голдстоуновские спиновые экситоны X_{G}, которые изменяют спиновые квантовые числа электронной системы на $\delta S = 0$ и $\delta S_z = -1$, что отвечает отклонению полного спина на некоторый угол от направления магнитного поля.

§ 4.2. Релаксация поперечной составляющей спина в квантово-холловском ферромагнетике. Стохастизация голдстоуновской моды

Отклонение полного спина электронной системы на некоторый угол $0 < \theta < \pi$ от его направления в равновесном состоянии является макроскопической голдстоуновской модой. При этом спонтанно меняется вращательная симметрия спиновой системы с непрерывной группы $C_{\infty v}$ (по отношению к поворотам вокруг оси $\widehat{z} \parallel \mathbf{B}$) на тривиальную циклическую группу C_{1v}. Существенно, что такое чисто спиновое отклонение не затрагивает орбитального состояния 2D ЭС. Энергия возбужденной моды равна $\epsilon_Z(1-\cos\theta)\,S(0)$ ($S(0)$ — значение полного спина в начальный момент времени), т. е. макроскопически она является бесщелевой в терминах пара-

метра θ. Это состояние является нестационарным даже в отсутствие каких-либо диссипационных процессов: в главном приближении эволюция спина представляет собой прецессионное движение, описываемое уравнением движения $\partial\mathbf{S}/\partial t = -g\mu_B\mathbf{S}\times\mathbf{B}$, которое для компонент спина сводится к $\partial S_z/\partial t = 0$ и $\partial\mathbf{S}_\perp/\partial t = -g\mu_B\mathbf{S}_\perp\times\mathbf{B}$. Исторически, как и в случае релаксации спиновых волн, поперечная релаксации спина в квантово-холловском ферромагнетике изучалась только теоретически в отсутствие каких-либо реальных экспериментальных данных. Здесь также необходимо сначала остановиться на некоторых основных теоретических положениях, необходимых для микроскопического описания и изучения последующей эволюции голдстоуновской моды.

Поперечная компонента $\mathbf{S}_\perp = (S_x, S_y)$ возникает тогда, когда микроскопические возбуждения отвечают таким изменениям спиновых квантовых чисел, что $|\delta S| < |\delta S_z|$. Очевидно, это не спин-волновые экситоны, а состояния, которые генерируются действием оператора $\widehat{S}_- = \widehat{S}_x - i\widehat{S}_y$ на основное состояние квантово-холловского ферромагнетика $|0\rangle = |\overbrace{\uparrow\uparrow\uparrow\ldots\uparrow}^{N_\phi}\rangle$ (N_ϕ — число состояний на уровне Ландау с одинаковым спином). Понятно, что n-кратное действие этого оператора создает собственное стационарное состояние $|n\rangle = (\widehat{S}_-)^n|0\rangle$ с той же самой орбитальной волновой функцией и с тем же значением полного спина $S = N_\phi/2$, что и у $|0\rangle$, но при этом $S_z = N_\phi/2 - n$, а энергия равна $\mathscr{E}_0 + \epsilon_Z n$, где $\mathscr{E}_0$ — энергия основного состояния. (Это утверждение, конечно, справедливо при условии пренебрежения любыми возмущениями, не сохраняющими спиновые числа S и S_z.) Более того, любая комбинация таких состояний, $\sum\limits_n C_n|n\rangle$, заданная некоторым набором коэффициентов $\{C_n\}$, тоже представляет собой состояние с орбитальной волновой функцией и с полным спином S, таким же, как и в основном состоянии. В то же время, если число членов в этой сумме более одного, то она уже не соответствует какому-либо собственному состоянию гамильтониана даже в пренебрежении взаимодействиями, не сохраняющими спин. Вообще говоря, для такой суперпозиции различных собственных состояний не существует даже направления $\widehat{z'}$ в спиновом пространстве, такого, чтобы проекция спина на него, $S_{z'}$, была бы собственным квантовым числом, т. е. спин в этом направлении имел бы определенное значение (такие состояния в квантовой механике называются состояниями с частичной спиновой поляризацией [4.47]). Тем не менее, подобная комбинация может рассматриваться как начальное условие для реше-

ния нестационарного уравнения Шредингера $i\partial|N,t\rangle/\partial t = \widehat{H}|N,t\rangle$ (здесь и далее полагаем $\hbar = 1$). В результате, если пренебречь всеми членами гамильтониана, не коммутирующими с операторами $\widehat{S}_z$ и $\widehat{\mathbf{S}}^2$, то получим решение в виде

$$|N,t\rangle = e^{-i\mathscr{E}_0 t}\sum_{n=0}^{N} C_n e^{-in\epsilon_Z t}|n\rangle, \tag{4.8}$$

($|0,0\rangle \equiv |0\rangle$). Это выражение дает наиболее общее микроскопическое описание голдстоуновской моды в отсутствие затухания. Число $N \leqslant N_\phi$ отмечает номер «старшего» из используемых базисных состояний $|n\rangle$. Вычисляя квантово-механическое среднее оператора $\widehat{S}_+ = \widehat{S}_x + i\widehat{S}_y$ в состоянии (4.8) (которое мы предполагаем нормированным, $\langle t,\, N|N,\, t\rangle = 1$, в силу правильного выбора коэффициентов C_n), находим значение поперечного спина в момент времени t:

$$S_\perp(t) = \left\langle t,\, N\middle|\widehat{S}_+\middle|N,\, t\right\rangle = e^{-i\epsilon_Z t}\sum_{n=0}^{N-1} C_n^* C_{n+1}\langle n{+}1\,|\,n{+}1\rangle, \tag{4.9}$$

что соответствует прецессии с частотой $\epsilon_Z/\hbar$. Угол наклона по отношению к оси $\widehat{z}$ определяется как $\theta = \arcsin(|S_\perp|/S) \equiv \arcsin(2|S_\perp|/N_\phi)$. Различные микроскопические состояния (4.8) могут макроскопически формально соответствовать одной и той же голдстоуновской моде. Действительно, одно и то же значение θ может быть реализовано при совершенно разных наборах $\{C_n\}$, поскольку при заданном значении угла для макроскопически большого числа коэффициентов C_n существует только два условия: (i) условие $\sum\limits_n C_n^* C_{n+1}\langle n{+}1\,|\,n{+}1\rangle = (N_\phi/2)\sin\theta$ и (ii) условие нормировки $\sum\limits_n \left|C_n\right|^2\langle n|n\rangle = 1$.

Теоретически частные случаи состояния (4.8), конечно, рассматривались ранее. В работах [4.26, 4.27], а затем в [4.3] изучалась релаксация произвольного базисного состояния (случай $C_n = \delta_{n,n_0}$). Формально для такого состояния отсутствует какая-либо прецессионная динамика, так как оно стационарно ($S_\perp = \langle n|S_+|n\rangle \equiv 0$). Релаксационная же задача в такой постановке вполне имеет смысл. Интуитивно понятно, что для макроскопической голдстоуновской моды, отвечающей отклонению на угол θ, основной вклад в суперпозицию (4.8) вносит лишь узкая окрестность квантовых состояний вблизи некоторого значения $n_0 = |\delta S_z| = N_\phi(1-\cos\theta)/2$, т. е. норма $|C_n|^2\langle n|n\rangle$ должна иметь резкий мак-

симум при $n \approx n_0$. Достаточно поэтому решить кинетическую задачу об аннигиляции голдстоуновских экситонов (X_{G}) в конденсате, который квантово-механически описывается каким-либо состоянием $|n\rangle$ с числом n, близким к максимуму. В работах [4.26] и [4.3] рассматривался процесс превращения двух голдстоуновских экситонов конденсата в один спин-волновой:

$$nX_{\mathrm{G}} \to (n-2)X_{\mathrm{G}} + X_q. \tag{4.10}$$

Несохранение спиновых состояний имело место из-за наличия спин-орбитальных взаимодействий, а необратимость процесса обеспечивалась учетом излучения/поглощения фонона [4.26, 4.27] или нарушением трансляционной инвариантности из-за присутствия плавного случайного потенциала [4.3]. Предсказывался неэкспоненциальный закон релаксации. В первом случае рассчитанное характерное время составило $1 \div 10$ мкс, во втором ~ 100 нс. Косвенные данные и последующие прямые эксперименты [4.21, 4.22, 4.48] показали, что это время гораздо короче ($\lesssim 10$ нс).

Другой частный случай был рассмотрен в работе [4.52], где была поставлена задача о релаксации моды (4.8) при условии, что она соответствует полной поляризации всех спинов вдоль некоторой оси $\widehat{z'}$, наклоненной по отношению к $\widehat{z}$ на определенный угол β. Спиновое состояние каждого поляризованного электрона тогда не $\uparrow = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, а $\nearrow = \begin{pmatrix} \cos(\beta/2) \\ -\sin(\beta/2) \end{pmatrix}$ (см. [4.47]), а в качестве начального состояния, которое полностью «наклонно»-поляризовано, рассматривалось состояние: $|\overbrace{\nearrow\nearrow\nearrow\ldots\nearrow}^{N_\phi}\rangle$. Можно вывести, что в терминах нашего базиса $|n\rangle$-векторов это состояние эквивалентно $|N_\phi, 0\rangle = \sum\limits_{n=0}^{N_\phi} C_n |n\rangle$, где коэффициенты равны $C_n = \left[\cos(\beta/2)\right]^{N_\phi - n}\left[-\sin(\beta/2)\right]^n / n!$. (Вычисляя $S_\perp$ по формуле (4.9), убеждаемся, что при этом угол наклона θ в точности равен β.) Релаксационный механизм, основанный на прямом воздействии фонона на спин, вряд ли может быть сколько-нибудь эффективен в реальной 2D ЭС. При правильной численной оценке этот канал релаксации приводит к гораздо более длинным временам, чем те, что определяются механизмами, рассмотренными в работах [4.26, 4.27, 4.3] (см. соответствующее обсуждение [4.50, 4.51]).

С экспериментальной точки зрения основной трудностью является само создание такой «спин-поворотной» голдстоуновской моды, в которой была бы достаточно заметна поперечная компо-

нента $S_\perp$. Время для возбуждения подобного макроскопического, но неравновесного состояния должно быть во всяком случае намного короче времени релаксации прецессионного движения спина 2D ЭС и сравнимо, но желательно даже короче периода прецессии, h/ϵ_Z. Естественно поэтому, что в эксперименте [4.21, 4.22, 4.48] используется метод оптического возбуждения. Начальное состояние возникает в результате воздействия на систему короткого импульса лазерного излучения, направленного под некоторым углом β относительно $\mathbf{B} \parallel \widehat{z}$, в котором все фотоны одинаково циркулярно поляризованы и когерентны (см. схему эксперимента на рис. 4.7*в*). Состояние 2D ЭС с нулевым импульсом ($\mathbf{q} = 0$), т. е. орбитально такое же, как и основное (см. формулу (4.8)), возникает, если выполнено следующее условие для параллельной плоскости системы компоненты волнового вектора поглощаемого фотона: $\mathcal{L}k_{\text{photon}\parallel} \ll 1$. Здесь $\mathcal{L}$ — характеристика пространственных флуктуаций электронной плотности. Это условие в реальности выполнено с большим запасом. Элементарный процесс поглощения является однофотонным и одноэлектронным: в результате быстрого «вертикального» рекомбинационного перехода. Процесс поглощения фотона в основном сводится к «близнецовой» рекомбинации, при которой рождаемая фотоном пара, состоящая из электрона и тяжелой валентной дырки, аннигилирует еще до того, как квазичастицы успевают разойтись на дистанцию, бóльшую, чем масштаб их волновых функций. Однако существует и рекомбинационный канал, в котором дырка аннигилирует (посредством излучательного перехода) не со «своим», одновременно с ней рожденным, электроном, а с электроном зоны проводимости, находящимся пространственно в ее «квантовой окрестности». При этом «свой» электрон, имеющий вследствие сохранения полного углового момента «наклоненный» спин ($\nearrow$), займет освободившееся вакантное место на уровне Ландау в зоне проводимости. Реализуется, таким образом, превращение $\uparrow \to \nearrow$. Рекомбинационные переходы имеют место на фоне сопутствующих им быстрых безызлучательных процессов. В частности, происходит быстрая спиновая релаксация рожденной валентной дырки. Вместо спин-поляризованного вдоль $\widehat{z}$ электрона возникает «спин-наклоненный» электрон $\nearrow = \begin{pmatrix} \cos(\beta/2) \\ -\sin(\beta/2) \end{pmatrix}$. В то же время неразличимость поглощаемых фотонов и неразличимость электронов 2D ЭС ставит, в принципе, задачу правильного моделирования квантово-механического состояния (4.8) (определения набора коэффициентов $\{C_n\}$), адекватного данному способу создания голдстоуновской

моды. Фактически же для исследования медленной поперечной релаксации (затухания прецессионного вращения) достаточно рассмотреть лишь эволюцию одного из базисных состояний $|n\rangle$, поскольку, как мы увидим, временной закон релаксации одинаков для всех членов суммы (4.8). Кроме того, как уже указывалось, для макроскопической моды важна лишь узкая окрестность состояний вблизи некоторого значения n_0 $(|n - n_0| \ll n_0)$, задаваемого макроскопическим параметром $|S_\perp|$ или θ.

Прежде чем решать микроскопическую задачу о релаксации, имеет смысл определить физический смысл величины N в сумме (4.8). Заметим, что оператор $\widehat{S}_-$, действуя на $|0\rangle$, переворачивает спин одного электрона и при этом приводит к результату, соответствующему принципу неразличимости. Правильное нормированное состояние системы с одним «перевернутым» электронным спином имеет вид $N_\phi^{-1/2}\widehat{S}_-|0\rangle \equiv N_\phi^{-1/2}|1\rangle$. Состояние одного электрона с «наклонным» спином может быть представлено как комбинация состояний со спином вверх и вниз: $\nearrow = \cos(\beta/2)\uparrow - \sin(\beta/2)\downarrow$, поэтому правильным нормированным состоянием всей многоэлектронной системы с одним «спин-наклоненным» электроном является комбинация $\cos(\beta/2)|0\rangle - \sin(\beta/2)\,N_\phi^{-1/2}|1\rangle$. В этом состоянии вероятность проекции спина S_z иметь значение $N_\phi/2$ равна $\cos^2(\beta/2)$, вероятность иметь значение $N_\phi/2 - 1$ равна $\sin^2(\beta/2)$, но вероятность иметь значение, меньшее, чем $N_\phi/2 - 1$, тождественно равна нулю. Ясно, что, если в системе не один, а N «спин-наклоненных» электронов, то всегда должна существовать отличная от нуля вероятность для проекции S_z иметь значение $N_\phi/2 - N$, но вероятность иметь какое-либо значение, меньшее, чем это число, строго равна нулю. Отсюда следует, что номер N старшего члена в разложении есть не что иное, как число «спин-наклоненных» электронов. Или, иными словами, это число эффективно поглощенных фотонов, так что в результате N электронов из общего числа N_ϕ перешли из состояния $\uparrow$ в состояние $\nearrow$. Связь числа N с углом отклонения θ определяется из простых геометрических соображений: поскольку среднее значение проекции спина на ось $\widehat{z}$ каждого из «спин-наклоненных» электронов равно $(1/2)\cos\beta$, то среднее значение проекции всех N_ϕ электронов есть $\langle S_z\rangle = (N_\phi - N)/2 + (N/2)\cos\beta$. Отсюда

$$\cos\theta = \frac{2\langle S_z\rangle}{N_\phi} \equiv 1 - \frac{2N}{N_\phi}\sin^2\frac{\beta}{2}.$$

Число N определяется мощностью оптического импульса, т. е. угол отклонения зависит как от угла падения лазерного луча β, так

и от мощности лазерной накачки. Поворот всех спинов как целого соответствовал бы только одному частному случаю, когда $N = N_\Phi$.

Рассмотрим медленную эволюцию голдстоуновской моды, которая происходит при учете возмущений, действующих на спины. Выберем одно из стационарных состояний $|n\rangle$, которое также является собственным для спиновых операторов $\widehat{\mathbf{S}}^2$ и $\widehat{S}_Z$. Это не что иное, как конденсат n голдстоуновских экситонов, который может разрушаться не только вследствие процессов, меняющих общее число магнитоэкситонов [см. (4.10)], но и при более простом одноэкситонном переходе, $nX_\mathrm{G} \to (n-1)X_\mathrm{G} + X_q$, при котором происходит превращение голдстоуновского экситона в спин-волновой. В этом случае общее число магнитоэкситонов сохраняется, а следовательно, сохраняется величина S_z. Возмущение, ответственное за такое превращение (т. е. за элементарный процесс $X_\mathrm{G} \to X_q$), сохраняя проекцию S_z, не должно сохранять полный спин, который, в соответствии со сказанным выше о спиновых числах голдстоуновского и спин-волнового экситонов, уменьшается на единицу. Кроме того, это возмущение должно нарушать пространственную трансляционную симметрию и приводить к появлению в системе ненулевого импульса $\mathbf{q}$. Всем этим условиям отвечают пространственные флуктуации g-фактора в 2D ЭС: $g = \langle g\rangle_R + \langle g_1\rangle(\mathbf{r})$, т. е. к оператору зеемановского взаимодействия теперь добавляется член $\widehat{V}_g = \frac{1}{2}\mu_B B \sum\limits_i g_1(\mathbf{r}_i)\sigma_{zi}$, где i нумерует электроны, а σ_{zi} — оператор Паули, действующий на спин i-го электрона. В основе кинетического подхода к решению задачи лежит переход от состояния $|1\rangle = \widehat{S}_-|0\rangle$ к состоянию $|f_\mathbf{q}\rangle = Q_0^\dagger|0\rangle$, где $Q^\dagger$ — оператор рождения спин-волнового экситона (см. работы [4.26, 4.27, 4.30, 4.48] и публикации, в них цитируемые). Общая схема, как обычно, требует вычисления матричного элемента $M_{f_\mathbf{q}} = \langle 1|\widehat{V}_g|f_\mathbf{q}\rangle$ и затем — времени перехода

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar}\sum_\mathbf{q}\left|Mf_\mathbf{q}\right|^2 \delta(\epsilon_\mathrm{Z} - \mathscr{E}_\mathbf{q}). \tag{4.11}$$

Здесь энергия спин-волнового экситона $\mathscr{E}_\mathbf{q}$ определяется выражением (4.4), где в главном приближении можно перейти к пределу $E \to 0$. Конкретную оценку характерного времени разрушения конденсата голдстоуновских экситонов можно сделать, если ввести коррелятор $K(\mathbf{r}) = \langle g_1(\mathbf{R})g_1(\mathbf{R}+\mathbf{r})\rangle_R$, параметризованный амплитудой флуктуаций Δ_g и длиной корреляций Λ_g. Предполагая, как и для плавного случайного потенциала, что этот коррелятор пред-

ставляет собой гауссову функцию $K(\mathbf{r}) = \Delta_g^2 e^{-r^2/\Lambda_g^2}$, мы находим:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\pi M_x}{\hbar}\left(\frac{\mu_B B \Lambda_g \Delta_g}{2 l_B}\right)^2. \qquad (4.12)$$

Микроскопически этот ответ дает характерное время разрушения каждого из голдстоуновских конденсатов $|n\rangle$, не зависящее от величины n. Это время может быть названо временем дефазировки или стохастизации когерентного прецессионного вращения, так как эффект связан с тем, что прецессия отдельных спинов в разных областях 2D пространства происходит с частотой, несколько отличающейся от ларморовской $\epsilon_Z/\hbar$. Заметим, что масса спин-волнового экситона, M_x, является единственной физической величиной, ответственной за многочастичное кулоновское взаимодействие (чем сильнее кулоновская связь, тем меньше масса спин-волнового экситона). Таким образом, обменная «консолидация» электронов квантово-холловского ферромагнетика препятствует стохастизации прецессионного движения: время возрастает с увеличением кулоновской связи. Можно предположить, что пространственные флуктуации g-фактора некоторым образом отражают пространственный беспорядок плавного электростатического потенциала, и поэтому для оценки считать, что $\Lambda_g = \Lambda \sim 50$ нм. Что касается амплитуды Δ_g, то ее отношение к вакуумному значению $g_0 = 2$ должно быть порядка отношения амплитуды Δ к ширине запрещенной зоны. Полагая $\Delta_{\mathbf{g}} \simeq 0{,}005$, что представляется реалистичным, можно получить оценку времени стохастизации голдстоуновского экситона $\tau \sim 1 \div 10$ нс ($M_x^{-1} \sim 2$ мэВ в поле $B \approx 3 \div 10$ Тл).

Макроскопическая картина стохастизации является следующей. Среднее квантово-механическое значение продольной компоненты S_z неизменно. Рассмотренный процесс соответствует изменению поперечной компоненты полного спина $S_\perp(t)$, которая, таким образом, при малых отклонениях ($|S_\perp(0)| \ll N_\phi/2$) подчиняется уравнению $d|S_\perp|/dt = -|S_\perp|/\tau$, то есть затухает экспоненциально: $|S_\perp| = \left|S_\perp(0)\right| e^{-t/\tau}$ (большие отклонения означали бы, что концентрация магнитоэкситонов велика, $n \sim N_\phi/2$, т. е. при $t \gtrsim \tau$ число спин-волновых экситонов тоже становится большим; тогда существенно их взаимодействие друг с другом, что, конечно, здесь не учитывается). Найденное время $\tau \sim 1 \div 10$ нс соответствует, согласно общепринятой терминологии, «поперечному» времени релаксации спина T_2. В свою очередь, процесс продольной релаксации, отвечающий релаксации S_z к своему равновесному значению, рассмотрен в предыдущей главе — теоретически

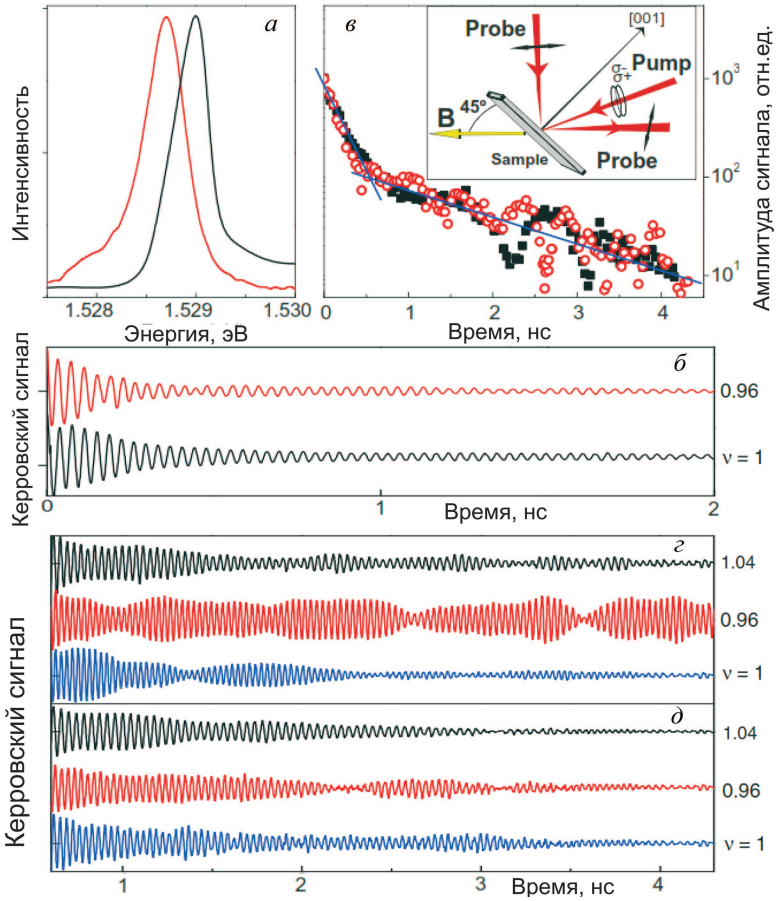

Рис. 4.7. Спектр ФЛ, соответствующий оптическим переходам $(1/2; -3/2)$ (красная кривая) и $(-1/2; 3/2)$ (чёрная кривая) с нулевого уровня Ландау зоны проводимости 2D ЭС на нулевой уровень Ландау тяжелых дырок в валентной зоне в магнитном поле 4,3 Тл ($\nu = 0{,}96$) (*а*). Сигнал время-разрешенного керровского вращения с возбуждением в резонанс с оптическими переходами $(1/2; -3/2)$ (красная кривая) и $(-1/2; 3/2)$ (чёрная кривая) (*б*). Поведение во времени амплитуды сигнала керровского вращения. Прямые линии получены с помощью экспоненциальной аппроксимации экспериментальных данных (*в*). На вставке — геометрия экспериментов по измерению керровского вращения с временным и спектральным разрешением. Внизу — долгоживущая часть сигнала керровского вращения, полученная при возбуждении с длиной волны накачки, соответствующей переходу рожденного фотоном электрона на нижний (*г*) или верхний (*д*) спиновый подуровень нулевого уровня Ландау вблизи фактора заполнения квантово-холловского ферромагнетика $\nu = 1$

и экспериментально. «Продольное» время оказывается существенно бóльшим $T_1 \sim 100$ нс. Отметим, что соотношение $T_2 \ll T_1$ имеет место и при спиновой релаксации в классических обменных ферромагнетиках. В тоже время изложенная здесь теория поперечной релаксации в 2D ЭС не связана ни с каким ранее описанным механизмом.

Для прямого измерения времени стохастизации прецессионного движения были использованы высококачественные гетероструктуры $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ с одиночными КЯ, содержащие высокоподвижные 2D ЭС. Источником излучения для возбуждения сигнала керровского вращения был импульсный перестраиваемый лазер. Циркулярно поляризованный импульс накачки задавал ориентацию спина возбужденной 2D ЭС. Угол поворота плоскости поляризации определялся с помощью линейно поляризованного зондирующего пучка, отраженного от образца. Таким образом, в процессе возбуждения формировались преимущественно голдстоуновские экситоны.

Затухание во времени амплитуды биений сигнала керровского вращения (разность между максимумом и минимумом сигнала) разбивается на два промежутка (см. рис. 4.7*б* и 4.7*в*): короткий T^e_{S1}(несколько сотен пикосекунд) и длинный T^e_{S2} (наносекунды). Кроме того, сигнал биения модулируется длительными колебаниями, которые наблюдаются в образцах с самой высокой подвижностью (рис. 4.7*г, д*). Эти долговременные колебания приписываются коллективным степеням свободы всей электронной системы, происхождение которых пока неизвестно. Время релаксации T^e_{S1} не зависит от фактора заполнения, а зависимость T^e_{S2} от фактора заполнения становится существенно немонотонной вблизи квантово-холловских ферромагнитных состояний с факторами заполнения $\nu = 1$ и $\nu = 3$. Поскольку начальная фазовая релаксация (T^e_{S1}) не связана с фактором заполнения, она объясняется одноэлектронной спиновой релаксацией. Электронная система перегревается после импульса накачки, а время релаксации T^e_{S1} возникает из-за быстрого охлаждения электронной системы [4.18]. Это предположение подтверждается тем фактом, что увеличение мощности накачки увеличивает в сигнале керровского вращения долю состояний, релаксирующих со временем T^e_{S1}. Далее будет рассмотрен канал длительной релаксации с временем T^e_{S2}, чувствительный к спиновому упорядочению основного состояния.

Экспериментально измеренные времена поперечной спиновой релаксации в квантово-холловском ферромагнетике ($\nu = 1$) хорошо согласуются с временами стохастизации голдстоуновских спиновых экситонов, оцененных выше теоретически для высокоподвиж-

ных гетероструктур $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$. Кроме того, обнаружено, что в окрестности значений $\nu = 1$ и $\nu = 3$ времена спиновой релаксации меняются немонотонно и более, чем на порядок величины (рис. 4.8). Столь огромная вариативность времени релаксации

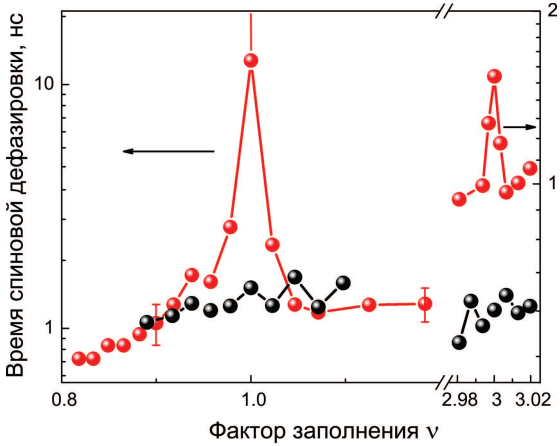

Рис. 4.8. Время затухания долгоживущей части сигнала керровского вращения, полученное с помощью возбуждения 2D ЭС с длиной волны накачки, соответствующей переходу рожденного фотоном электрона на нижний (красные точки) или верхний (черные точки) спиновый подуровень частично заполненного уровня Ландау вблизи факторов заполнения $\nu = 1$ (полное магнитное поле $B = 4{,}50$ Тл, образец А) и $\nu = 3$ ($B = 4{,}65$ Тл, образец Б)

спина вполне согласуется с результатами работы [4.52] о влиянии спиновой перестройки в квантово-холловском ферромагнетике на время релаксации ядерных спинов. Причиной этого является следующее обстоятельство: когда электронная система подвергается квантовому фазовому переходу из квантово-холловского ферромагнетика к менее жесткому спиновому упорядочению (спин-текстурная жидкость или скирмионный кристалл), в игру вступают новые фазоразрушающие механизмы когерентной спиновой прецессии за счет появления спиновых возбуждений с энергией, меньшей, чем зеемановская энергия [4.45, 4.46]. Времена спиновой релаксации уменьшаются также при переходе от более «жесткого» (сильнее обменное взаимодействие между электронами) квантово-холловского ферромагнетика при $\nu = 1$ к более «мягкому» (слабее обменное взаимодействие) квантово-холловскому ферромагнетику при $\nu = 3$.

§ 4.3. Спиновая релаксация в квантово-холловском изоляторе при $\nu = 2$

В теории квантово-холловского изолятора электронными возбуждениями являются магнитоэкситоны, образованные возбужденным электроном на первом незаполненном уровне Ландау и фермиевской дыркой (электронной вакансией) на полностью заполненном нулевом уровне Ландау (рис. 4.9). В спектре возбуждений

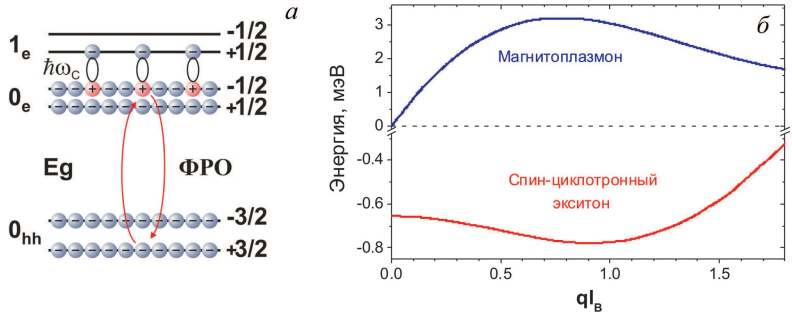

Рис. 4.9. Схема одноэлектронных состояний квантово-холловского изолятора ($\nu = 2$) в условиях возбуждения триплетного спин-циклотронного экситона. Слева указаны номера уровней Ландау для электрона в зоне проводимости (0_e, 1_e) и тяжелой дырки в валентной зоне (0_{hh}), справа — значения проекции спина S_z. С нижайшего, полностью заполненного, уровня Ландау ($n_L^e = 0$) электрон возбуждается на ближайший, пустой циклотронный уровень ($n_L^e = 1$) и оказывается на его нижнем спиновом подуровне с перевернутым спином (spin-flip). Этот электрон связывается с положительно заряженной дыркой на верхнем спиновом подуровне нулевого уровня Ландау ($n_L^e = 0$) в триплетное состояние (условно показано эллипсами). Изогнутые стрелки — иллюстрация виртуального поглощения и переизлучения фотона при регистрации ФРО. $\mathscr{E}_g$ — ширина запрещенной зоны, $\hbar\omega_c$ — циклотронная энергия (*а*). Результаты расчета дисперсионной зависимости двухчастичных возбуждений в КЯ шириной 32 нм в магнитном поле 4,2 Тл: спин-циклотронного экситона (красная кривая) и магнитоплазмона (черная кривая) (*б*)

квантово-холловского изолятора имеются два типа магнитоэкситонов: спин-синглетный магнитоэкситон с полным спином ноль и циклотронный спин-триплетный магнитоэкситон с полным спином единица. Спин-синглетный магнитоэкситон есть не что иное, как магнитоплазмон — бесспиновое возбуждение, у которого, согласно теореме Кона, энергия при нулевом волновом векторе равна одночастичной циклотронной энергии [4.53]. Радиационное время жизни магнитоплазмона определяется дипольно-разрешенной рекомбинацией электрона с первого уровня Ландау ($n_L^e = 1$) с услов-

ной дыркой на нулевом электронном уровне Ландау ($n_{\mathrm{L}}^{\mathrm{e}} = 0$) с испусканием фотона с энергией, равной циклотронной. Характерные времена такой рекомбинации около наносекунды [4.54]. Компоненты же триплетного спинового экситона (для которого $S = 1$ и $S_z = -1, 0, +1$) энергетически отделены друг от друга зеемановской щелью, причем при нулевом волновом векторе ($q = 0$) и даже при других актуальных значениях, $q \lesssim 1/l_B$, весь триплет оказывается ниже циклотронной щели на величину некоторой дополнительной «энергии связи», определяемой кулоновскими корреляциями в 2D ЭС, обсуждаемыми в предыдущих главах [4.37, 4.55, 4.56]. Отрицательный «кулоновский сдвиг» позволяет считать компоненту такого спин-циклотронного экситона, соответствующую значению $S_z = +1$, нижайшим по энергии (это компонента с положительным значением проекции S_z на направление магнитного поля, которое мы считаем положительным), поскольку в GaAs g-фактор электрона отрицателен. возбуждением при $\nu = 2$. Спин-циклотронный экситон, в отличие от магнитоплазмона, оптически не активен. Он представляет собой так называемый «темный» (dark) экситон, так как его излучательная рекомбинация запрещена по спину. Тем не менее, посредством резонансных межзонных переходов, а именно дипольно-разрешенных оптических переходов между дискретными состояниями тяжелых дырок валентной зоны (соответствующих уровням Ландау с номерами $n_L^{hh} > 1$) и состояниями электронов зоны проводимости можно создать неравновесный ансамбль таких магнитоэкситонов [4.57]. Основным каналом изменения спина 2D ЭС являются процессы переворота спина фотовозбужденной дырки за счет сильного спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне GaAs. В процессе последующей трансформации фотовозбужденной тяжелой дырки из валентной зоны в фермиевскую дырку электронной системы, которая происходит вследствие рекомбинации электронов с нулевого заполненного уровня Ландау с фотовозбужденной дыркой валентной зоны, электронная система изменяет свой спин. Поскольку прямая релаксация спин-циклотронных экситонов в основное состояние, сопровождающаяся изменением одновременно орбитального и спинового квантовых чисел, запрещена, время жизни этих возбуждений становится чрезвычайно большим [4.34]. Эти времена примерно в 10^7 раз превышают времена рекомбинации фотовозбужденной дырки (в стандартных исследуемых 2D ЭС они составляют около 100 пс), поэтому с помощью фотовозбуждения можно достичь гигантской плотности неравновесных спин-циклотронных экситонов при сравнительно малых мощностях оптической накачки (малых по сравнению с мощностями, необходимыми для разогрева 2D ЭС выше

температуры решетки GaAs). Экситоны статистически являются бозевскими возбуждениями, что делает их потенциальными кандидатами на формирование неравновесных бозонных конденсатов, аналогичных тем, что формально изучались в работе [4.38.

Заметим, что для всех типов рассматриваемых магнитоэкситонов имеет место также e–h симметрия: масса и заряд возбужденного электрона равны массе и заряду (с противоположным знаком) эффективной ферми-дырки. Таким образом, пространственный перенос магнитоэкситонов не связан ни с переносом заряда, ни с переносом массы (в процессе переноса локальная плотность электронов в пространстве не меняется), а только с переносом энергии возбуждений и спина.

Созданы экспериментальные методики [4.57], с помощью которых можно возбуждать оптически ансамбль трансляционно-инвариантных спин-циклотронных экситонов с $S_z = +1$, контролировать его параметры и исследовать кинетику релаксации этих возбуждений в основное состояние, используя резонансное отражение света для оптических переходов через запрещенную зону. Априори можно предполагать, что в условиях тестирования квантово-холловского изолятора при факторе заполнения $\nu = 2$ сигнал резонансного отражения, соответствующий переходу с нулевого уровня Ландау тяжелых дырок валентной зоны ($n_L^{hh} = 0$) на нулевой уровень Ландау электронов зоны проводимости ($n_L^e = 0$), должен отсутствовать, поскольку все электронные состояния основного электронного циклотронного уровня полностью заполнены. Однако при включении оптической накачки, которая возбуждает электроны на верхние уровни Ландау ($n_L^e \geqslant 1$), при достаточно низкой температуре естественно ожидать образования этих нижайших по энергии возбуждений с $S_z = +1$ (в дальнейшем будем называть их просто спин-циклотронными экситонами). Формирование спин-циклотронных экситонов должно проявиться в уменьшении числа незаполненных состояний первого электронного уровня Ландау ($n_L^e = 1$) и одновременно в возникновении дырок-вакансий на нулевом электронном уровне ($n_L^e = 0$). Соответствующие изменения в спектрах резонансного отражения естественно назвать фотоиндуцированным резонансным отражением (ФРО).

В спектрах ФРО должны наблюдаться два пика: положительный пик, соответствующий оптическому переходу с нулевого циклотронного уровня тяжелых дырок ($n_L^{hh} = 0$) на верхний спиновый подуровень нулевого циклотронного уровня электронов ($n_L^e = 0$) — переход (0–0), а также отрицательный пик, который от-

вечает переходу с первого циклотронного уровня тяжелых дырок валентной зоны ($n_L^{hh} = 1$) на первый электронный циклотронный уровень $n_L^e = 1$ — переход (1–1). Если положительный пик ответственен за возникновение дырок на верхнем спиновом подуровне нулевого циклотронного уровня электронов $n_L^e = 0$, то отрицательный пик отвечает за уменьшение числа вакансий на первом циклотронном электронном уровне $n_L^e = 1$ Таким образом, предлагаемый метод ФРО является непрямым способом тестирования оптически неактивных спин-циклотронных экситонов с использованием оптически разрешенных резонансных переходов между дискретными уровнями Ландау тяжелых дырок валентной зоны и дискретными уровнями Ландау электронов зоны проводимости.

Для экспериментального исследования спин-циклотронных экситонов использовались высококачественные гетероструктуры $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$.Также использовались два перестраиваемых по длине волны непрерывных лазера: один — для резонансного возбуждения электронной системы, а другой — для измерения спектров ФРО, ФЛ и НРС. Дифференциальный спектр ФРО получался как разность спектров резонансного отражения при включенном резонансном возбуждении и в отсутствии оного. По спектрам ФРО удавалось контролировать рождение фотовозбужденных электронов на первом электронном уровне ($n_L^e = 1$) и дырок на нулевом уровне ($n_L^e = 0$). В спектре ФРО, в полном соответствии с высказанными выше соображениями, наблюдается положительный пик в области электронных переходов (0–0), а также отрицательный пик в области переходов (1–1) (рис. 4.10).

Несмотря на то, что спин-циклотронные экситоны не являются оптически активными, их существование можно установить прямым образом по спектрам НРС (см. вставку на рис. 4.10) и с их помощью непосредственно определить величину синглет-триплетного расщепления магнитоэкситонов при нулевом волновом векторе [4.55]. Синглет-триплетное расщепление измеряется как разность энергий магнитоплазмона и «центра тяжести» триплета (положения в спектре компоненты с $S = 1$ и $S_z = 0$). Это расщепление оказалось сравнительно большим, около 1 мэВ [4.57], что может показаться удивительным, так как в объемных кристаллах GaAs синглет-триплетное расщепление очень мало и составляет всего ≈ 20 мкэВ [4.58, 4.59]. Однако, во-первых, следует иметь в виду, что матричные элементы обменного межзонного кулоновского взаимодействия подавляются по сравнению с внутризонным обменом из-за отличия блоховских функций электронов в разных зонах. Во-вторых, при наличии пространственных огра-

ничений, приводящих к понижению размерности системы (квантовый конфайнмент), синглет-триплетное расщепление существенно увеличивается вследствие возрастания обменного e–h взаимодействия. Так, например, в достаточно узких КЯ GaAs это расщепление достигает уже примерно 150 мкэВ [4.58]. В рассматриваемом

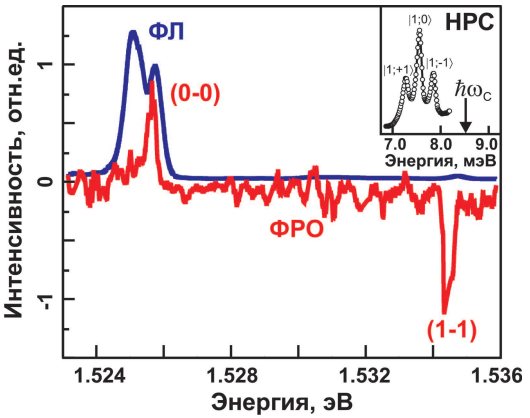

Рис. 4.10. Спектры ФЛ и ФРО при $\nu = 2$, измеренные в КЯ GaAs/$Al_xGa_{1-x}As$ шириной 17 нм ($\mu_e = 5 \cdot 10^6$ см^2/В $\cdot$ с, $n_e = 2{,}4 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$) в магнитном поле 5 Тл при температуре $T = 0{,}45$ К. Оптический переход (0–0) происходит между основными циклотронными уровнями электронов зоны проводимости ($n_L^e = 0$) и тяжелыми дырками валентной зоны ($n_L^{hh} = 0$), переход (1–1) — между первыми циклотронными уровнями: $n_L^e = 1$ и $n_L^{hh} = 1$. В спектре ФЛ наблюдается циркулярно-поляризованный дублет (σ^+ и σ^- компоненты), соответствующий электронным переходам (0–0). Величина дублетного расщепления в точности соответствует сумме спинового расщепления в магнитном поле основного циклотронного уровня тяжелых дырок валентной зоны ($n_L^{hh} = 0$) и спинового расщепления основного циклотронного уровня 2D электронов зоны проводимости($n_L^e = 0$). На вставке — спектр резонансного НРС, измеренный при тех же экспериментальных условиях и параллельной компоненте магнитного поля 5 Тл, введенной для усиления зеемановского расщепления компонент спин-циклотронного триплета

случае синглет-триплетное расщепление увеличивается еще значительнее и составляет приблизительно 1 мэВ благодаря поперечному магнитному полю, которое обеспечивает сильное пространственное ограничение для носителей.

Для измерений кинетики ФРО излучение лазерной накачки модулировалось механическим прерывателем — вращающимся диском с радиальной щелью. С помощью системы счета фотонов с временным стробированием сигнал резонансного отражения из-

мерялся и накапливался как функция временной задержки, отсчитанной от момента выключения возбуждающего лазерного излучения. В результате регистрировалась кривая затухания (либо нарастания) интенсивности сигнала ФРО. Поведение безызлучательного времени жизни спин-циклотронных экситонов, которое связано прямым образом с релаксацией спина, исследовалось как функция температуры и магнитного поля в КЯ различной ширины. Оказалось, что затухание сигналов ФРО — экспоненциально, а найденные времена затухания (времена спиновой релаксации) составляют десятки и даже сотни микросекунд (рис. 4.11*а*). Кинетика нарастания сигнала ФРО в области переходов (1–1) имеет такие же временные масштабы, что указывает на общую динамику релаксации магнитоэкситонных состояний, формирующихся из электронов на первом уровне Ландау и ферми-дырок (электронных вакансий) — на нулевом электронном уровне Ландау. Эта общность проявляется также и в одинаковой температурной зависимости скорости релаксации (рис. 4.11*б*). При $T > 1$ К зависимость скорости релаксации от температуры имеет экспоненциальный характер: $1/\tau(T) = e^{-D/T}/\tau_1$, — с характерным временем $\tau_1 \approx 1$ нс и величиной активационной щели $D \approx 11$ К. Такое поведение показывает, что в данной температурной области работает активационный канал релаксации, включающий в себя сравнительно медленные процессы переворота электронного спина из-за спин-орбитального взаимодействия и увеличения энергии возбуждения до величины циклотронной энергии из-за поглощенного фонона, а затем быстрой релаксации вследствие испускания фотона с циклотронной энергией [4.34]. В таких условиях измеренная активационная щель есть не что иное, как энергия связи спин-циклотронного экситона, равная сумме зеемановской энергии и кулоновской энергии спин-циклотронного расщепления, т. е. величине $\epsilon_Z + |\mathscr{E}_{q_m}|$, где $q_m \cong 1/l_B$ (см. рис. 4.9*б*). Эта энергия, измеренная независимым образом по спектрам НРС, близка по величине к активационной щели.

В низкотемпературной области, $T < 0{,}8$ К, кинетика ФРО перестает зависеть от температуры. Следовательно, в этой области температур происходит смена механизма релаксации, и этот механизм с очевидностью уже не является термоактивационным. Предполагается, что в низкотемпературной области происходит безызлучательная релаксация спин-циклотронного экситона, сопровождающаяся рождением «жестких» (коротковолновых) акустических фононов, которым передается энергия экситона. Ранее такой механизм распада был предложен и проанализирован в работе [4.34].

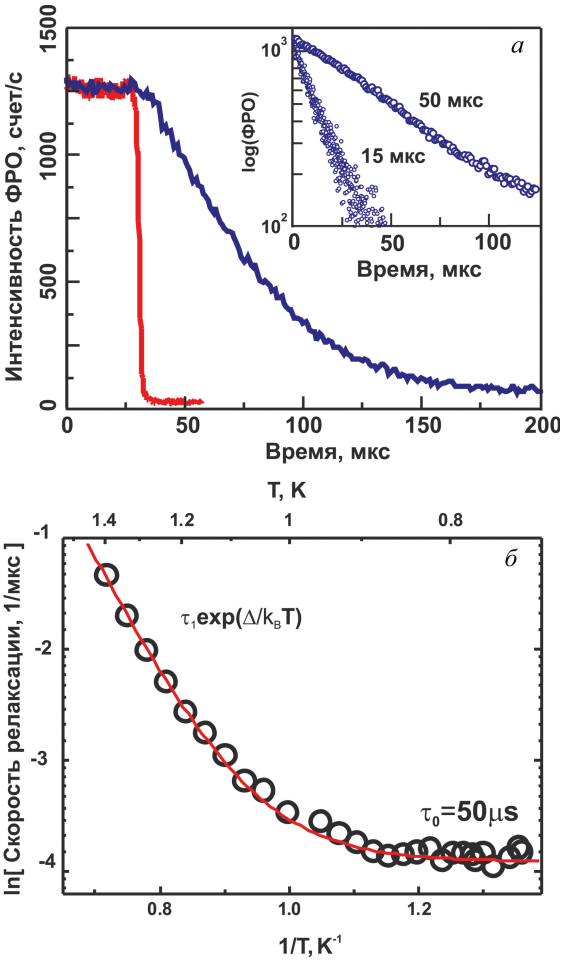

Рис. 4.11. Пример кинетики затухания ФРО (синяя кривая) и для сравнения — аппаратная функция измерительной системы (красная кривая). На вставке — в полулогарифмическом масштабе кинетика затухания, измеренная для КЯ шириной 35 (длинновременная кинетика) и 17 нм (коротковременная кинетика) при $\nu = 2$ в перпендикулярном магнитном поле $B = 4$ Тл. В обеих КЯ $n_e = 2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, $\mu_e = 1{,}5 \cdot 10^7$ см^2/В $\cdot$ с и $5 \cdot 10^6$ см^2/В $\cdot$ с соответственно (*а*). Температурное поведение скорости релаксации спин-циклотронных экситонов в логарифмическом масштабе в КЯ шириной 35 нм в магнитном поле 4 Тл. Точки — эксперимент, сплошная линия — аппроксимация с учетом двух механизмов релаксации: активационного и не зависящего от температуры (*б*)

Теория, в частности, предсказывает, что время релаксации τ_0 в этом случае должно сверхлинейно зависеть от протяженности электронной волновой функции в направлении роста КЯ. Для проверки этого предсказания нами исследовались две КЯ с ширинами 17 и 35 нм и приблизительно одинаковыми концентрациями 2D электронов. Полуширины огибающих электронных волновых функций в этих КЯ отличались примерно вдвое. Экспериментальные результаты качественно подтверждают предсказание теории: (i) время релаксации увеличивается для более широкой КЯ, так как в более широкой КЯ сложнее нарушить трансляционную симметрию в направлении роста; (ii) скорость релаксации уменьшается с увеличением магнитного поля, поскольку для более жестких акустических фононов с частотами, близкими к циклотронной частоте, электрон-фононное взаимодействие существенно ослабевает. Мы полагаем, что качественное согласие эксперимента с теоретическими представлениями о механизме релаксации в целом хорошее, однако количественно теория предсказывает времена релаксации, бóльшие по величине, чем те, что наблюдаются в эксперименте.

Таким образом, посредством прямых измерений кинетики ФРО установлено, что при низких температурах, $T \ll T_{ST}$ ($k_B T_{ST}$ — энергия синглет-триплетного расщепления), времена жизни спин-циклотронного экситона, которые тесно связаны с релаксацией спина всей электронной системы, необычайно велики и достигают сотен микросекунд. Благодаря столь большим временам жизни можно создавать довольно высокие плотности фотовозбужденных магнитоэкситонов, $\sim 10^{10}$ см$^{-2}$, при относительно небольших оптических накачках, которые не приводят к перегреву электронной системы. Спин-циклотронные экситоны являются чисто электронными возбуждениями, но могут быть названы композитными бозонами, поскольку они имеют целый спин ($S = 1$) и фактически подчиняются бозе-статистике: в одном квантовом состоянии может находиться макроскопически большое число экситонов. В коллективе спин-циклотронных экситонов можно было бы ожидать явления бозе-эйнштейновской конденсации. Однако известно, что в двумерных (а также одномерных) пространственно-неограниченных системах при любой сколь угодно низкой, но конечной температуре, тепловые флуктуации разрушают дальний порядок [4.60, 4.61]. По этой причине бозе-конденсат в таких системах может существовать только при $T = 0$, что имеет не более, чем теоретический интерес. В двумерном случае тепловые флуктуации, тем не менее, не полностью разрушают дальний порядок: пространственные электрон-электронные корреляции сохраняют-

ся, хотя и спадают с расстоянием не экспоненциально, как в газовой фазе, а по степенному закону. Этого оказывается достаточно для перехода в новую фазу, которая может обладать сверхтекучестью при конечной температуре. Эффект сверхтекучести в 2D системах без образования бозе-конденсата был предсказан Березинским [4.62, 4.63] и независимо, но несколько позже, Костерлицем и Таулессом [4.64] (переход Березинского–Костерлица–Таулесса — БКТ). Согласно теории переход в сверхтекучее состояние при этом обусловлен формированием топологических дефектов: пар «вихрь–антивихрь». К настоящему времени уже имеется достаточно много экспериментальных свидетельств существования перехода БКТ в различных квазидвумерных системах: в пленках жидкого гелия [4.65, 4.66], массивах джозефсоновских контактов [4.67], в охлажденных газах атомов [4.68, 4.69], во взаимодействущем магнитоэкситон-поляритонном газе [4.70]. Ансамбль спин-циклотронных экситонов большой плотности в квантово-холловском изоляторе $\nu = 2$ при температурах ниже 1 K может оказаться еще одним примером плотной бозе-системы в вырожденном 2D ферми-газе, демонстрирующей коллективные бозевские свойства, наряду с электрон-электронными бислоями [4.71].

§ 4.4. Конденсат двумерных фермионов в магнитном поле: магнитофермионный конденсат

Поиск бозе-эйнштейновских конденсатов — одно из центральных направлений современной физики и, прежде всего, физики конденсированного состояния. Несмотря на то, что существует множество указаний на нетривиальные фазовые превращения в твердых телах, которые могут рассматриваться как переходы в конденсированное состояние, надежно установленные случаи формирования бозе-энштейновского конденсата немногочисленны. Конденсатные состояния можно разделить на две фундаментальные группы. Одна определяется фазовым переходом в основном, термодинамически равновесном, состоянии, как, например, в сверхтекучем ^{4}He. В последнее время, однако, особый интерес привлекают к себе так называемые нестационарные конденсаты — системы, выведенные из равновесия внешним воздействием. Несмотря на то, что детального равновесия в них не наступает, систему можно разделить на макроскопические подсистемы, в которых наступает локальное (динамическое) «квазиравновесие», причем неравновесные подсистемы могут находиться в «квазиравновесном» состоянии достаточно долго, чтобы можно было пользоваться по-

нятием температуры, а в само́й подсистеме могла произойти бозе-энштейновская конденсация. К квазиравновесным можно отнести экситон-поляритонные конденсаты [4.72], бозе-конденсат 3D магнонов [4.73], атомные бозе-конденсаты [4.74, 4.75], бозе-конденсаты магнитоэкситонов [4.38, 4.76] и пространственно-непрямых диполярных экситонов [4.77–4.79].

Особняком в ряду конденсатных состояний стоят фермионные конденсаты, которые также можно разделить на термодинамически равновесные: сверхпроводники (включая ВТСП), ^{3}He [4.80], состояние с суммарным фактором заполнения $\nu = 1$ в двойных электронных слоях [4.71], и неравновесные, такие, как конденсат охлажденных атомов ^{40}K, исходно имеющих Ферми-статистику [4.81]. В этой главе обсуждается конденсация в системе 2D фермионов (электронов в зоне проводимости), выведенной из равновесия путем образования ансамбля долгоживущих спин-циклотронных экситонов — композитных возбуждений с бозе-статистикой, свойства которых обсуждались в предыдущей главе.

Итак, в плотном ансамбле спин-циклотронных экситонов можно ожидать явления бозе-эйнштейновской конденсации. Оказалось, что при понижении температуры в ансамбле экситонов действительно наблюдается фазовый переход, обладающий целым рядом необычных свойств. В окрестности фазового перехода немонотонное поведение демонстрирует время релаксации экситонов (см. рис. 4.12*б*). Время растет экспоненциально до температуры 1 K, а затем падает в узком диапазоне температур $0{,}7 \div 0{,}8$ K, что указывает на пороговое уменьшение вязкости ансамбля спин-циклотронных экситонов при их «транспорте» из пятна возбуждения, которое также приводит к уменьшению «времени жизни» спин-циклотронных экситонов непосредственно в области фотовозбуждения: в лазерном пятне оптической накачки. Такое предположение является естественным, так как сложно представить, что при незначительном изменении температуры ансамбля всего лишь на 0,1 K могут столь драматично измениться механизмы релаксации возбуждений.

Несложно показать, что время релаксации $\tau(T)$ при стационарном фотовозбуждении прямо пропорционально плотности спин-циклотронных экситонов $n(T)$: $\tau(T) \propto n(T)$. Знание функциональной зависимости плотности спин-циклотронных экситонов от температуры позволяет исключить плотность из описания восприимчивости экситонным ансамблем резонансного высокочастотного электромагнитного поля. Измеряя амплитуду сигнала ФРО $I(T)$ при том же уровне фотовозбуждения, что использовалось для определения времени релаксации спин-циклотронного экситона

($I(T) \propto f(T)n(T)$, где $f(T)$ — сила осциллятора межзонного оптического перехода из валентной зоны в зону проводимости), можно получить функциональную зависимость силы осциллятора оптического перехода от электронной температуры: $f(T) \propto I(T)/\tau(T)$ для единичной электронной вакансии. Величина $f(T)$ не зависит

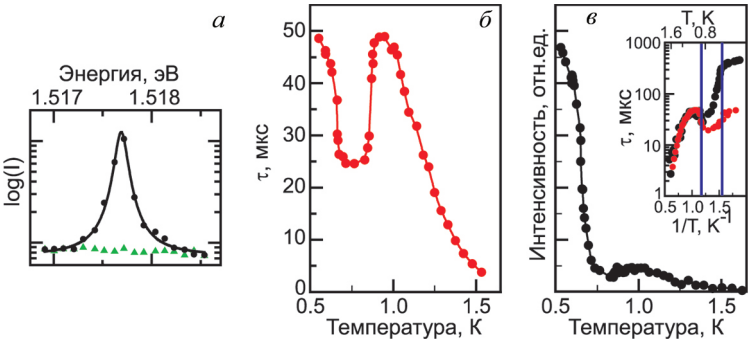

Рис. 4.12. Спектры резонансного отражения от равновесной 2D ЭС (зеленые треугольники) и системы, выведенной из равновесия фотовозбуждением ансамбля спин-циклотронных экситонов (черные точки) (*а*). Температурная зависимость времени релаксации спин-циклотронных экситонов в условиях стационарного фотовозбуждения 2D ЭС (точки). Сплошная линия проведена для удобства (*б*). Температурная зависимость интенсивности сигнала ФРО в условиях стационарного фотовозбуждения 2D ЭС (точки). На вставке сравниваются температурные зависимости времени спиновой релаксации спин-циклотронных экситонов (красные точки) и интенсивности ФРО (черные точки), измеренные при одинаковом фотовозбуждении 2D ЭС. Здесь кривая интенсивности ФРО домножена на константу таким образом, чтобы обе зависимости совпадали при $T > 1$ К (*в*)

от температуры при $T > 0{,}8$ К, как и ожидается для системы экситонов с больцмановским распределением по энергиям. Однако при дальнейшем понижении температуры наблюдается гигантское пороговое возрастание силы осциллятора (см. вставку на рис. 4.12*в*). Можно заключить, что при неизменной плотности экситонов в точке фазового перехода увеличивается отклик на внешнее электромагнитное поле ферми-дырок (электронных вакансий) на нулевом электронном уровне Ландау, вовлеченных в спин-циклотронный экситон, что можно описать в терминах конденсации экситонов.

Резонансное отражение может быть разделено на два процесса: резонансное поглощение и последующее за ним испускание фотона с переходом системы в исходное начальное состояние. Достаточно поэтому рассмотреть процесс резонансного поглощения с возбуж-

дением электрона из валентной зоны в зону проводимости на вакантное место, возникающее после рождения спин-циклотронного экситона (на ферми-дырку на нулевом уровне Ландау). Если начальное состояние ансамбля спин-циклотронных экситонов подчиняется больцмановскому распределению и их число существенно

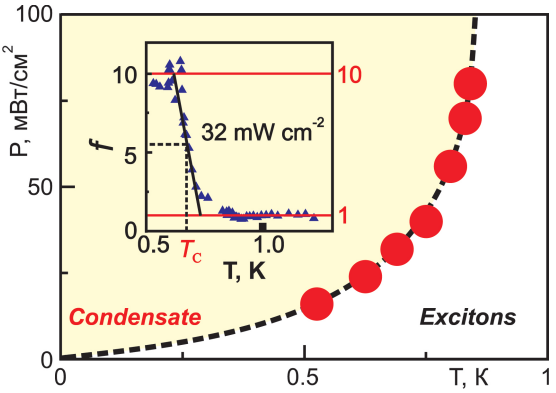

Рис. 4.13. Фазовая граница в координатах «плотность мощности фотовозбуждения — температура», разделяющая области существования газа и конденсата спин-циклотронных экситонов (точки). Сплошная линия, продолженная в начало координат, построена для удобства. Вставка иллюстрирует, как определялась точка на фазовой диаграмме: по изменению силы осциллятора оптического перехода $f(T)$ из валентной зоны в зону проводимости при фиксированном уровне фотовозбуждения. Критическая температура T_c выбиралась как точка на половине высоты ступеньки возрастания $f(T)$

меньше числа электронных состояний на уровне Ландау N_ϕ, то несложно показать, что квадрат матричного элемента оптического перехода пропорционален $1/N_\phi$ и не зависит от температуры. В случае же конденсации N спин-циклотронных экситонов в одно и то же квантовое состояние квадрат матричного элемента оптического перехода пропорционален N/N_ϕ [4.82].

Приведенные соображения показывают, что квадрат матричного элемента резонансного поглощения электромагнитного излучения с частотой оптического перехода из валентной зоны на дырки-вакансии в зоне проводимости должен возрастать пропорционально числу спин-циклотронных экситонов, находящихся в одном квантовом состоянии. Увеличение же матричного элемента на конечную величину, как это наблюдается в эксперименте, дает основание заключить, что не все экситоны конденсируются в одно и то же квантовое состояние, а лишь их небольшое число образует

когерентные кластеры конечного размера. Измеряя пороговую температуру фазового перехода как функцию интенсивности фотовозбуждения, нам удалось построить фазовую диаграмму для конденсации спин-циклотронных экситонов в сверхпоглощающую фазу таких кластеров в координатах «интенсивность накачки (или концентрация) — температура» (рис. 4.13). Очевидно, однако, что сами по себе дырки, вовлеченные в спин-циклотронный экситон, не могут быть когерентными в том смысле, что они являются вакансиями (пустыми местами) в электронном ферми-море. Иными словами, не сами дырки являются когерентными, но электроны, разделяющие фермиевские дырки, образуют коллективное состояние (*магнитофермионный конденсат*) таким образом, что вакансии в этом состоянии ведут себя при взаимодействии с внешним электромагнитным полем когерентно, обеспечивая, в свою очередь, эффект сверхпоглощения. Это может означать, что теория, обсуждаемая в предыдущих абзацах, является лишь приближенным описанием свойств неравновесной системы. Подобная теория являлась бы точной, если бы электронная система под уровнем Ферми (электронный вакуум) оставалась невозмущенной после возбуждения неравновесных экситонов, что эквивалентно замене неравновесной системы электронов на ансамбль спин-циклотронных экситонов. Исследуя непосредственно свойства электронного вакуума, авторы работы [4.82] показали, что подобное предположение служит хоть и разумным, но неточным приближением к описанию свойств рассматриваемой неравновесной системы.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 4

[4.1] *Lord Rayleigh F. R. S.* Philos. Mag. **47**, 375 (1899).
[4.2] *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. — М.: Мир, 1986.
[4.3] *Ginzburg V. L., Levanyuk A. P., Sobyanin A. A.* Phys. Reports **57**, 151 (1980).
[4.4] *Hegarty J. et al.* Phys. Rev. Lett. **49**, 930 (1982).
[4.5] *Haacke S.* Rep. Prog. Phys. **64**, 737 (2001).
[4.6] *Сибельдин Н. Н., Скориков М. Л., Цветков В. А.* Письма в ЖЭТФ **76**, 732 (2002).
[4.7] *Luin S. et al.* Phys. Rev. Lett. **97**, 216802 (2006).
[4.8] *Rhone T. D. et al.* Phys. Rev. Lett. **106**, 196805 (2011).
[4.9] *Bellani V. et al.* Phys. Rev. B **83**, 193307 (2011).
[4.10] *Kulik L. V. et al.* Phys. Rev. B **85**, 113403 (2012).
[4.11] *Belitsky V. I. et al.* Phys. Rev. B **52**, 16665 (1995).
[4.12] *Garro N. et al.* Phys. Rev. B **55**, 13752 (1997).
[4.13] *Ando T., Fowler A. B., Stern F.* Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
[4.14] *Бисти В. Е. и др.* Письма в ЖЭТФ **98**, 877 (2013).
[4.15] *Manfra M. J. et al.* Phys. Rev. B **54**, 17327 (1996).
[4.16] *Groshaus J. G. et al.* Phys. Rev. Lett. **98**, 156803 (2007).
[4.17] *Aifer E. H., Goldberg B. B., Broido D. A.* Phys. Rev. Lett. **76**, 680 (1996).
[4.18] *Plochocka P. et al.* Phys. Rev. Lett. **102**, 126806 (2009).
[4.19] *Kukushkin I. V., von Klitzing K., Eberl K.* Phys. Rev. B **55**, 10607 (1997).
[4.20] *Alphenaar B. W., Müller H. O., Tsukagoshi K.* Phys. Rev. Lett. **81**, 5628 (1998).
[4.21] *Fukuoka D. et al.* Phys. Rev. B **78**, 041304 (2008).
[4.22] *Fukuoka D. et al.* Phys. Rev. Lett. **105**, 126802 (2010).
[4.23] *Нефёдов Ю. А. и др.* Письма в ЖЭТФ **91**, 385 (2010).
[4.24] *Barrett S. E. et al.* Phys. Rev. Lett. **74**, 5112 (1995).
[4.25] *Frenkel D. M.* Phys. Rev. B **43**, 14228 (1991).
[4.26] *Дикман С. М., Иорданский С. В.* Письма в ЖЭТФ **63**, 43 (1996).
[4.27] *Дикман С. М., Иорданский С. В.* ЖЭТФ **110**, 238 (1996).
[4.28] *Дикман С. М., Иорданский С. В.* Письма в ЖЭТФ **70**, 531 (1999).
[4.29] *Dickmann S.* Письма в ЖЭТФ **78**, 921 (2003).
[4.30] *Dickmann S.* Phys. Rev. Lett. **93**, 206804 (2004).
[4.31] *Dickmann S., Artyukhin S. L.* Письма в ЖЭТФ **89**, 153 (2009).
[4.32] *Dickmann S.* Письма в ЖЭТФ **93**, 88 (2011).
[4.33] *Dickmann S., Ziman T.* Phys. Rev. B **85**, 045318 (2012).
[4.34] *Dickmann S.* Phys. Rev. Lett. **110**, 166801 (2013).
[4.35] *Burkov A. A., Balents L.* Phys. Rev. B **69**, 245312 (2004).
[4.36] *Zhuravlev A. S. et al.* Phys. Rev. B **89**, R161301 (2014).
[4.37] *Kallin C., Halperin B. I.* Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
[4.38] *Лернер И. В., Лозовик Ю. Е.* ЖЭТФ **80**, 1488 (1981).
[4.39] *Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е* ЖЭТФ **53**, 717 (1967).
[4.40] *Бычков Ю. А., Иорданский С. В., Элиашберг Г. М.* Письма в ЖЭТФ **33**, 152 (1981).
[4.41] *Gallais Y. et al.* Phys. Rev. Lett. **100**, 086806 (2008).

[4.42] *Kukushkin I. V. et al.* Science **324**, 1044 (2009).
[4.43] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. В 10 т. Т. 5. Статистическая физика. Ч. 1. — М.: Физматлит, 2002.
[4.44] *Ларионов А. В., Журавлев А. С.* Письма в ЖЭТФ **97**, 156 (2013).
[4.45] *Drozdov I. K. et al.* Phys. Rev. Lett. **104**, 136804 (2010).
[4.46] *Kulik L. V. et al.* Phys. Rev. B **87**, 045316 (2013).
[4.47] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. В 10 т. Т. 3. Квантовая механика. — М.: Физматлит, 2004.
[4.48] *Larionov A. V. et al.* Phys. Rev. B **92**, 165417 (2015).
[4.49] *Apel W., Bychkov Yu. A.* Phys. Rev. Lett. **82**, 3324 (1999).
[4.50] *Khaetski A. V.* Phys. Rev. Lett. **87**, 049701 (2001).
[4.51] *Apel W., Bychkov Yu. A.* Phys. Rev. Lett. **87**, 049702 (2001).
[4.52] *Tycko R. et al.* Science **268**, 1460 (1995).
[4.53] *Kohn W.* Phys. Rev. **123**, 1242 (1961).
[4.54] *Zhang Q. et al.* Phys. Rev. Lett. **113**, 047601 (2014).
[4.55] *Kulik L. V. et al.* Phys. Rev. B **72**, 073304 (2005).
[4.56] *Dickmann S., Kukushkin I. V.* Phys. Rev. B **71**, R241310 (2005).
[4.57] *Kulik L. V. et al.* Sci. Rep. **5**, 10354 (2015).
[4.58] *Blackwood E. et al.* Phys. Rev. B **50**, 14246 (1994).
[4.59] *Bayer M. et al.* Phys. Rev. Lett. **82**, 1748 (1999).
[4.60] *Hohenberg P. C.* Phys. Rev. **158**, 383 (1967).
[4.61] *Mermin N., Wagner H.* Phys. Rev. Lett. **17**, 1133 (1966).
[4.62] *Березинский В. Л.* ЖЭТФ **59**, 907 (1970).
[4.63] *Березинский В. Л.* ЖЭТФ **61**, 1144 (1971).
[4.64] *Kosterlitz J. M., Thouless D. J.* J. Phys. C **6**, 1181 (1973).
[4.65] *Bishop D. J., Reppy J. D.* Phys. Rev. Lett. **40**, 1727 (1978).
[4.66] *Bishop D. J., Reppy J. D.* Phys. Rev. B **22**, 5171 (1980).
[4.67] *Vander Zant H. S. J., Rijken H. A., Mooij J. E.* J. Low Temp. Phys. **82**, 67 (1991).
[4.68] *Hadzibabic Z. et al.* Nature **441**, 1118 (2006).
[4.69] *Cladé P. et al.* Phys. Rev. Lett. **102**, 170401 (2009).
[4.70] *Roumpos G. et al.* Nature Phys. **7**, 129 (2011).
[4.71] *Eisenstein J. P., MacDonald A. H.* Nature **432**, 691 (2004).
[4.72] *Kasprzak J. et al.* Nature **443**, 409 (2006).
[4.73] *Demokritov S. O. et al.* Nature **443**, 430 (2006).
[4.74] *Anderson M. H. et al.* Science **269**, 198 (1995).
[4.75] *Davis K. B. et al.* Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
[4.76] *Москаленко С. А. и др.* ФТТ **55**, 1457 (2013).
[4.77] *Лозовик Ю. Е., Юдсон В. И.* ЖЭТФ **71**, 738 (1976).
[4.78] *Тимофеев В. Б., Горбунов А. В., Демин Д. А.* ФНТ **37**, № 3, 229 (2011).
[4.79] *Горбунов А. В., Тимофеев В. Б.* Письма в ЖЭТФ **96**, 145 (2012).
[4.80] *Osheroff D. D., Richardson R. C., Lee D. M.* Phys. Rev. Lett. **28**, 885 (1972).
[4.81] *Regal C. A., Greiner M., Jin D. S.* Phys. Rev. Lett. **92**, 040403 (2004).
[4.82] *Kulik L. V. et al.* Nature Comm. **7**, 13499 (2016).

ГЛАВА 5

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обсуждаемой области научных исследований остаются нерешенными ряд вопросов. Прежде всего, это касается теоретического описания магнитофермионной фазы в холловском изоляторе. Пролить свет на микроскопическое устройство и, тем самым, на описание параметра порядка магнитофермионного конденсата могли бы эксперименты по изучению пространственно-временной когерентности конденсированной фазы (корреляторов 1-го и 2-го порядков), а также исследования скорости распространения спиновых возбуждений в проквантованном магнитным полем 2D электронном газе. Обнаруженное растекание конденсата с переносом целочисленного спина на макроскопически большие расстояния открывает уникальную возможность для контролируемого управления спином с помощью внешних воздействий: затворного электрического напряжения, температуры, оптической накачки, т. е. для создания спинового транзистора. Наряду с этим ощутимый прогресс в описании спиновой релаксации в квантово-холловском ферромагнетике открывает возможности для решения более сложныхзадач: описания релаксации спина при малых отклонениях электронного фактора заполнения от целочисленныхзначений и в дробных лафлиновских состояниях. Проблемы, которые осложняют теоретическое описание релаксации спина в двух указанных случаях проистекают в силу разных причин. В случае малых отклонений от нечетных целочисленных значений нет понимания того, как устроено основное состояние электронной системы, в то время как спектр спиновых возбуждений измерен экспериментально. В случае лафлиновских жидкостей [5.1] волновая функция основного состояния известна, однако нет понимания того, как устроен спектр коллективных спиновых возбуждений.

Если оценивать степень внимания научного сообщества к проблеме дробных состояний, то сравнение допустимо только с явлениями сверхпроводимости и сверхтекучести. Однако, в отличие от этих, всем известных, физических явлений до сих пор не существует микроскопической теории, результатом которой было бы построение основного состояния даже для самого известного и наиболее изученного лафлиновского состояния $\nu = 1/3$. Ситуация с другими дробными состояниями оказывается еще менее предсказуемой. Микроскопическая теория композитных фермионов [5.2],

по мнению самих авторов теории, работает только в окрестности фактора заполнения $\nu = 1/2$ и не может быть распространена до лафлиновских состояний, а феноменологические теории типа [5.3] предполагают ряд допущений, которые вряд ли могут быть полностью оправданы. Например, недавно было показано, что для формирования лафлиновских жидкостей не требуется малости энергии межчастичного кулоновского взаимодействия по сравнению с энергией циклотронного квантования. Лафлиновские состояния наблюдаются не только в высокоподвижных GaAs/AlGaAs КЯ и гетеропереходах, для которых это предположение неплохо выполняется, но и в новых 2D гетероструктурах, таких, как гетеропереходы на основе оксидов ZnO/MgZnO [5.4]. Несмотря на существенно различные характеристики этих объектов (диэлектрическая проницаемость и массы носителей), свойства лафлиновских состояний оказываются универсальными, слабо чувствительными к особенностям рассматриваемых систем. Более того, в системе ZnO/MgZnO в условиях дробного квантового эффекта Холла можно легко прийти к малости отношения энергии циклотронного квантования к энергии межчастичного кулоновского взаимодействия. Тем не менее, все основные лафлиновские состояния экспериментально наблюдаются. Исключения составляют дробные состояния с четными знаменателями. Однако последние обычно связаны либо с анизотропией основного состояния, либо с нетривиальным межчастичным упорядочением. Что же мешает прогрессу в изучении лафлиновских состояний? Ответ становится очевиден, если рассмотреть существующие на сегодняшний день экспериментальные подходы к данной проблеме. Основным методом исследования лафлиновских жидкостей является магнитотранспорт, что связано с рядом симметрийных ограничений, фактически, запрещающих использование для этих целей других экспериментальных методик. Например, теоремы Кона и Лармора ограничивают применимость таких мощных экспериментальных методов, как циклотронный резонанс (ЦР) и электронный спиновый резонанс (ЭСР). Проводя спектроскопию инфракрасного поглощения в комбинации с формированием решетки поверхностных акустических волн (ПАВ), симметрийные ограничения можно ослабить. Однако подобный подход требует существенных методических усилий, что, в свою очередь, ограничивает применимость ЦР и ЭСР в модулированных ПАВ-структурах [5.5]. Потенциал использования оптических методик, таких, как фотолюминесценция, оптическое поглощение и фотовозбуждение, тоже ограничен. Для оптических переходов с нулевыми импульсами передачи существует так называемая скрытая симметрия [5.6], которая делает оптические

спектры нечувствительными к вариациям основного состояния 2D системы в ультраквантовом пределе. Основные требования к системе со скрытой симметрией следующие: (i) наличие зарядовой симметрии, при которой потенциалы взаимодействия электронов и дырок равны между собой по величине ($V_{ee} = V_{hh} = -V_{eh}$, где индексы e и h обозначают электроны зоны проводимости и дырки валентной зоны, соответственно); (ii) нахождение электронной системы в квантовом пределе $\nu \leqslant 2$; (iii) пренебрежение смешиванием уровней Ландау. Первое условие нарушается в широких КЯ с односторонним легированием и в двухслойных системах, когда слой электронов пространственно отделяется от слоя фотовозбужденных дыроки. Как следствие, профили огибающих волновых функций электронов и дырок в направлении роста гетероструктур сдвигаются в координатном пространстве друг относительно друга. Даже в этом случае энергии оптических переходов слабо зависят от изменения основного состояния электронной системы [5.7]. Что касается узких КЯ GaAs/AlGaAs, шириной порядка 20 нм, профиль огибающих волновых функций носителей в которых задается не электрическим полем со стороны легирующих примесей, а квантующим потенциалом, для них условие (i) можно считать выполненным. Менее очевидной является выполнимость условия (i) в плоскости КЯ из-за сложной структуры уровней Ландау валентной зоны GaAs. Условие (ii) представляет собой формальное утверждение о концентрации носителей, которое практически всегда может быть выполнено. Ситуация же с условием (iii) не столь однозначна. Обычно в теоретических моделях, описывающих оптические переходы в ультраквантовом пределе, учитываются энергетические вклады первого порядка малости по отношению кулоновской энергии к циклотронной. Такой подход предполагает, что вышележащие уровни Ландау при расчете энергий оптических переходов не учитываются. Электронные корреляции, связанные с формированием лафлиновских жидкостей в основном состоянии, включаются в рамках одномодового приближения, которое также не учитывает вышележащие уровни Ландау, т. е. условие (iii) априори считается выполненным [5.8–5.10]. Таким образом, при теоретических оценках оптических спектров 2D систем условием (iii) обычно пренебрегают, однако в экспериментально реализуемых системах такое пренебрежение, очевидно, неправомерно, особенно в свете экспериментов на гетероструктурах ZnO/MgZnO. Вопреки существующим теоретическим представлениям, авторам работы [5.11] впервые удалось выделить в спектрах резонансного оптического отражения 2D ЭС линию спинового возбуждения в лафлиновской жидкости с $\nu = 1/3$ (рис. 5.1).

Линия наблюдается в симметричной электронной системе, где частично выполнено условие (i) и полностью выполнено условие (ii) при нулевом импульсе передачи в трансляционно-инвариантной системе (отражение). Новая линия сдвинута в фиолетовую область спектра на энергию, которая интерпретируется как кулоновская щель, необходимая для создания нейтрального спинового дефекта в несжимаемой лафлиновской жидкости.

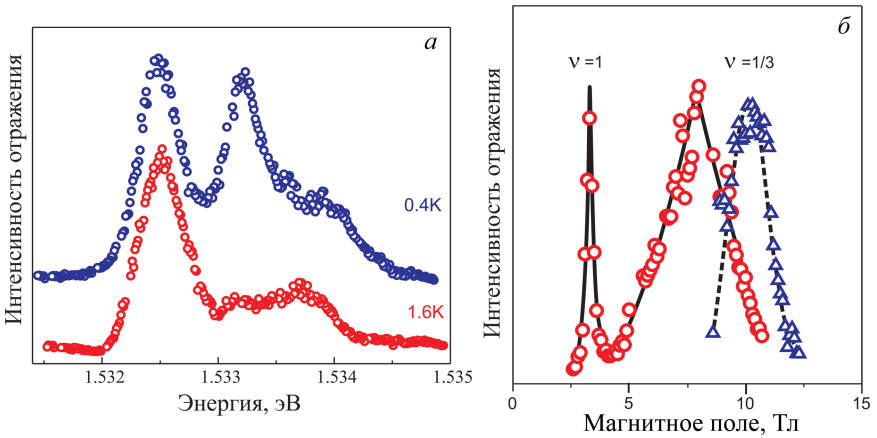

Рис. 5.1. Резонансное отражение света для оптических переходов с нулевого уровня Ландау валентной зоны на верхний спиновой подуровень нулевого уровня Ландау зоны проводимости (*а*). Спектр отражения в той области значений магнитного поля, где наблюдается новая низкотемпературная линия резонансного отражения, связанная с возбуждениями лафлиновской жидкости при $\nu = 1/3$ (*а*). Магнитополевые зависимости интенсивности спектральных линий из областей значений магнитного поля, где лафлиновская жидкость формируется (синие треугольники) или не формируется (красные кружки). Линии проведены для удобства читателя (*б*)

Наблюдение в спектре резонансного отражения отдельной линии лафлиновской жидкости, помимо научной составляющей, имеет существенное методическое значение. Появляется непосредственная возможность оптического зондирования несжимаемых жидкостей в трансляционно-симметричной двумерной электронной системе (чего до сих пор не удавалось сделать оптическими методиками), а также возможность изучения с помощью время-разрешенных оптических методов динамики релаксации спиновых возбуждений в лафлиновских несжимаемых жидкостях аналогично тому, как это было сделано в работе [5.12].

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ 5

[5.1] *Laughlin H. B.* Phys. Rev. Lett. **50**, 1395 (1983).
[5.2] *Halperin B. I., Lee P. A., Read N.* Phys. Rev. B **47**, 7312 (1993).
[5.3] *Murthy G., Shankar R.* Rev. Mod. Phys. **75**, 1101 (2003).
[5.4] *Tsukazaki A. et al.* Nat. Mat. **9**, 889 (2010).
[5.5] *Kukushkin I. V. et al.* Science **324**, 1044 (2009.
[5.6] *Apalkov V. M., Rashba E. I.* Phys. Rev. B **46**, 1628 (1992).
[5.7] *Byszewski M. et al.* Nat. Phys. **2**, 239 (2006).
[5.8] *Girvin S. M., MacDonald A. H., Platzman P. M.* Phys. Rev. Lett. **54**, 581 (1985).
[5.9] *Girvin S. M., MacDonald A. H., Platzman P. M.* Phys. Rev. B **33**, 2481 (1986).
[5.10] *Longo J. P., Kallin C.* Phys. Rev. B **47**, 4429 (1993).
[5.11] *Кулик Л. В. и др.* УФН (в печати).
[5.12] *Zhuravlev A. S. et al.* Phys. Rev. B **89**, R161301 (2014).

Научное издание

СВОЙСТВА ДВУМЕРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В КВАНТУЮЩИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Журавлёв Андрей Сергеевич
Горбунов Александр Васильевич
Кулик Леонид Викторович

Текст книги дан в авторской редакции

Верстка выполнена в издательстве «Физматкнига»

Операторы верстки *А. В. Елфимов, А. К. Розанов*

Издательство «Физматкнига».
141701, Московская область, г. Долгопрудный, ул. Первомайская, д. 11А.

Адрес для письменной корреспонденции
141701, Московская область, г. Долгопрудный-1, ул. Циолковского, д. 4, а/я 186.
Тел. (499) 390-51-38.

Подписано в печать 30.08.2018. Формат 60×90/16. Бумага офсетная.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 7,0. Уч.-изд. л. 7,0. Тираж 100 экз.

Отпечатано в АО «Т8 Издательские технологии»
109316, г. Москва, Волгоградский проспект, д. 42, корп. 5