

Содержание

Введение	2
1 Литературный обзор	4
1.1 Целочисленный квантовый эффект Холла	4
1.2 Холловские ферромагнетики	7
1.2.1 Простейший ферромагнетик $\nu = 1$	7
1.2.2 Ферромагнитное упорядочение при $\nu = 2$	8
1.3 Дробный квантовый эффект Холла	12
1.3.1 Теория для дробных факторов заполнения с нечётными знаменателями	13
1.3.2 Экспериментальные проявления дробного квантового эффекта Холла	14
1.4 Произвольное заполнение уровней Ландау	16
1.4.1 Скирмионы	16
1.4.2 Скирмионный кристалл	19
2 Образцы и экспериментальная техника	22
3 Экспериментальные результаты	26
3.1 Появление дополнительной моды спинового экситона	26
3.2 Природа антипересечения двух мод спинового экситона	28
3.3 Ферромагнитные переходы в области $1 < \nu < 2$	30
3.4 Температурное плавление спиновых текстур	33
4 Выводы	35

Введение

Исследование коллективных возбуждений в двумерных электронных системах (ДЭС), располагающихся на одном из наиболее значимых мест в физике твёрдого тела, получило дополнительное развитие с появлением высококачественных гетероструктур на основе ZnO . Отличительная особенность таких структур в сильном межелектронном взаимодействии способном привести к формированию таких привлекательных для изучения объектов, как Ферми-жидкость и Вигнеровский кристалл. Это обстоятельство привлекает внимание многих исследователей.

Взаимодействие между электронами в таких системах гораздо сильнее, чем в хорошо изученных высокоподвижных структурах на основе $GaAs$, для которых существуют теоретические модели, выстроенные на основе теории возмущения и приближения Хартри-Фока с малым параметром в виде отношения кулоновской энергии к кинетической r_s . Одним из таких результатов является скирмионная модель.

В то же время сильнокоррелированные системы не поддаются так хорошо теоретическим исследованиям. Вследствие высокой роли межчастичного взаимодействия ($r_s \sim 5 - 30$), теория возмущений оказывается совершенно неприменима. Поэтому в исследовании таких систем на первый план выходит экспериментальная методика.

Одним из недавних достижений экспериментального подхода в изучении сильновзаимодействующих электронных систем стало обнаружение нарушения магнитного порядка. Методом неупругого рассеяния света были задетектированы аномальные квантово-холловские ферромагнетики. Они были получены с помощью наклона исследованных образцов в магнитном поле до достижения критического угла ферромагнитного перехода. Это происходило при полном заполнении двух уровней Ландау. Для полученных ферромагнетиков была характерна аномальная дисперсия коллективных возбуждений.

Закономерно возникает вопрос о том, может ли подобный эффект проявляться вне состояний целочисленного заполнения в режиме квантового эффекта Холла. Также вызывает интерес магнитный порядок в этой области. Если в слабовзаимодействующих системах возможно появление неколлинеарных структур наподобие скирмионов, то будет ли при каких-

нибудь условиях нарушаться коллинеарность в сильнокоррелированных системах? Данная работа посвящена поиску ответа на эти вопросы и попытке удовлетворить интерес в исследовании магнитного порядка с помощью создания и детектирования коллективных возбуждений экспериментальным оптическим методом.

1 Литературный обзор

1.1 Целочисленный квантовый эффект Холла

В двумерных электронных системах в магнитном поле из-за перенормировки импульса $\vec{p} \rightarrow \vec{p} - \frac{e}{c}\vec{A}$ гамильтониан электрона имеет вид:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m^*}(\vec{p} - \frac{e}{c}\vec{A})^2, \quad (1)$$

где $\vec{A}$ - векторный потенциал магнитного поля ($\vec{H} = \nabla \times \vec{A}$), пропорциональный координате в постоянном магнитном поле. Таким образом, получается задача, аналогичная задаче об одномерном классическом осцилляторе. Кинетическая энергия одиночного электрона в магнитном поле $\vec{H}$ задаётся выражением:

$$E_n = \hbar\omega_c(n + \frac{1}{2}), \quad (2)$$

где $\omega_c = \frac{eH}{m^*c}$ - циклотронная частота. Радиус циклотронной орбиты (называемый магнитной длиной) - $l_B = \sqrt{\frac{\hbar c}{eH}}$.

Далее необходимо учесть взаимодействие спина электрона с магнитным полем. Для этого взаимодействия характерна зеемановская энергия: $E_Z = g\mu_B H S_z$, где g - g-фактор, μ_B - магнетон Бора, S_z - проекция спина электрона на нормаль к двумерной системе. Эта энергия вносит в итоговую картину энергетических уровней Ландау (рис. 1) расщепление по спину:

$$E_{n,S_z} = \hbar\omega_c(n + \frac{1}{2}) + g\mu_B H S_z. \quad (3)$$

На одно квантовое состояние приходится площадь $dS = \pi l_B^2$, из чего ёмкость каждого уровня Ландау получается $n_B = \frac{1}{2\pi\hbar l_B} = \frac{eB}{h}$. Далее для системы с концентрацией электронов n_s можно ввести параметр заполненности уровней: фактор заполнения $\nu = \frac{n_s}{n_B} = \frac{\hbar n_s}{eB}$.

В ситуации с полным заполнением целого числа уровней Ландау электронами система оказывается несжимаемой. Коэффициент сжимаемости для двумерной системы при нулевой температуре определяется выражением:

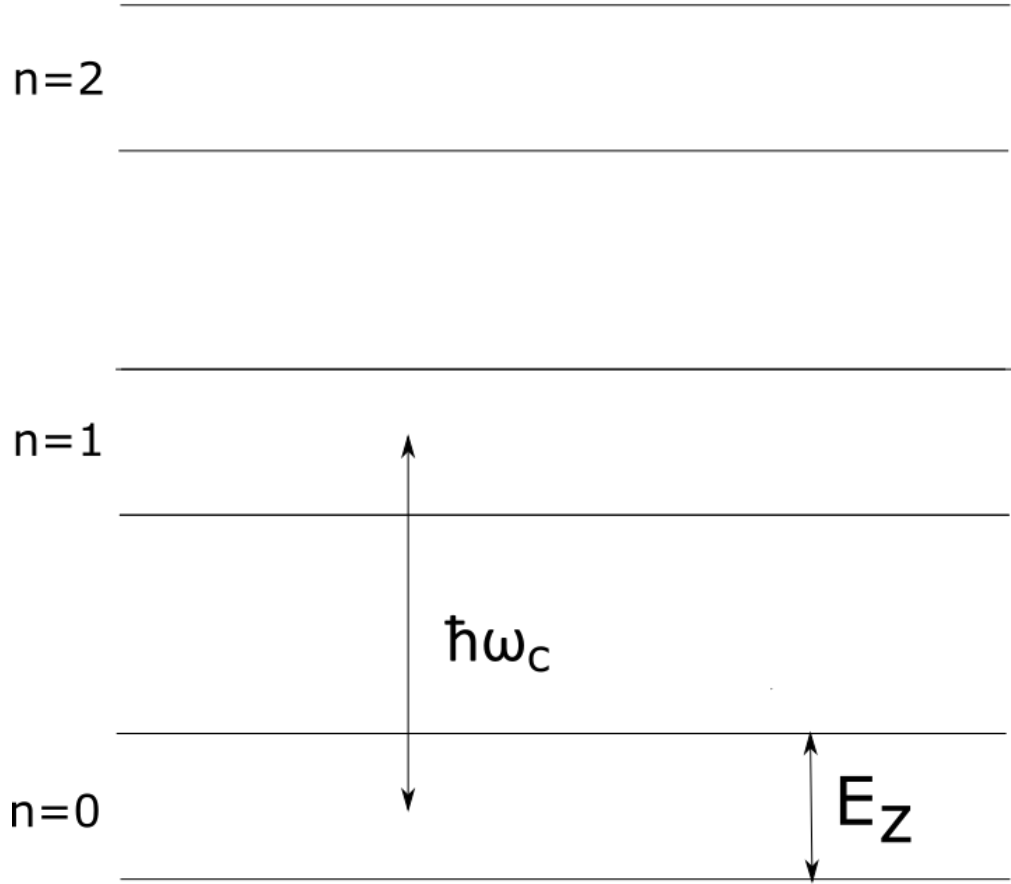


Рис. 1: Уровни Ландау, расщеплённые по спину.

$$\kappa = -\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial P}. \quad (4)$$

$P = \frac{\partial E}{\partial V}$, $E = N\varepsilon(n_s)$, где $n_s = N/S$ - двумерная концентрация электронов, химический потенциал $\mu = \partial E / \partial N = \frac{\partial(n_s \varepsilon(n_s))}{\partial n_s}$. С учётом этого получается:

$$\frac{1}{\kappa} = n_s^2 \frac{d\mu}{dn_s}. \quad (5)$$

При нулевой температуре μ определяет изменение энергии основного состояния при добавлении одной частицы в систему. Значит, когда уровень Ландау полностью заполняется, химический потенциал меняется скачкообразно. В таком случае $\kappa = 0$, и система несжимаема.

В результате, происходит квантование сопротивления в состояниях целочисленного заполнения. Продольное сопротивление становится равным нулю, а за счёт локализованных краевых состояний поперечное сопротивление квантуется по номеру уровня Ландау. Если при радиальном перетекании электронов за время t магнитный поток изменяется на $\Phi_0 = 2\pi\hbar/e$, то при этом протекает радиальный ток $I_r = -ne/t$ (здесь n - номер уровня Ландау). Отсюда получается квантование холловского сопротивления $R_H = \frac{h}{e^2} \frac{1}{n}$. Из-за наличия неоднородностей в эксперименте это квантование проявляется не в виде узких пиков, а в виде плато (рис. 2).

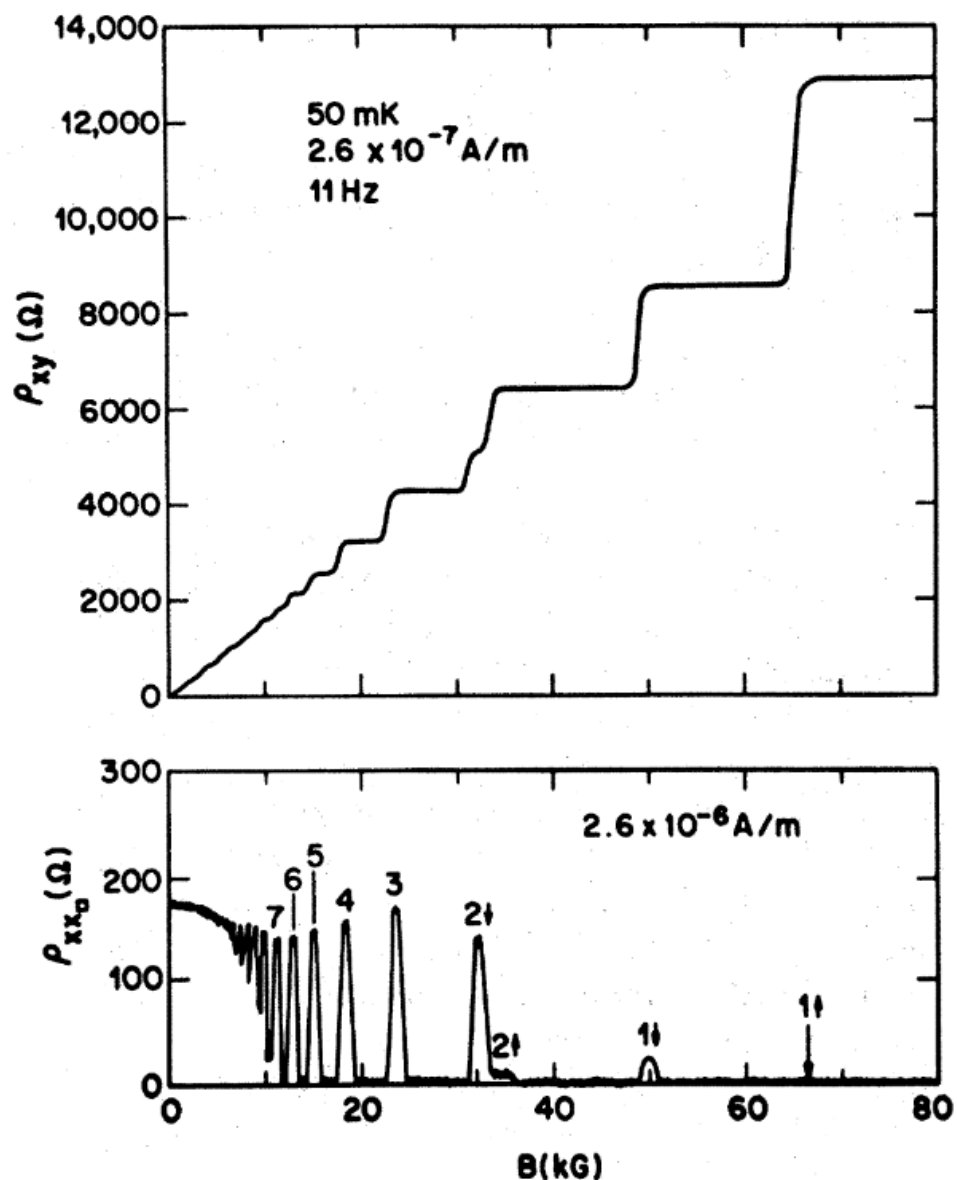


Рис. 2: Проявление целочисленного эффекта Холла в транспортном эксперименте. [1]

1.2 Холловские ферромагнетики

Все одночастичные возбуждения в двумерной электронной системе полностью подавляются магнитным полем. Соответственно, возбуждения, возникающие при переходах между уровнями Ландау, являются коллективными. Их энергия складывается из трёх частей: циклотронной, зеемановской и межчастичной кулоновской:

$$E(\vec{q}) = \delta n \hbar \omega_c + g \mu_B H \delta S_z + \Delta E_{\delta n, \delta S_z}(\vec{q}). \quad (6)$$

Если циклотронная и зеемановская энергия определяются только квантовыми числами, то многочастичный вклад чувствителен к двумерному импульсу экситона. Таким образом, дисперсия оказывается естественным индикатором для изучения связанных с межчастичным взаимодействием свойств элементарных возбуждений в различных системах.

Характерным параметром для исследования влияния кулоновского взаимодействия является параметр Вигнера-Зейтса $r_s = (e^2/\epsilon l_B)/(\hbar \omega_c)$, характеризующий масштаб кулоновской энергии относительно циклотронной. Системы с $r_s \ll 1$ описываются с помощью приближения Хартри-Фока, поэтому являются довольно хорошо изученными. Однако к системам, для которых $r_s \sim 5 - 15$, теория возмущений оказывается неприменима ввиду отсутствия малого параметра. Но остаются в силе симметричные ограничения, в результате которых у некоторых экситонов отсутствует обменная компонента [2]. Таковыми являются спиновые экситоны (нижайшие по энергии возбуждения с $\delta n = 0$ и $\delta S_z = 1$) при нулевом импульсе. Благодаря этому, спиновые экситоны хорошо подходят для расшифровки полученного экспериментально спектра коллективных возбуждений в длинноволновом пределе.

1.2.1 Простейший ферромагнетик $\nu = 1$

Система с одним полностью заполненным уровнем Ландау является классическим ферромагнетиком (рис. 3). Для неё характерны полная спиновая поляризация и наименьшее число внутренних степеней свободы [3].

Отклонение такой системы от равновесия может быть представлено,

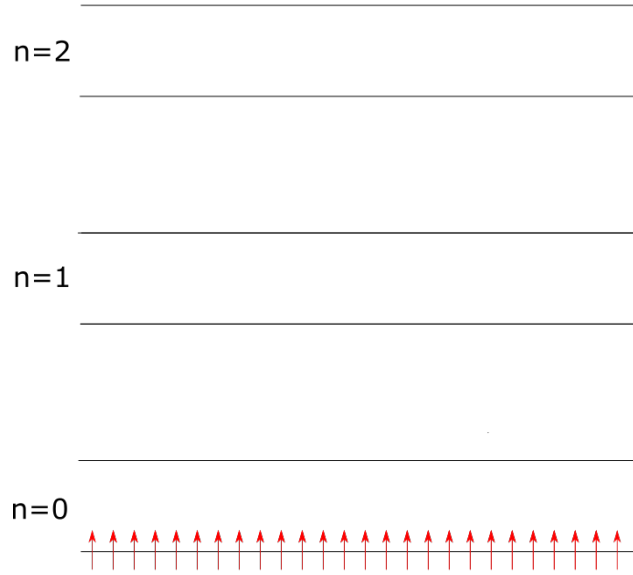


Рис. 3: Спиновая конфигурация системы при $\nu = 1$.

как возникновение спиновых возбуждений. Простейшим таким возбуждением является спиновый экситон. Его обменная энергия при нулевом импульсе равна нулю, что даёт возможность измерить даже слабую дисперсию с хорошей точностью. Информация о величине спиновой жёсткости J позволяет определить многочастичную энергию в этом состоянии.

Энергия взаимодействия ближайших соседей в ферромагнитно упорядоченной цепочке $E = J \sum_{i=0}^N \vec{S}_i \cdot \vec{S}_{i+1}$. При этом каждый спин обладает прецессией при отклонении от выделенного направления: $\hbar \frac{d\vec{S}_i}{dt} = J(\vec{S}_i \times \vec{S}_{i+1} + \vec{S}_i \times \vec{S}_{i-1})$. Так как отклонения при такой прецессии малы, $\frac{dS^+}{dt} = \frac{JS}{\hbar}(-2iS_i^+ + iS_{i-1}^+ + iS_{i+1}^+)$, где $S^\pm = S^x \pm iS^y$. Решением этого уравнения является $S_i^+ = u \exp i(\omega t - qx)$, из чего следует $\omega = \frac{JS}{\hbar}(-2 + e^{iql_B} + e^{-iql_B}) \approx \frac{J}{2\hbar}(ql_B)^2$ [4]. В итоге получается, что энергия спинового экситона в длинноволновом пределе обладает слабой квадратичной дисперсией:

$$E_{SE} = E_z + \frac{J}{2\hbar}(ql_B)^2. \quad (7)$$

1.2.2 Ферромагнитное упорядочение при $\nu = 2$

В сильнокоррелированных системах иерархия уровней Ландау оказывается запутанной кулоновским взаимодействием. Из-за этого при $\nu = 2$

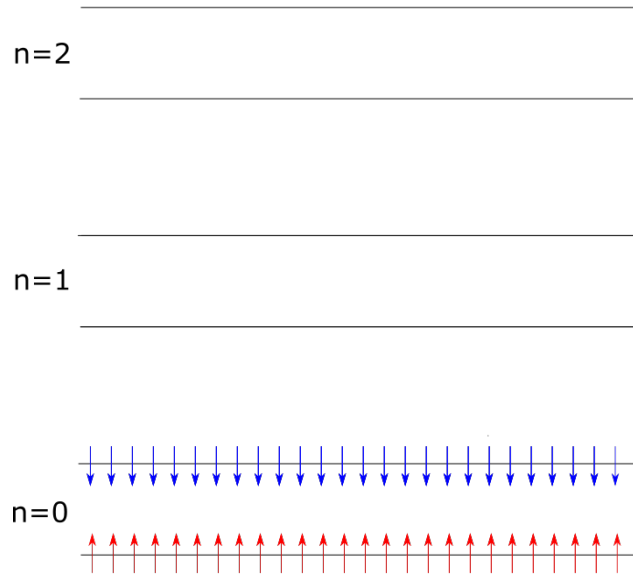


Рис. 4: Парамагнитное упорядочение в системе с $\nu = 2$.

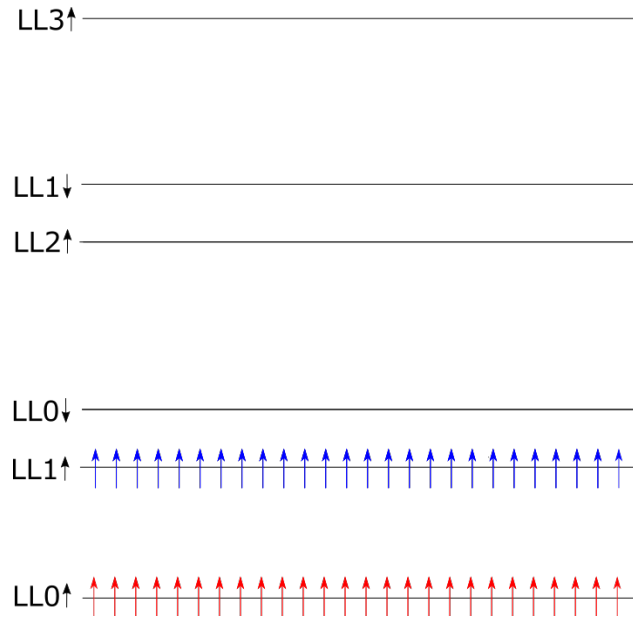


Рис. 5: Ферромагнитное упорядочение в системе с $\nu = 2$ при перемешивании уровней Ландау.

состояние системы может быть как парамагнитным (рис. 4), так и ферромагнитным (рис. 5) даже при сравнительно небольших углах наклона в магнитном поле (рис. 6). Нижайший спиновый подуровень второго уровня Ландау может оказаться ниже по энергии, чем высочайший подуровень

первого уровня Ландау. Это достигается [5] при выполнении соотношения

$$E_z/\hbar\omega_c = g^*m^*/\cos\Theta > 1. \quad (8)$$

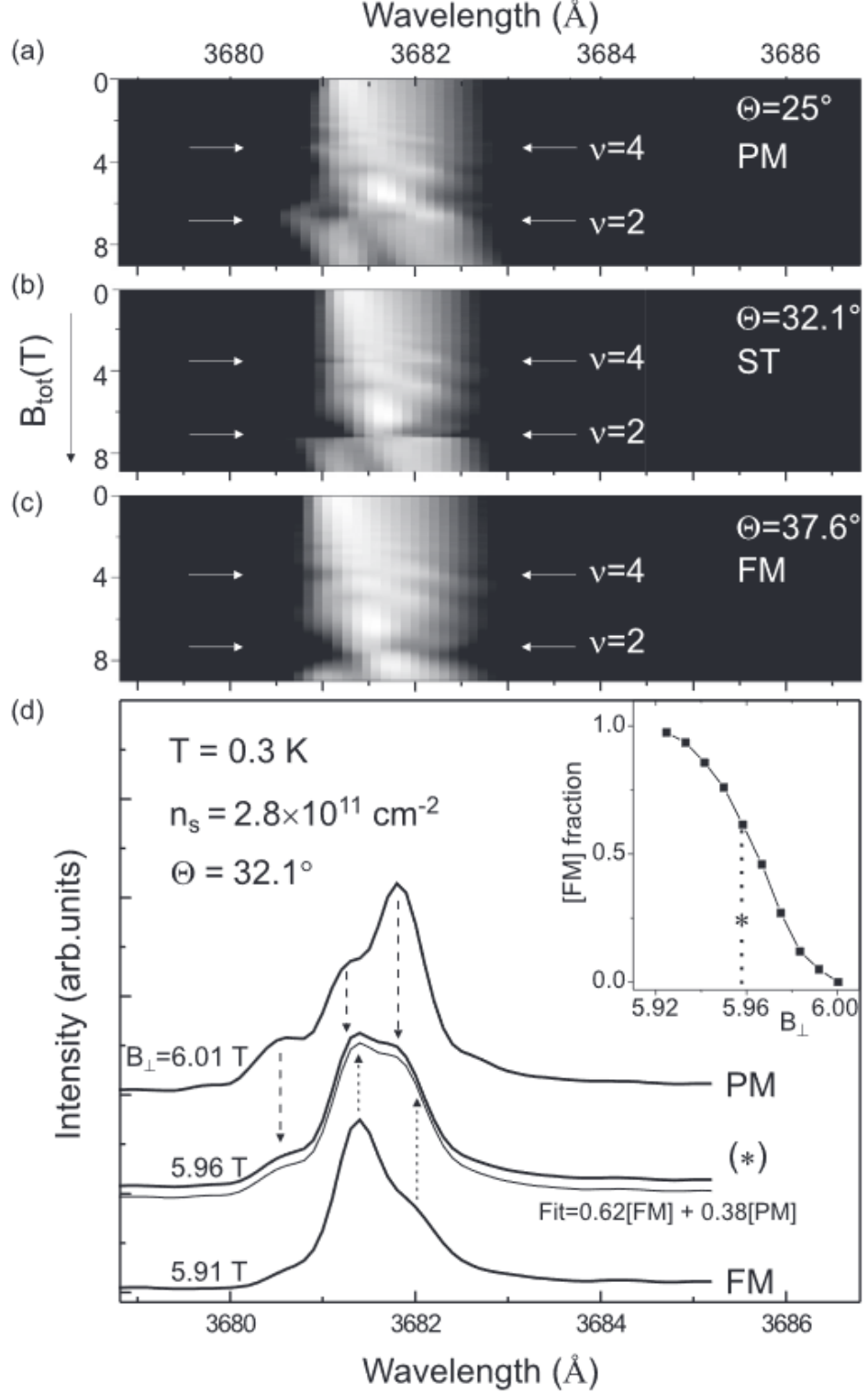


Рис. 6: Стоунеровский переход в сильно двумерной электронной системе, задетектированный методом неупругого рассеяния света. [5]

В слабовзаимодействующих системах ферромагнитный переход также возможен. Там он основан на преобладании зеемановской энергии над циклотронной, а следовательно происходит лишь при больших наклонах магнитного поля. В то же время в системах с сильным кулоновским взаимодействием физика перехода является многочастичной. При этом ферромагнитный переход может происходить из-за увеличения спиновой восприимчивости g^*m^* из соотношения (8). Из-за существенной роли обменного взаимодействия критический угол перехода $\cos(\Theta_0) = g^*m^*$ оказывается зависящим от концентрации носителей. Чем ниже концентрация, тем он меньше. При достижении достаточно низкой концентрации критический угол перехода становится равным нулю, то есть система переходит в ферромагнитное состояние без наклона магнитного поля (рис. 7).

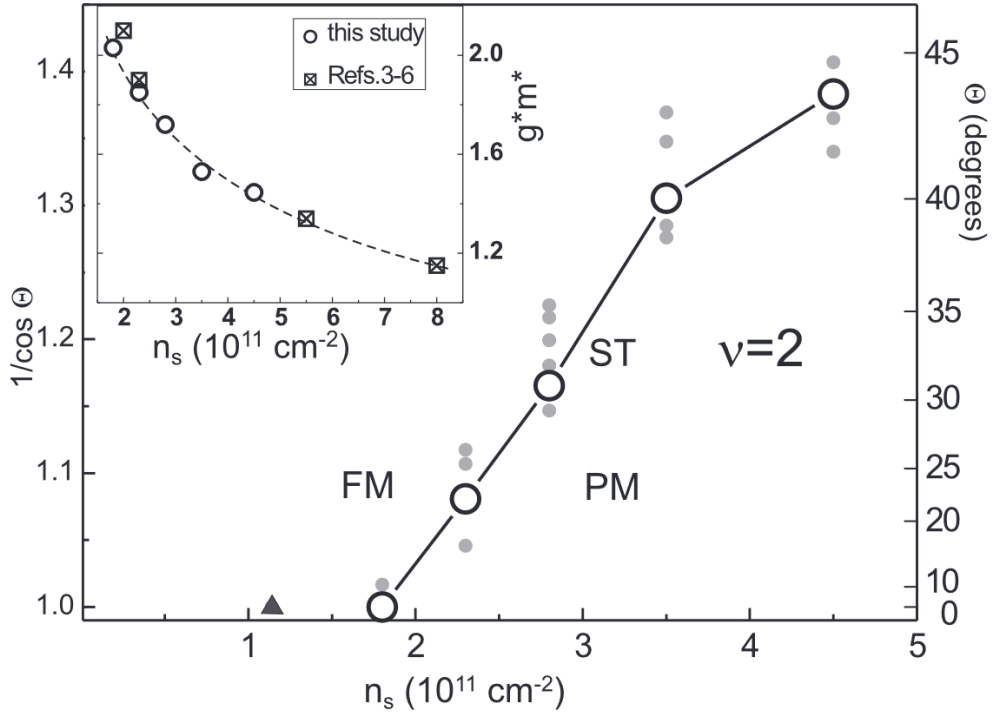


Рис. 7: Зависимость угла ферромагнитного перехода от концентрации двумерных носителей. Для низких концентраций ферромагнитное упорядочение происходит даже при нормальной ориентации образца к магнитному полю. [5]

Как и в классическом холловском ферромагнетике при $\nu = 1$, в аномальном ферромагнетике при $\nu = 2$ так же ярко проявляется спиновый экситон. При нулевом импульсе в обеих системах его энергия строго равна зеемановской. Однако их дисперсия коренным образом отличается. Если в ферромагнетике при $\nu = 1$ спиновые экситоны обладают положительной

квадратичной дисперсией в соответствии с выражением (7), то в аномальном ферромагнетике при $\nu = 2$ их энергия экспериментально [6] показывает падение с ростом двумерного импульса (рис. 8). Эта отрицательная дисперсия обусловлена взаимодействием моды спинового экситона с модой циклотронного спин-флип возбуждения, у которого энергия при нулевом импульсе выше зеемановской и далее растёт с ростом импульса.

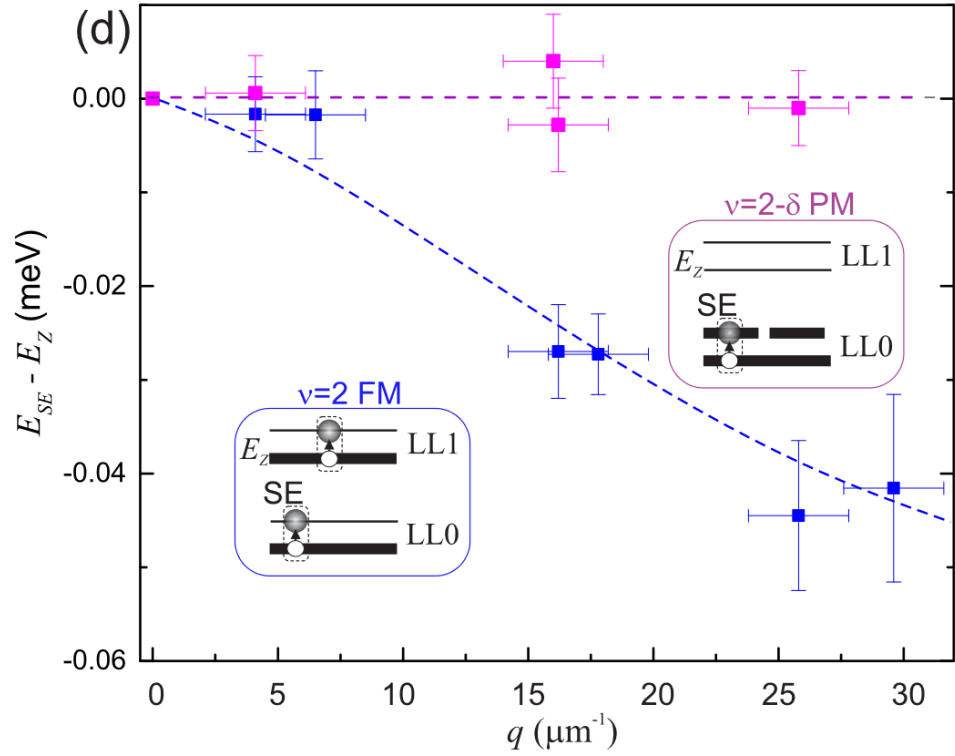


Рис. 8: Дисперсия спинового экситона при $\nu = 2$. Синим цветом отмечена энергия за вычетом зеемановской в ферромагнитной фазе, розовым цветом - в парамагнитной фазе. [6]

1.3 Дробный квантовый эффект Холла

Эффекты межелектронного происхождения способны приводить к возникновению энергетических щелей в спектре электронов при определённых условиях. Естественно предполагать, что они проявятся наиболее ярко, когда взаимодействие электронов, принадлежащих одному уровню Ландау, будет в минимальной степени ослаблено поляризацией других состояний и беспорядком в системе [7]. Для этого необходимы более низкие температуры по сравнению температурами целочисленного квантового эффекта Холла. Кроме того, в образцах энергия кулоновского взаимодей-

ствия $e^2/\varepsilon l_B$ должна значительно превышать квантовую неопределённость в энергии $\hbar/\tau$, связанную с рассеянием электронов на дефектах. Иными словами, подвижность электронов в образцах должна быть очень высокой.

1.3.1 Теория для дробных факторов заполнения с нечётными знаменателями

Основное коррелированное состояние дробного квантового эффекта Холла с простыми дробными факторами заполнения $\nu = \frac{1}{q}$ ($q = 3, 5, , 7...$) с нечётными знаменателями является двумерной электронной несжимаемой жидкостью в сильном магнитном поле. Впервые структура такой жидкости была описана Лафлином. Основные результаты его теории состоят в следующем.

В симметричной калибровке векторного потенциала $\vec{A} = \vec{H} \times \vec{r}/2$ собственные функции одночастичного гамильтониана задаются двумя квантовыми числами: номером уровня Ландау $n = 0, 1, 2, \dots$ и целым числом m , определяющим собственное значение углового момента. Электронные функции основного состояния ($n = 0$) имеют вид:

$$\Psi_{0,m}(x, y) = (2^{m+1} \pi m! l_B)^{-1/2} z^m \exp \left[\frac{-|z|^2}{4l_0} \right], \quad (9)$$

где $z = x + iy$ - комплексная координата, $l_B = \sqrt{\frac{\hbar}{eH}}$ - магнитная длина, $m \geq 0$. Электрон-электронное взаимодействие учитывается волновой функцией Лафлина:

$$\Psi_L = \prod_{j < k} f(z_j - z_k) \exp \left(-\frac{1}{4l_B^2} \sum_i |z_i|^2 \right), f(z) = z^m. \quad (10)$$

Чтобы эта волновая функция удовлетворяла принципу Паули, число m должно быть целым нечётным. Так как функция Ψ_L описывает фермионы, она должна быть антисимметричной по отношению к перестановке каждой пары частиц, а это означает необходимое условие: $f(z) = -f(-z)$. Показатель степени m напрямую связан со степенью заполнения основного уровня Ландау. Это значение определяет число нулей многочастичной волновой функции Ψ_L . Дробный фактор заполнения $\nu = 1/m$. Вследствие электрон-дырочной симметрии возникают также дроби $\nu = 1 - 1/m$.

Отдельного упоминания стоит концепция композитных фермионов, предложенная Джейном. Система сильно взаимодействующих электронов в сильном поперечном магнитном поле H трансформируется в систему слабовзаимодействующих композитных фермионов в эффективном и более слабом магнитном поле H^* , определяемым следующим образом:

$$H^* = H - 2pn_s\varphi_0, \quad (11)$$

где $2p$ - чётное целое число, n_s - плотность двумерных электронов, $\varphi_0 = hc/e$ - элементарный квант магнитного потока. Соответственно, можно сказать, что электроны при факторе заполнения ν конвертируются в композитные фермионы с фактором заполнения $\nu^* = n_s\varphi_0/|H^*|$. ν и ν^* связаны соотношением:

$$\nu = \frac{\nu^*}{2p\nu^* \pm 1}. \quad (12)$$

Здесь знак минус появляется, если H^* оказывается противоположно направлено H .

В концепцию композитных фермионов органично вписывается теория Лафлина для простых дробей с нечётными знаменателями $\nu = \frac{1}{2p+1}$.

1.3.2 Экспериментальные проявления дробного квантового эффекта Холла

Классическая картина для транспортного эксперимента по исследованию дробного квантового Холла предстала на рис. 9. Для неё характерно отсутствие признаков эффекта на дробях с чётными знаменателями. Ведь на них принцип Паули не удовлетворяется автоматически для волновой функции. Для проявления состояний на дробях с чётными знаменателями необходим какой-нибудь способ либо выполнить принцип Паули, либо устранить необходимость его выполнения. Например, если у носителей заряда появится дополнительная степень свободы, такая как индекс подзоны, дополнительная двух-компонентная волновая функция может привести необходимую антисимметрию. Второй вариант - спаривание электронов в бозоны, что позволит им обойти принцип запрета Паули. Это может реализоваться, благодаря механизму композитных фермионов.

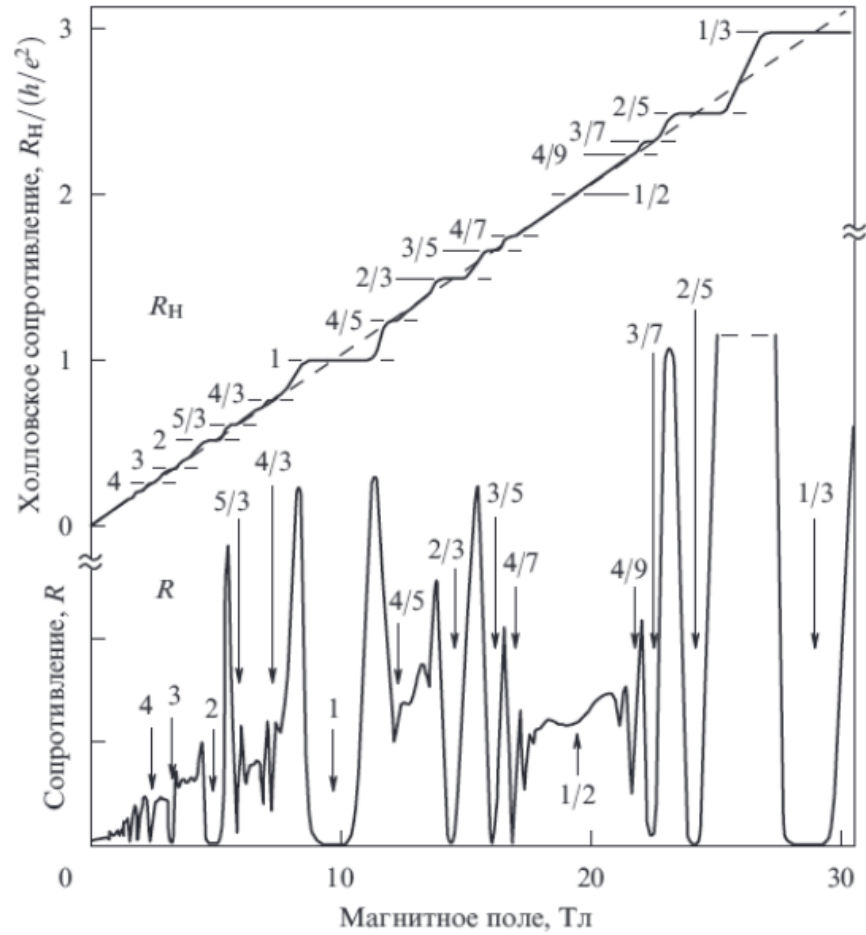


Рис. 9: Результаты транспортного эксперимента, демонстрирующие состояния дробного квантового эффекта Холла. [8]

Однако ни один из этих механизмов не находит подтверждения в однослойных сильно взаимодействующих системах на основе $MgZnO/ZnO$. Сильное кулоновское отталкивание не экранируется присоединением к электронам квантов магнитного потока, из-за чего формирование композитных фермионов оказывается подавленным. Тем не менее в работе [9] было обнаружено квантово-холловское состояние при $\nu = \frac{3}{2}$. Это произошло при наклоне образца в магнитном поле на угол $\Theta \approx 41.8^\circ$ (рис. 10). Механизмом формирования состояния квантового эффекта Холла оказалось перемешивание уровней Ландау. При этом при больших углах наклона в системе исчезают дробные состояния с нечётным знаменателем, наблюдавшиеся при нулевом наклоне (рис. 9).

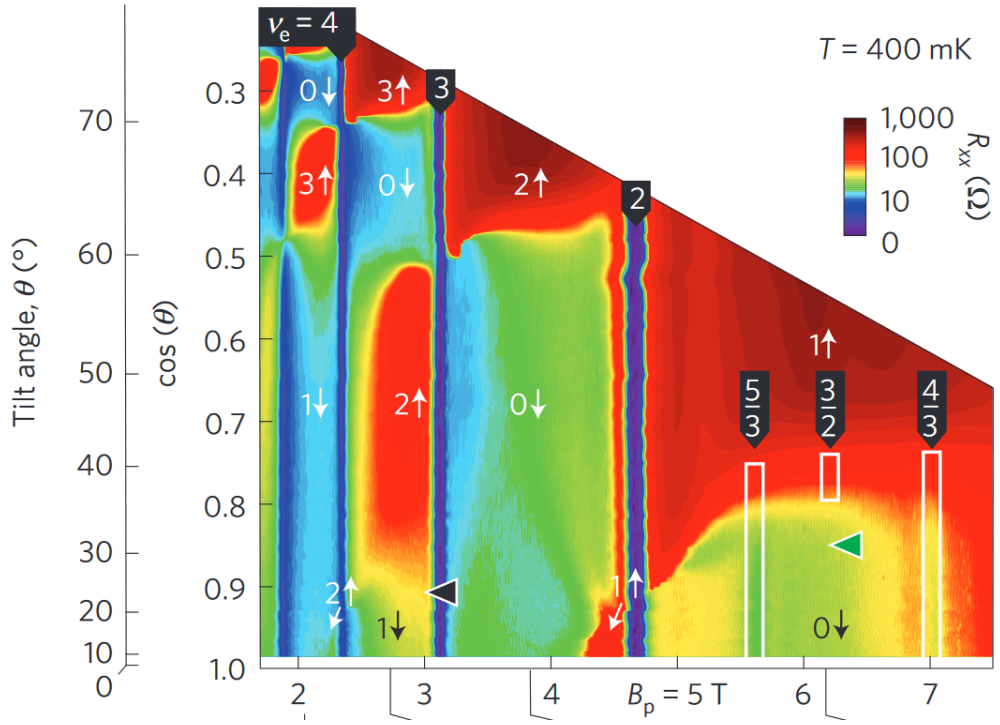


Рис. 10: Диаграмма результатов транспортных измерений в зависимости от наклона магнитного поля, относительно нормали к образцу и величины нормальной компоненты магнитного поля. На диаграмме заметно проявления состояния квантового эффекта Холла при $\nu = \frac{3}{2}$ на наклоне $\Theta \approx 42^\circ$. [9]

1.4 Произвольное заполнение уровней Ландау

Все рассмотренные обсуждения оказываются совершенно неприменимыми к ситуациям, когда фактор заполнения системы лежит вдали от состояний квантового эффекта Холла. В этом случае конфигурация электронных спинов, а значит, и магнитное упорядочение становятся совершенно неочевидными. Тем не менее для различных систем существуют хорошо определённые теоретические представления, такие как скирмионная модель.

1.4.1 Скирмионы

Когда в системе в целочисленно-нечётно заполненном состоянии появляется дополнительный электрон, для него оказывается сильно энергетически затратным состояние с перевёрнутым спином на втором подуровне Ландау. Это проявляется в ситуациях, когда зеемановская энергия существенно меньше обменной ($\tilde{g} = E_Z/\Sigma \ll 1$). Энергетически более выгодное состояние можно смоделировать, принимая в расчёт стремление спинов быть

локально параллельными и добавляя небольшой топологический дефект в спиновую ориентацию. Этот дефект называется скирмионом по аналогии с похожими объектами в модели Скирме из ядерной физики. В результате получается красивая спиновая текстура, представленная на рис. 11. Вместо переворота спина одного электрона этот дефект плавно поворачивает спины электронов по мере приближения к центру. На промежуточных расстояниях спины обладают вихреобразной конфигурацией.

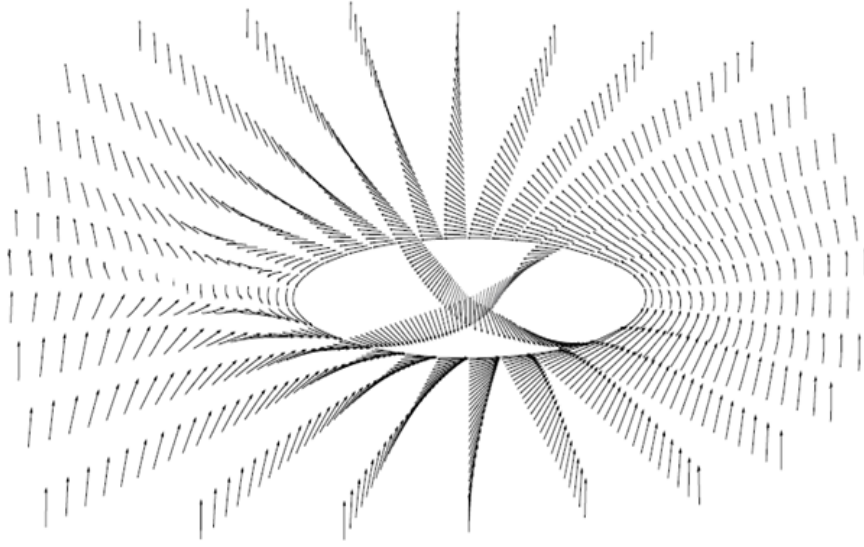


Рис. 11: Иллюстрация скирмионной спиновой текстуры. [10]

Те же самые рассуждения оказываются применимы и к ситуации с отклонением системы от нечётного целочисленного заполнения в меньшую сторону. В таком случае картина будет выглядеть точно так же, но с закручиванием вихря в другую сторону. В этом состоит проявление скирмионной симметрии.

Рассматривая динамику скирмионов, стоит сделать упрощение в сложном лагранжиане системы электронов с помощью коллективной координаты φ . Она описывает ориентацию скирмиона, будучи одной из степеней свободы. В результате разложения функции Лагранжа в ряд Тейлора и интегрирования высокочастотной флуктуации спиновых волн, получаем:

$$\mathcal{L}_\varphi = \hbar K \dot{\varphi} + \frac{\hbar^2}{2U} \dot{\varphi}^2 + \dots \quad (13)$$

Коэффициент K вычисляется точно, поскольку является по сути ко-

эффицентом в фазе Берри. При медленном вращении всех спинов на 2π фаза Берри:

$$\int d^2r n(r)(-S2\pi)[1 - m_0^z(\vec{r})] = \frac{1}{\hbar} \int_0^T \mathcal{L}_\varphi = 2\pi K, \quad (14)$$

где $S = \frac{1}{2}$ - полный спин электрона, $\vec{m}_0$ - ориентация спина в неподвижном скирмионе. Таким образом, K - это ожидаемое значение числа перевёрнутых спинов по сравнению с классическим решением. Далее гамильтониан скирмиона:

$$\mathcal{H} = \frac{\delta \mathcal{L}_\varphi}{\delta \dot{\varphi}} \dot{\varphi} - \mathcal{L}_\varphi = (\hbar K + \frac{\hbar^2}{2U} \dot{\varphi}) \dot{\varphi} - \hbar K \dot{\varphi} + \frac{\hbar^2}{2U} \dot{\varphi}^2 = \frac{\hbar^2}{2U} \dot{\varphi}^2 = \frac{U}{2} \left(\frac{\delta \mathcal{L}_\varphi}{\delta \dot{\varphi}} - K \right). \quad (15)$$

Окончательно, с учётом $\frac{\delta \mathcal{L}_\varphi}{\delta \dot{\varphi}} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}$ получается квантование гамильтониана:

$$\mathcal{H} = \frac{U}{2} \left(-i \frac{\partial}{\partial \varphi} - K \right)^2. \quad (16)$$

Собственные функции:

$$\psi_m(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp im\varphi \quad (17)$$

и собственные значения:

$$\varepsilon_m = \frac{U}{2} (m - K)^2. \quad (18)$$

Признаки существования скирмионов были обнаружены в работе [11]. В модели невзаимодействующих электронов система полностью поляризована при $\nu \leq 1$, а при больших факторах заполнения плавно уменьшается в окрестности $\nu = 1$. Экспериментальные данные, полученные методом ЯМР по исследованию сдвига Найта, показывают совершенно иное поведение (рис. 12). При $\nu = 1$ наблюдается пик полной спиновой поляризации. От него симметрично по обе стороны расходятся две ветви, показывающие более резкое падение поляризации, чем в предсказании для невзаимодействующих электронов. Симметрия мод в полной мере согласуется со скирмионной симметрией.

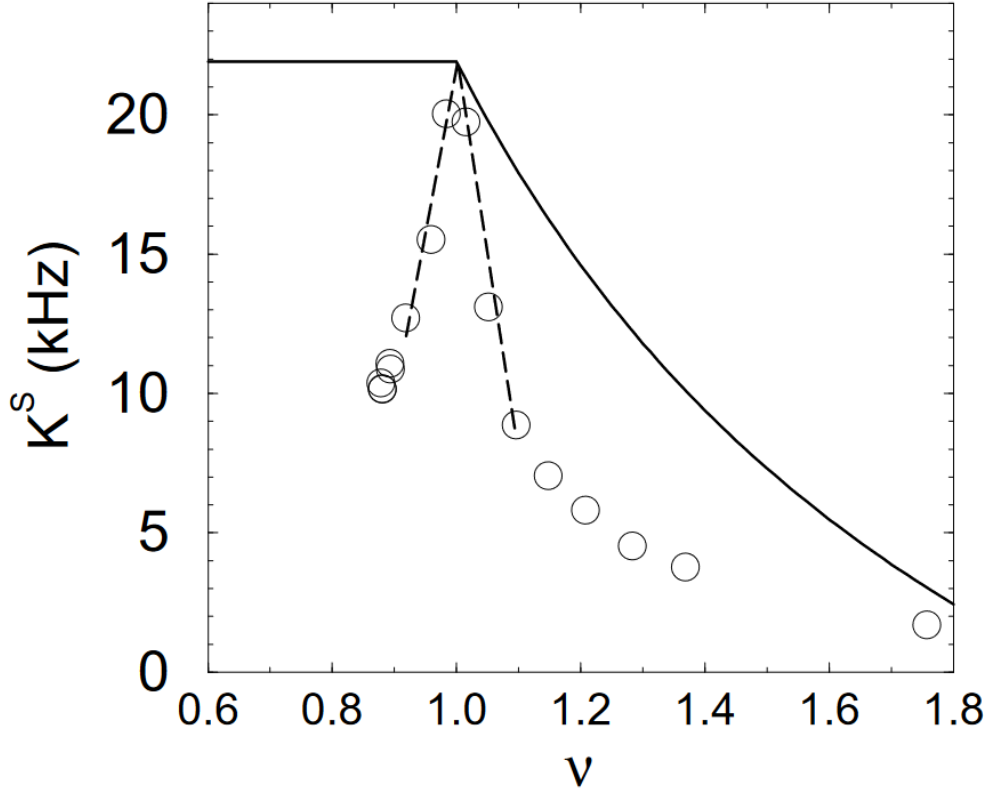


Рис. 12: Измерение спиновой поляризации электронов в окрестности $\nu = 1$ при помощи сдвига Найта в ядерном магнитном резонансе. Сплошной линией отмечено предсказание для невзаимодействующих электронов. Кружками отмечены экспериментальные данные. [11]

1.4.2 Скирмионный кристалл

В ситуациях, когда у скирмионов конечная плотность состояний, они могут образовывать кристаллическую структуру. Например, плотность скирмионов маленькая при малом отклонении от целочисленного заполнения. Из-за того, что взаимодействие между ними обладает кулоновской природой, в скирмионном кристалле образуется треугольная решётка. Но на средних плотностях более предпочтительной оказывается квадратная решётка (рис. 13). Это связано с тем, что антиферромагнитное упорядочение минимизирует энергию градиента спинов. Таким образом, спиновая жёсткость делает квадратную решётку более устойчивой.

Простейшее обобщение односкирмионной задачи (16) для скирмионного кристалла выглядит следующим образом:

$$\mathcal{H} = \frac{U}{2} \sum_j (\hat{K}_j - K)^2 + J \sum_{\langle ij \rangle} \cos(\varphi_i - \varphi_j), \quad (19)$$

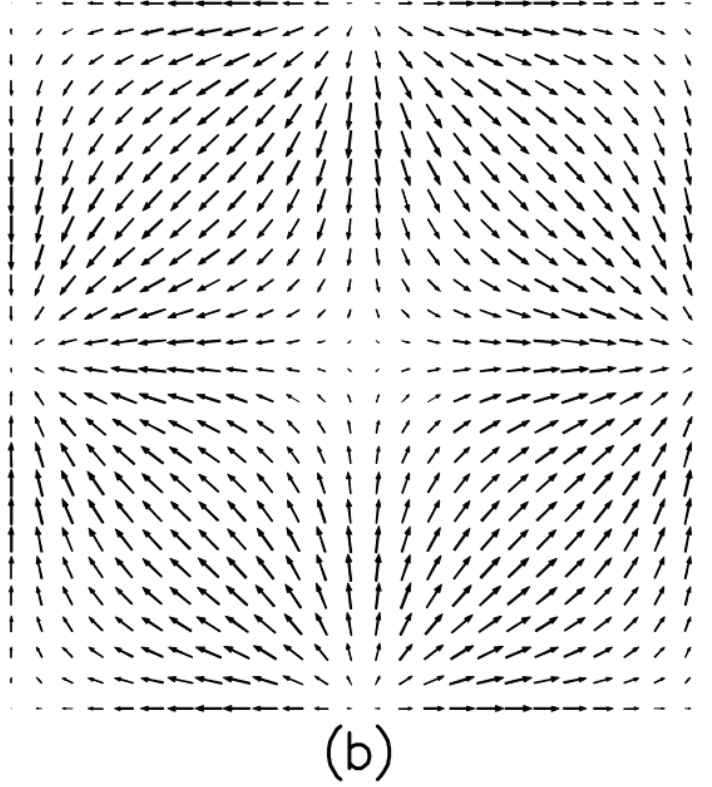


Рис. 13: Двумерное векторное представление XY компонент спиновой плотности в скирмионном кристалле.[10]

где $\hat{K}_j = -i \frac{\partial}{\partial \varphi_j}$ - оператор момента импульса. Часть гамильтониана, отвечающая за взаимодействие, инвариантна относительно перестановки скирмионов, относительно одинакового сдвига фазы у всех скирмионов $\varphi_j \rightarrow \varphi_j + \varphi_0$ и относительно сдвига фазы каждого скирмиона на 2π .

Модель скирмионного кристалла также предполагает появление дополнительной фононной моды. Линейная аппроксимация даёт бесщелевую голдстоуновскую моду с дисперсией

$$E(\vec{k}) = \sqrt{2UJ(2 - \cos(k_x a) - \cos(k_y a))}, \quad (20)$$

где a - постоянная решётки. Параметры U и J можно определить с помощью приближения Хартри-Фока в вычислениях скорости и магнитной восприимчивости спиновой волны [12].

Экспериментальное обнаружение признаков существования скирмионного кристалла было произведено в работах [14] и [13]. Эти эксперименты проходили на образцах на основе $GaAs$. Для них характерный параметр отношения зеемановской энергии к обменной был достаточно малым

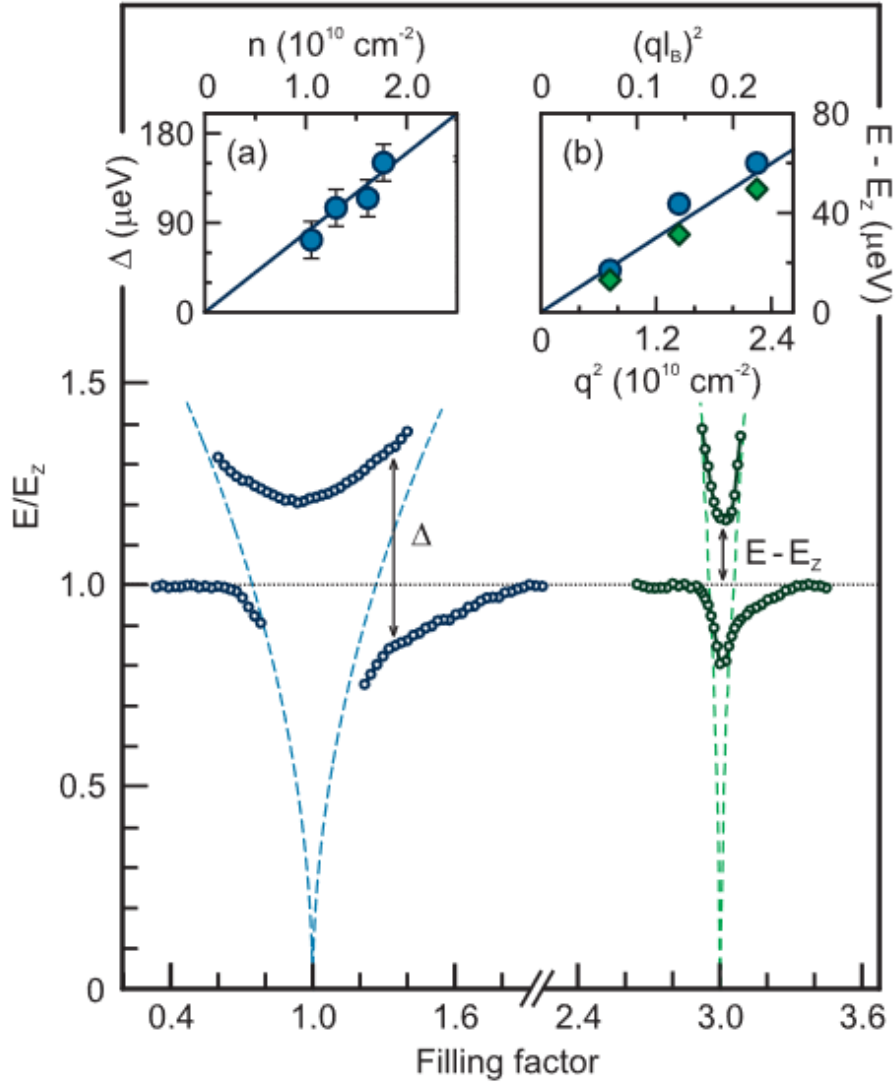


Рис. 14: Экспериментальное проявление спиновых текстур, симметричное по фактору заполнения, относительно состояний квантового эффекта Холла $\nu = 1$ и $\nu = 3$. [13]

$\tilde{g} = E_z/\Sigma \sim 0.01$, что позволяет говорить о принципиальной возможности существования скирмионного кристалла. Для их детектирования использовался метод неупругого рассеяния света. Индикатором формирования спиновых текстур служило появление дополнительной моды низжайшего по энергии возбуждения - спинового экситона. Этот факт однозначно указывает на нарушение спин-вращательной симметрии в плоскости. Две моды спаривались друг с другом посредством кулоновского взаимодействия (рис. 14). Выявленные признаки спиновых текстур проявились с двух сторон от целочисленного заполнения, что согласовывалось с симметрией в скирмионной теории.

2 Образцы и экспериментальная техника

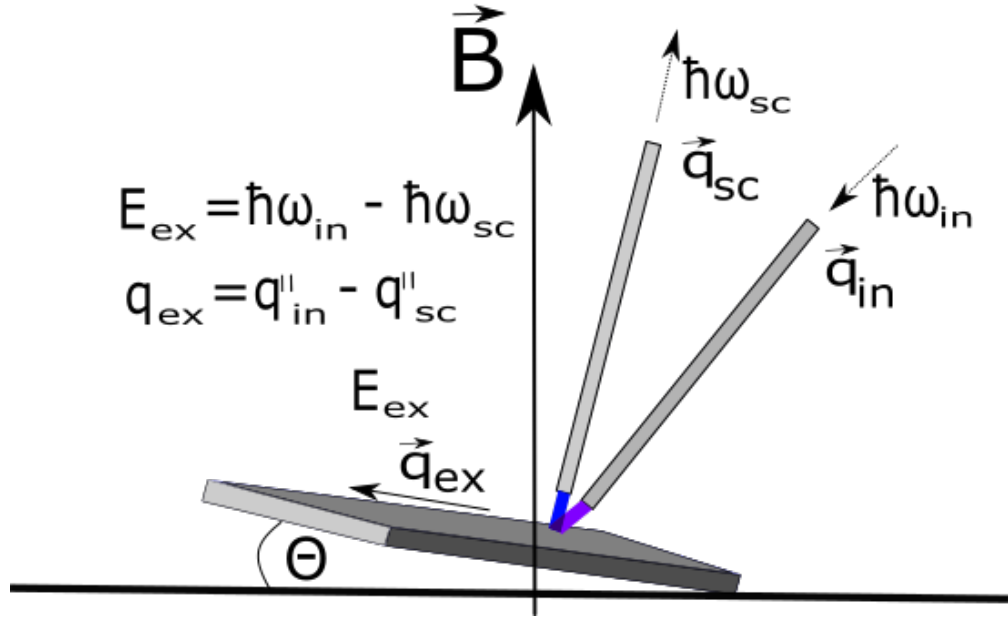


Рис. 15: Схема эксперимента по неупругому рассеянию света. Возбуждение производится световодом "in" сбор рассеянного света световодом "sc".

Исследования проводились на высококачественных гетероструктурах на основе ZnO , выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Для этих структур характерная эффективная масса электронов $m^* = 0.3m_0$, а g -фактор $g \approx 2$. В этих гетероструктурах высока роль межчастичного кулоновского взаимодействия ($r_s \sim 5 - 10$). Из-за этого множество теоретических моделей оказываются к ним неприменимы.

Отдельно важно отметить, что в исследованных структурах обменная энергия перенормируется и становится порядка циклотронной, а следовательно, порядка зеемановской энергии. В таких условиях ($\tilde{g} \sim 0.15 - 0.3$) невозможно формирование скирмионных структур, которым необходимо существенное преобладание обменного взаимодействия над зеемановским.

No	$n_s, 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	r_s	$\mu, 10^3 \text{ cm}^2/V \cdot s$
202	3.5	6.1	300
427	2.85	7.1	427
244	2.23	7.8	520
475	2.05	8.3	590
259	1.75	8.8	570

В эксперименте использовался метод неупругого рассеяния света (НРС) (рис. 15). Были задействованы два световода: один для оптического возбуждения двумерной системы, другой для детектирования рассеянного света. Они были расположены так, чтобы максимизировать площадь перекрытия, но при этом не допустить отражения. Потому что иначе на фоне высокоинтенсивного лазерного пика в спектре невозможно было бы различить низкоэнергетические пики неупругого рассеяния.

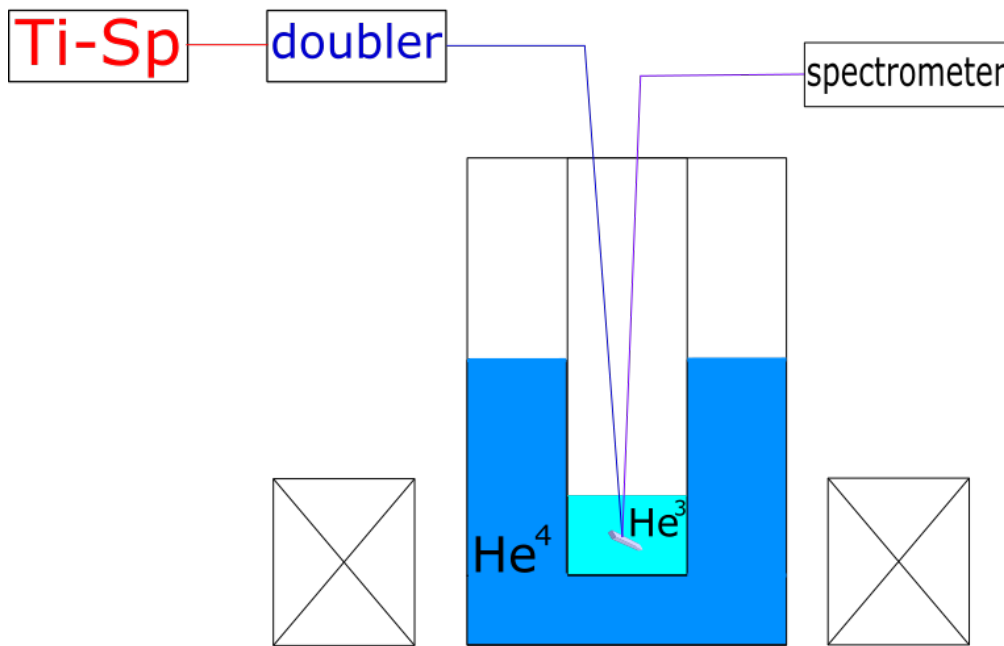


Рис. 16: Общая схема эксперимента.

Для перевода системы в режим квантового эффекта Холла образец помещался в криостат с откачкой паров He^3 (рис. 16, в котором достигалась температура до 0.5 K). В криостат был встроен источник постоянного магнитного поля, позволявший получать поля до 15 T . Образец помещался на подвижный столик, угол наклона которого регулировался пневмомотором с точностью 0.5° . Из-за симметричных ограничений в решётке ZnO спиновые экситоны не могут проявляться при нормальной ориентации двумерной системы по отношению к магнитному полю.

Импульс возбуждений в образце однозначно определялся конфигу-

рацией световодов. Значения энергии были получены из анализа спектров рассеянного света (рис. 17). Для этого использовался спектрометр с линейной дисперсией $2.5\text{\AA}/\text{mm}$ во втором порядке дифракции и прибор с зарядовой связью, охлаждавшийся жидким азотом.

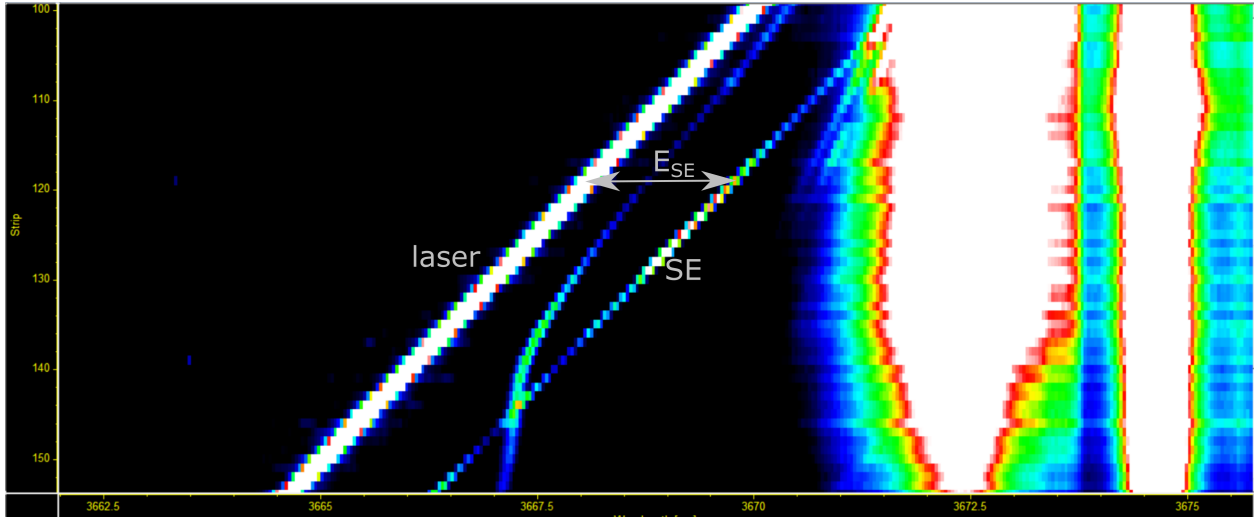


Рис. 17: Пример серии спектров, записанных при постоянном магнитном поле и при различных длинах волн накачивающего лазера. Спектральный пик, соответствующий спиновому экситону, отстоит от лазерного пика на одно и то же значение, не зависящее от параметров накачки.

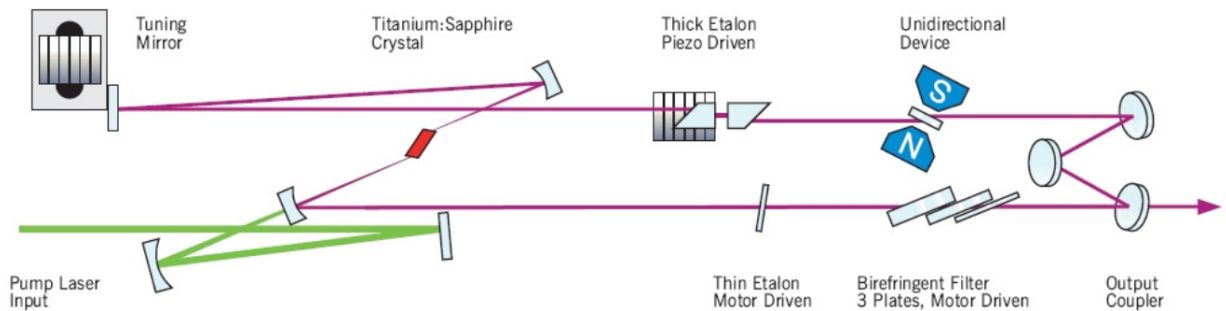


Рис. 18: Схема устройства титан-сапфирового красного лазера [15].

Оптическая накачка образца осуществлялась с помощью титан-сапфирового лазера (рис. 18), переставляемого по длине волны в диапазоне $725 - 790\text{ nm}$. Так как для надбарьерного резонансного фотовозбуждения этой частоты лазера было недостаточно, использовался резонансный частотный удвоитель на основе нелинейного кристалла *BBO* (рис. 19). Резонансный контур позволил увеличить КПД преобразования в 10 раз по сравнению с однократной схемой. В результате по накачивающему световоду подво-

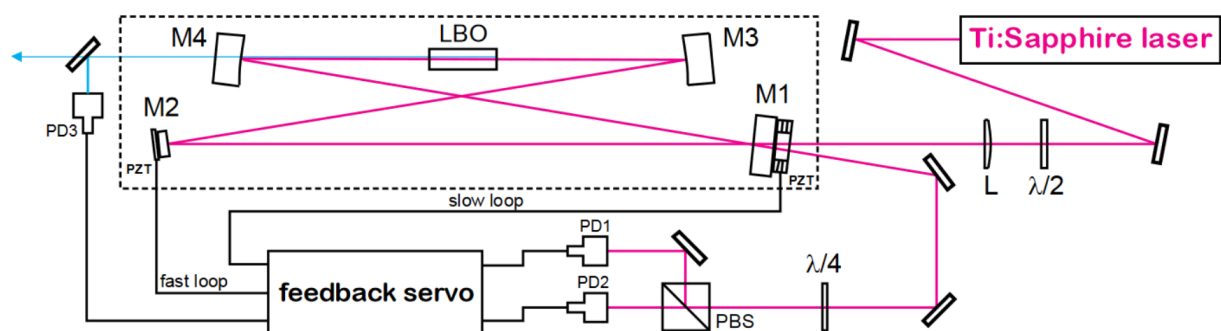


Рис. 19: Схема резонансного частотного удвоителя. [16]

дилось монохроматическое лазерное излучение с длиной волны в диапазоне 365 – 370 нм.

3 Экспериментальные результаты

3.1 Появление дополнительной моды спинового экситона

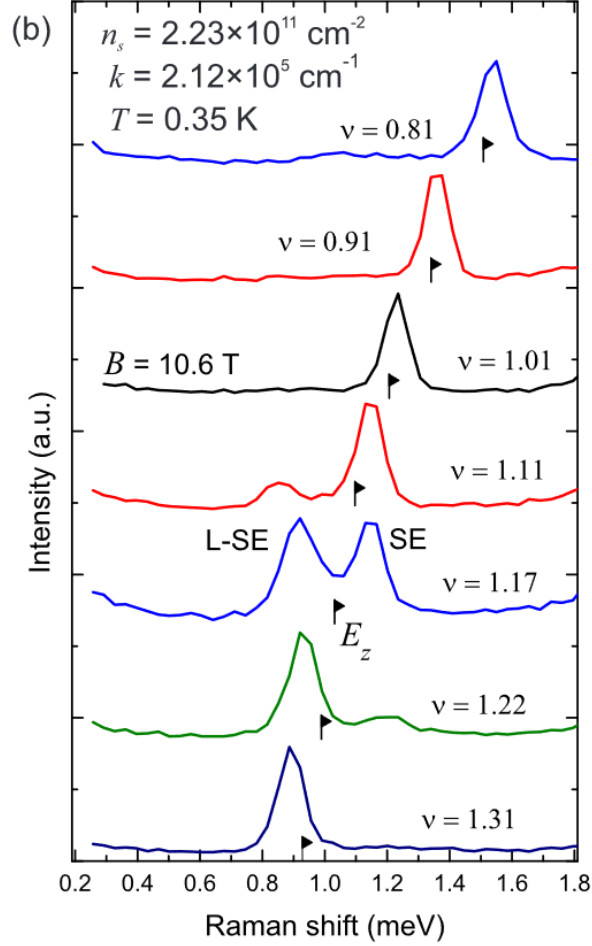


Рис. 20: Показания спектрометра. Флажком отмечен зеемановский сдвиг по энергии.

В спектре при магнитном поле, обеспечивающем фактор заполнения $\nu = 1$, как и ожидалось, был обнаружен спиновый экситон (SE) с энергией, равной зеемановской с квадратично-дисперсионным отклонением. Однако при уменьшении магнитного поля и, соответственно, при увеличении фактора заполнения появилась дополнительная мода (L-SE) с меньшей энергией (рис. 20). Причём с другой стороны от фактора заполнения $\nu = 1$ не было никаких признаков наличия дополнительной моды, какие проявлялись в слабокоррелированных системах (рис. 14). Для них картина была полностью симметричной, относительно нечётных факторов заполнения в диапазоне $|\nu - 1| \sim 0.1 - 0.3$. Такое различие было ожидаемым, так как в исследованных структурах параметр отношения зеемановской к обменной

энергии $\tilde{g} = E_Z/\Sigma$ принимает слишком большие значения $\tilde{g} \sim 0.15 - 0.3$, из-за чего формирование скирмионной структуры оказывается совершенно невозможным. Как следствие, отсутствовали экспериментальные проявления скирмион-антискирмионной симметрии.

Для образца с концентрацией $n_s = 2.23 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ в результате отстраивания на графике положения пиков спинового экситона с импульсом $k = 2.3 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ в зависимости от фактора заполнения было получено наглядное представление антипересечения двух мод (рис. 21). Опять же, происходит оно без каких-либо признаков симметрии: при отклонении от $\nu = 1$ в меньшую сторону происходит падение энергии на строго зеемановскую.

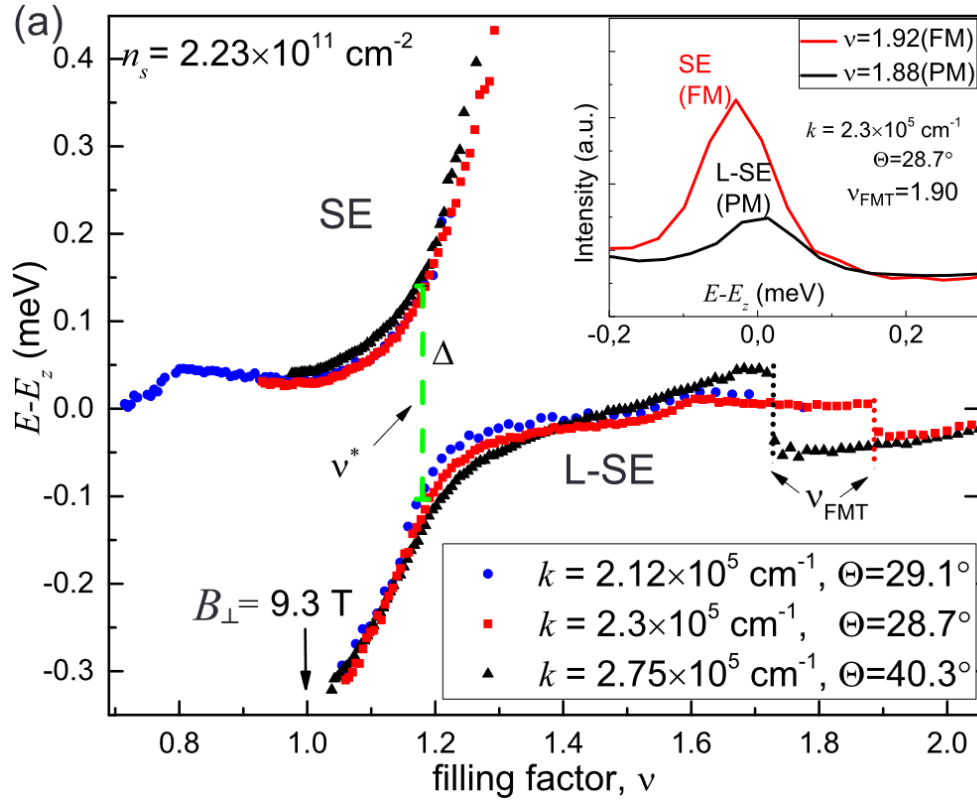


Рис. 21: Энергия мод спинового экситона SE и L-SE (за вычетом зеемановской энергии) в зависимости от фактора заполнения для образца с концентрацией $n_s = 2.23 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ при близких значениях импульса. Во вложенном графике отображена динамика спектров при резком переходе энергии в окрестности ферромагнитного $\nu = 2$.

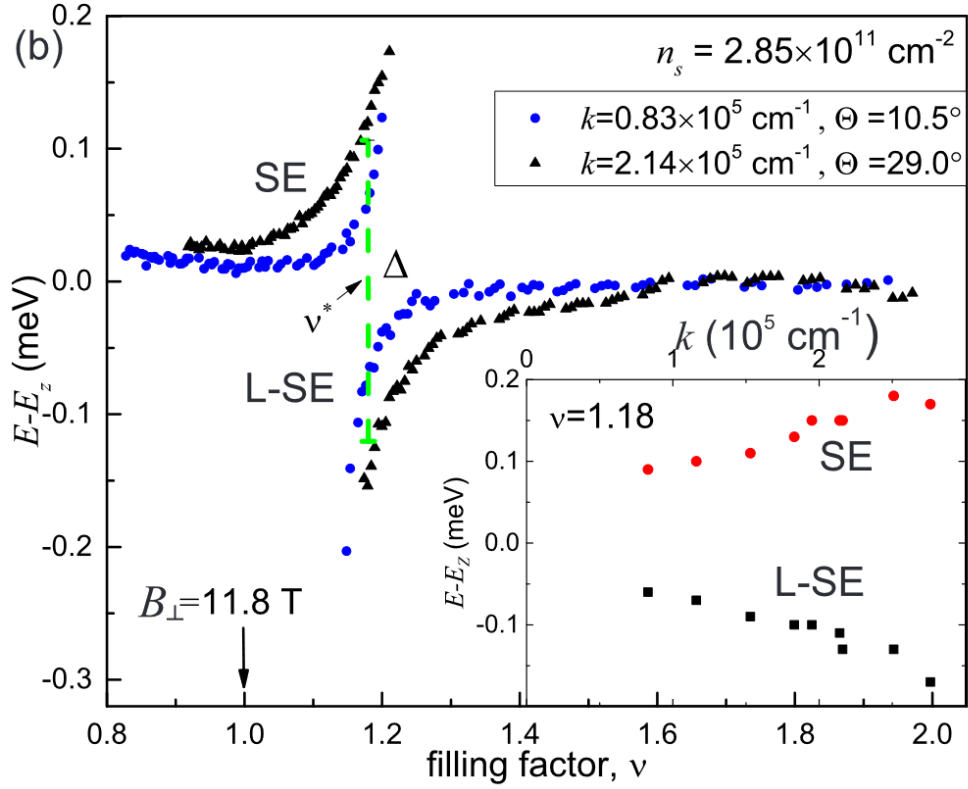


Рис. 22: Энергия мод спинового экситона SE и L-SE (за вычетом зеемановской энергии) в зависимости от фактора заполнения для образца с концентрацией $n_s = 2.23 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. На внутреннем графике отражена зависимость минимальной энергии расщепления мод от двумерного импульса системы. Этот минимум каждый раз приходился на фактор заполнения $\nu = 1.18$.

3.2 Природа антипересечения двух мод спинового экситона

На рис. 22 представлен график для образца с концентрацией $n_s = 2.85 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ и различными двумерными импульсами. Что характерно, антипересечение проявлялось при различных концентрациях и при разных двумерных импульсах на одном и том же факторе заполнения $\nu \approx 1.18$. Кроме того, величина расщепления оказалась в существенной зависимости от двумерного импульса возбуждения. С увеличением волнового вектора росла величина антипересечения. И этот рост на каждом образце продемонстрировал линейный характер (рис. 23). А после извлечения углов наклона для каждого образца методом наименьших квадратов оказалось, что и сам наклон показывает близкую к линейной зависимость от концентрации носителей (рис. 24). Таким образом нашла подтверждение кулоновская природа антипересечения. Этот результат находится в полном согласии с результатами, полученными в системах на основе GaAs.

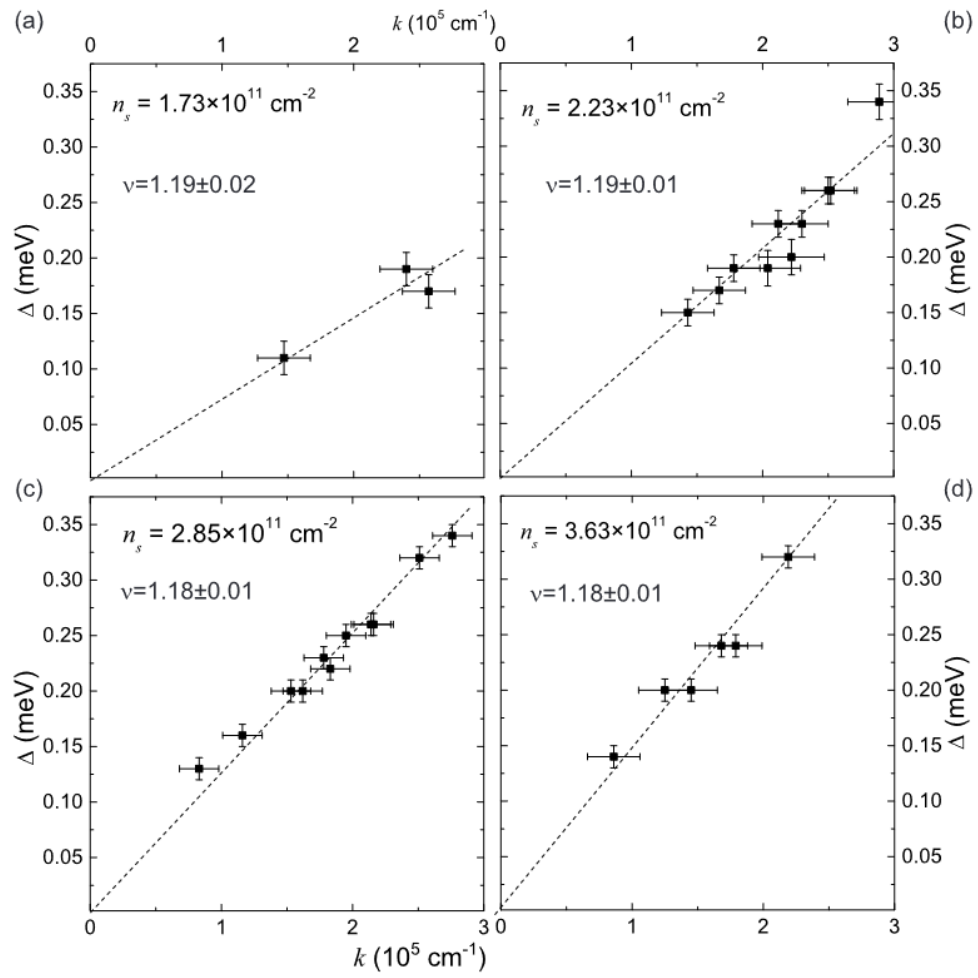


Рис. 23: Зависимость величины расщепления от двумерного импульса системы для четырёх образцов.

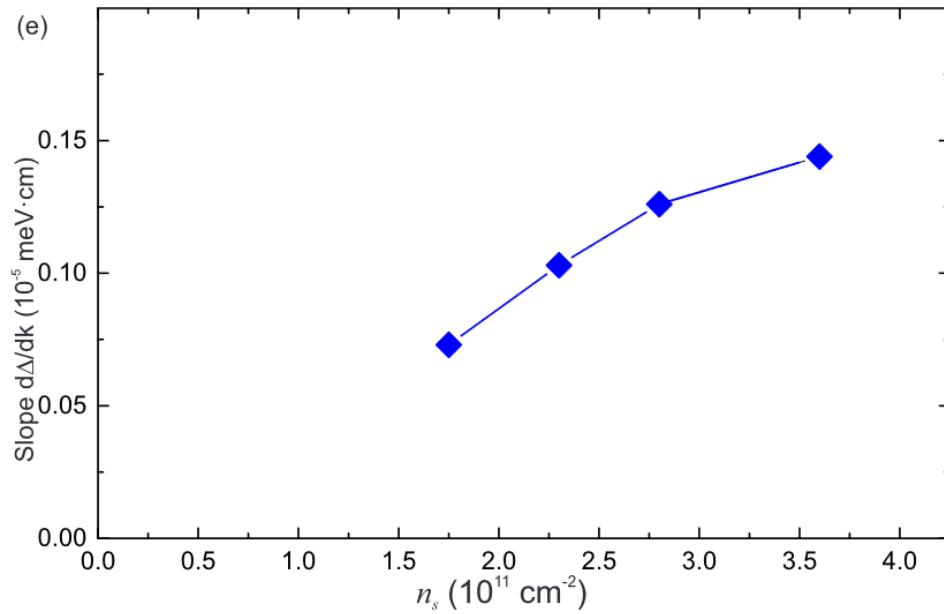


Рис. 24: Зависимость наклона, извлечённого методом наименьших квадратов, от концентрации электронов в двумерном канале.

3.3 Ферромагнитные переходы в области $1 < \nu < 2$

При сторону больших факторов заполнения в области $1.5 < \nu < 2$ энергия моды L-SE вела себя по-разному в зависимости от магнитного упорядочения на факторе $\nu = 2$. При малых углах основное состояние плавно переходило к парамагнетику с постепенно исчезающим спиновым экситоном. А при углах, больших, чем необходимо для ферромагнитного состояния на $\nu = 2$, в пределах узкого диапазона магнитных полей $\delta B \sim 0.1T$ вблизи фактора заполнения $\nu = 2$ проявлялся резкий переход на другую моду (рис. 21). Он сопровождался резким ростом интенсивности пика спинового экситона в спектре. Такое поведение характерно для перехода из парамагнитного состояния в ферромагнитное.

При этом фактор заполнения, на котором происходил скачок, уменьшался с увеличением угла наклона. В целом, проявление ферромагнитного перехода говорит о том, что мода L-SE отвечает парамагнитному состоянию системы. Иными словами, каждая мода спинового экситона соответствует своей фазе магнитного упорядочения. Также стоит отметить, что падение энергии спинового экситона ниже зеемановской энергии полностью соответствует поведению этого возбуждения в аномальном ферромагнетике на $\nu = 2$ (рис. 8).

В то же время переход в области $1 < \nu < 1.5$ не показывал столь однозначной дихотомии состояний. В этой области система плавно эволюционировала от ферромагнитного к околопарамагнитному упорядочению при увеличении фактора заполнения. О наличии нетривиального магнитного порядка и нарушении симметрии в плоскости явно свидетельствовало существование двух мод спинового экситона, взаимодействующих друг с другом. Хорошей отправной точкой для исследования причин формирования неколлинеарного магнитного порядка оказалась эволюция антипересечения в зависимости от наклона образца в магнитном поле.

При достижении критически большого угла наклона антипересечение резко уменьшается и перестаёт разрешаться, как показано на рис. 25. Поэтому характерным параметром для изучения динамики антипересечения было выбрано минимальное расщепление Δ между модами. На рис. 26 представлены данные об этом расщеплении в широком диапазоне углов наклона. Чтобы исключить влияние продемонстрированной на рис. 23

зависимости расщепления от двумерного импульса, неизбежно изменяющимся по мере вращения образца, на графике была отложена величина Δ/k .

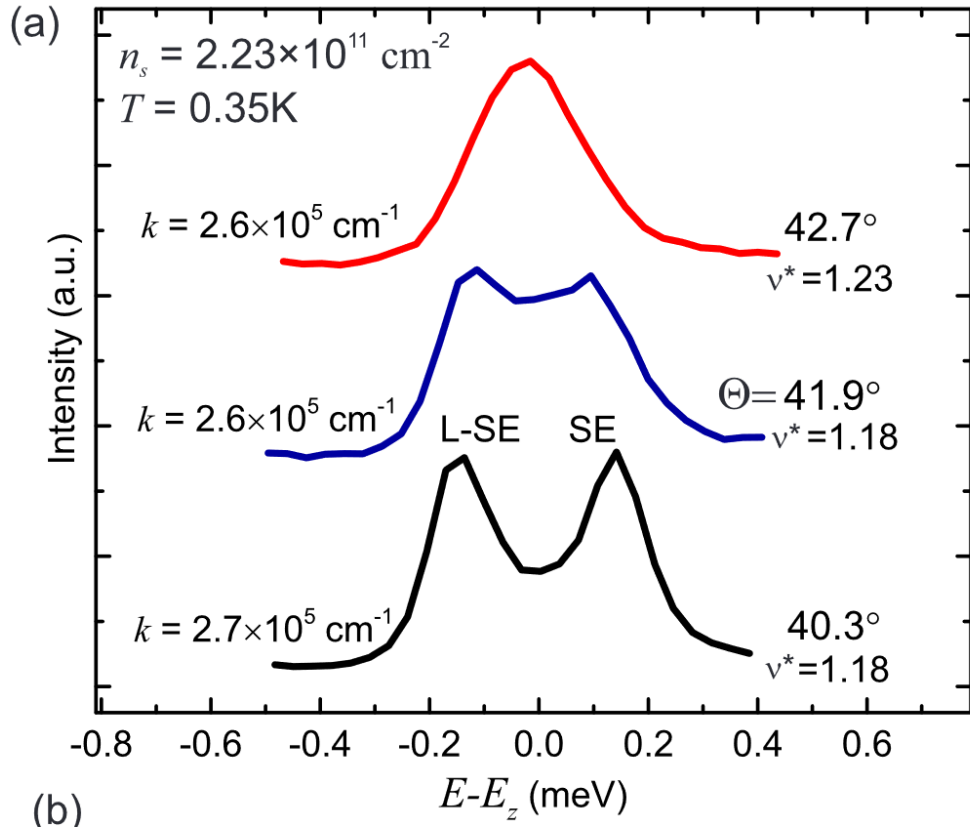


Рис. 25: Наглядное исчезновение антипересечения при достижении критического угла наклона образца в магнитном поле.

Как оказалось, вплоть до определённого угла расщепление между модами остаётся на одном уровне, в соответствии с точкой на рис. 24, но затем резко падает вплоть до неразрешимого состояния. Более наглядно это исчезновение продемонстрировано на рис. 25, где представлен узкий диапазон углов в окрестности критического наклона. Там же видно смещение центра антипересечения ν^* в сторону больших факторов заполнения. На рис. 26 также отмечена эволюция положения минимума расщепления мод. Одновременно с уменьшением параметра Δ/k фактор заполнения ν^* увеличивается от $\nu^* \approx 1.18$, где центр антипересечения располагался при всех меньших углах, до $\nu^* \approx 1.3$.

После подробного измерения эффекта с исчезновением антипересечения на разных образцах была получена зависимость критического угла перехода от концентрации носителей (рис. 27). Видно, что он монотонно

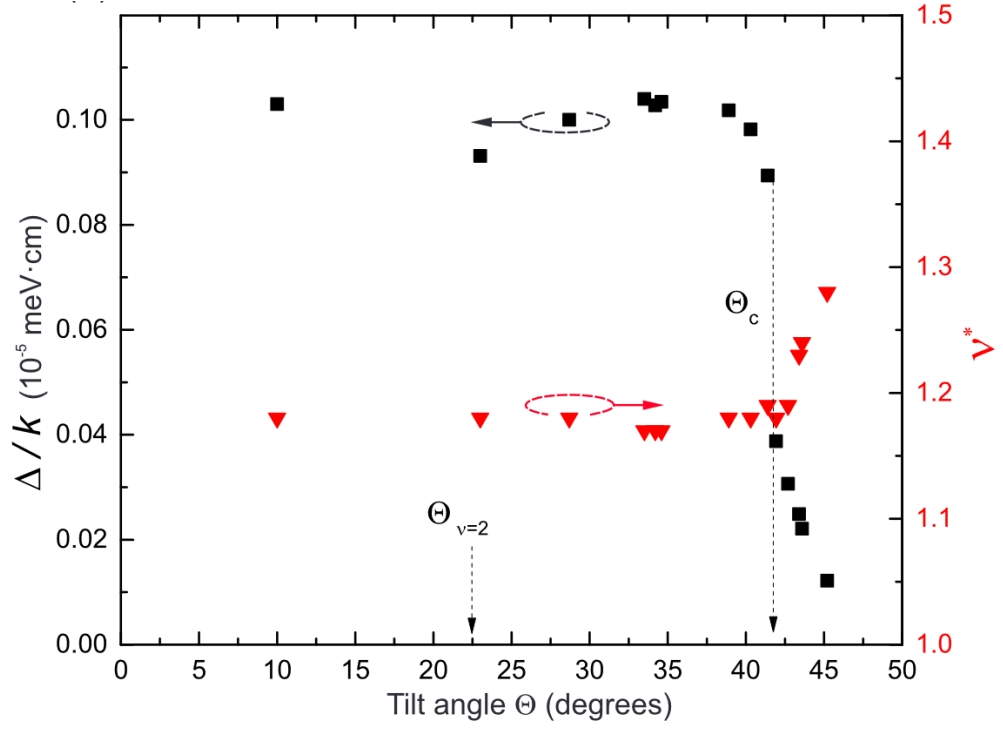


Рис. 26: Эволюция антипересечения в зависимости от угла наклона образца. Чёрными точками обозначено минимальное энергетическое расщепление, поделённое на двумерный импульс. Красными - фактор заполнения, на котором достигается этот минимум.

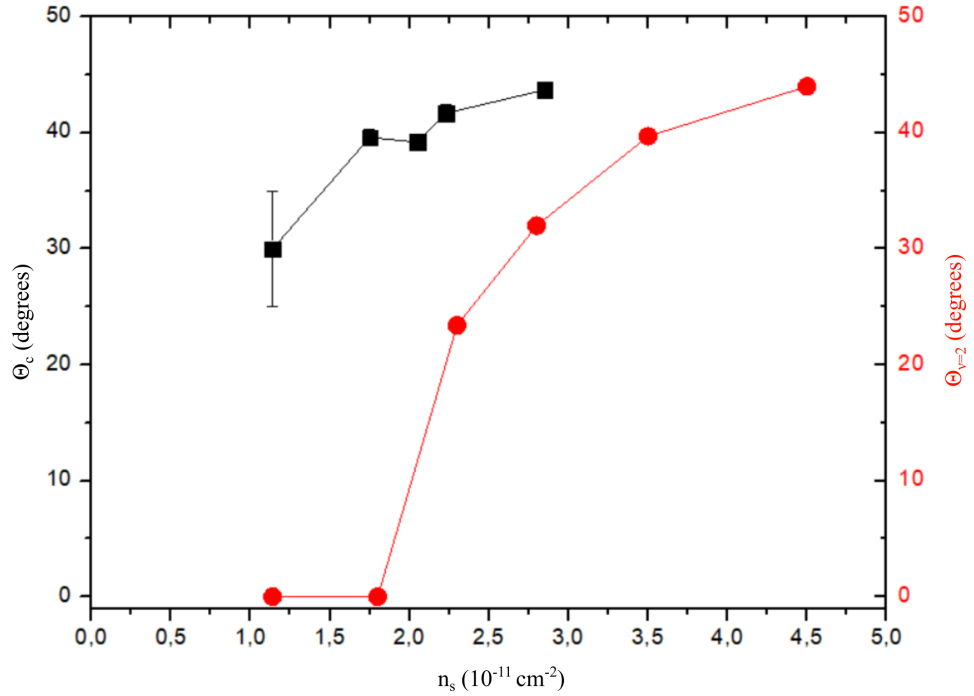


Рис. 27: Значения критического угла перехода для образцов с разной концентрацией (чёрный маркер). Для сравнения представлена зависимость угла ферромагнитного перехода на факторе $\nu = 2$ (красный маркер).

увеличивается с ростом концентрации. Тем не менее этот рост очень медленный. Для сравнения на рис. 27 отложены значения угла ферромагнитного перехода на факторе заполнения $\nu = 2$, извлечённые из рис. 7.

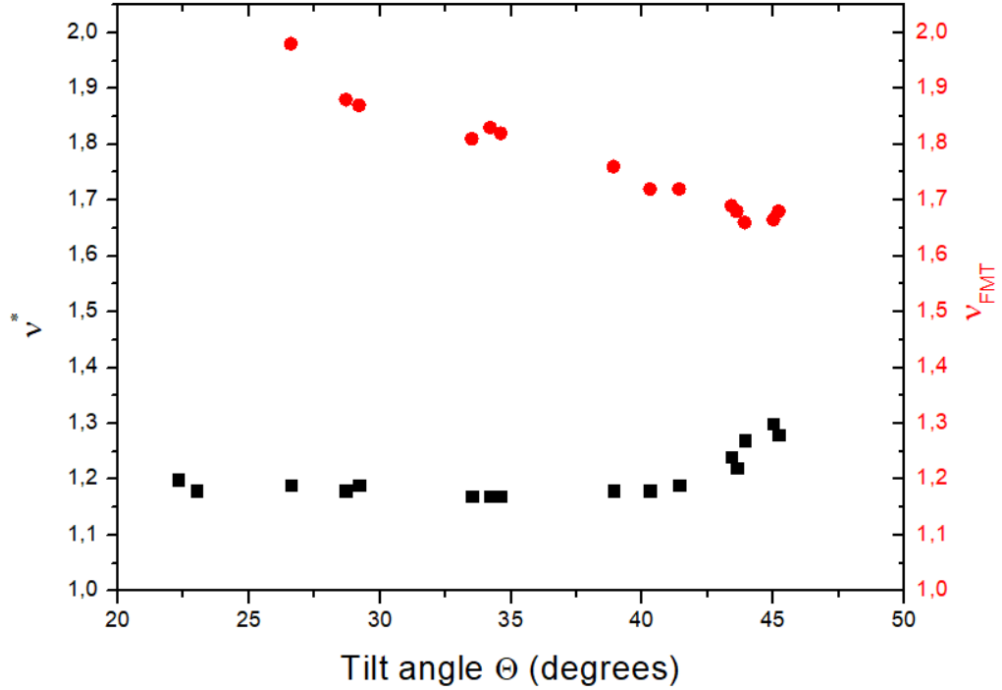


Рис. 28: Эволюция положения ферромагнитного скачка ν_{FMT} (красный маркер) и фактора заполнения, соответствующего минимуму антипересечения, ν^* (чёрный маркер).

Положение ферромагнитного скачка в диапазоне $\frac{3}{2} < \nu < 2$ также претерпевало эволюцию с изменением угла наклона (рис. 28). Сам скачок не проявлялся при углах, меньших угла полного ферромагнитного перехода на факторе заполнения $\nu = 2$, который для этого образца был равен $\Theta_{\nu=2} = 22.3^\circ$. Далее фактор заполнения линейно смещался с ростом наклона в сторону меньших факторов заполнения до тех пор, пока не переставал разрешаться. Примечательным оказалось совпадение области углов, где происходило исчезновение этого скачка и где пропадало антипересечение в области $1 < \nu < \frac{3}{2}$.

3.4 Температурное плавление спиновых текстур

Так как расщепление спинового экситона на две взаимодействующие моды определялось неколлинеарным магнитным порядком, важным стал эксперимент, рассматривающий, сохранение этого упорядочения при уве-

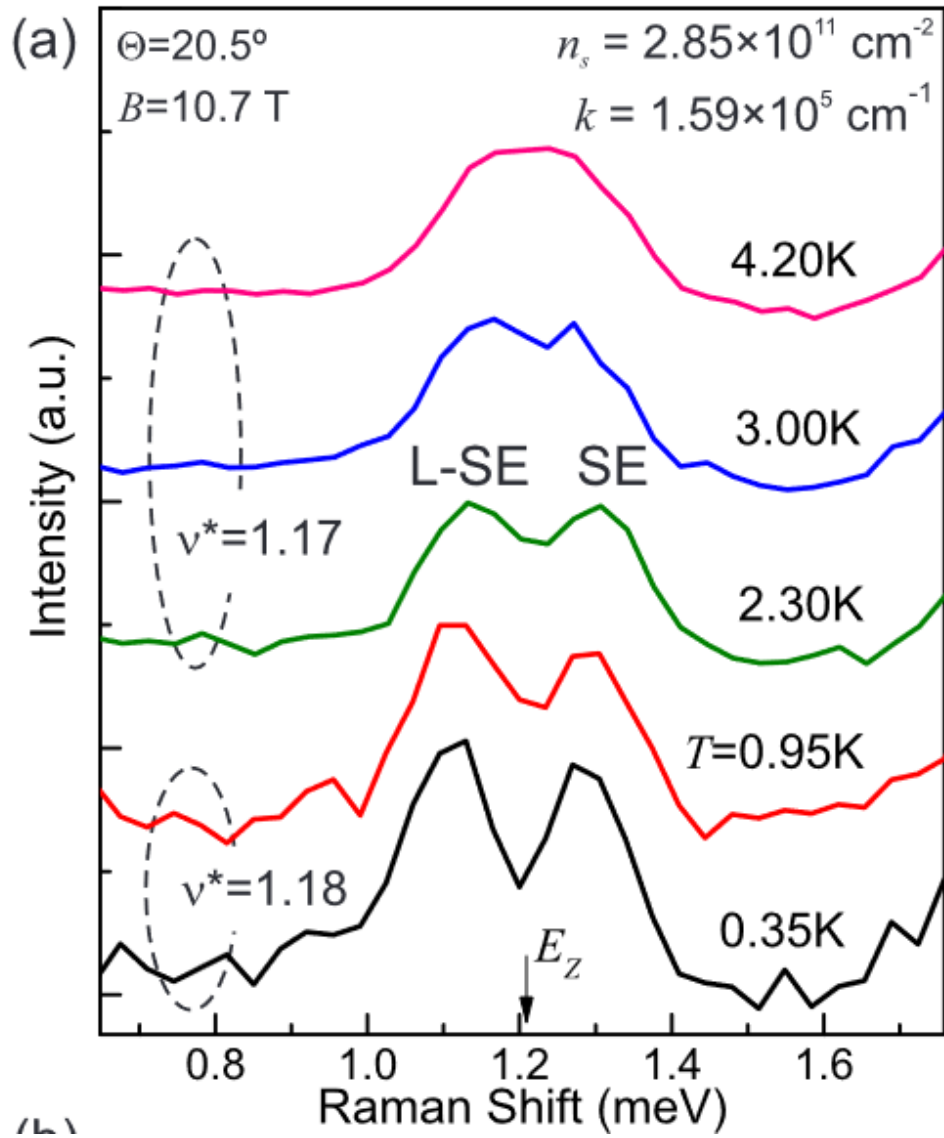


Рис. 29: Каскад спектров мод спинового экситона SE и L-SE в зависимости от температуры.

личении температуры. Температурная зависимость была измерена для образца с концентрацией носителей $n_s = 2.85 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, при фиксированных волновом векторе и наклоне образца в магнитном поле. На рис. 29 отображена репрезентативная последовательность спектров, записанных на факторе заполнения ν^* , на который приходился минимум энергетического расщепления между модами, а также приблизительное равенство интенсивностей мод, благодаря чему их было легче всего различить. Видно, что величина расщепления заметно уменьшалась с ростом температуры, а сами пики сливались в единое возбуждение с зеемановской энергией.

4 Выводы

В сильнокоррелированных двумерных электронных системах на основе $MgZnO/ZnO$ были обнаружены свидетельства нарушения спин-вращательной симметрии с неколлинеарным магнитным порядком в основном состоянии между факторами заполнения $\nu = 1$ и $\nu = \frac{3}{2}$. Этот экспериментальный результат был получен методом неупругого рассеяния света на коллективных спиновых возбуждениях. Помимо обычной ларморовской моды спинового экситона была обнаружена новая мода с энергией, меньшей зеемановской щели. Это свидетельствует о нарушении спин-вращательной симметрии в XY-плоскости. Две спиновые моды спариваются в окрестности фактора заполнения $\nu \approx 1.18$ посредством кулоновского взаимодействия между электронами. Это следует из того, что минимальная разница между энергиями мод линейно зависит от двумерного импульса и от концентрации носителей заряда.

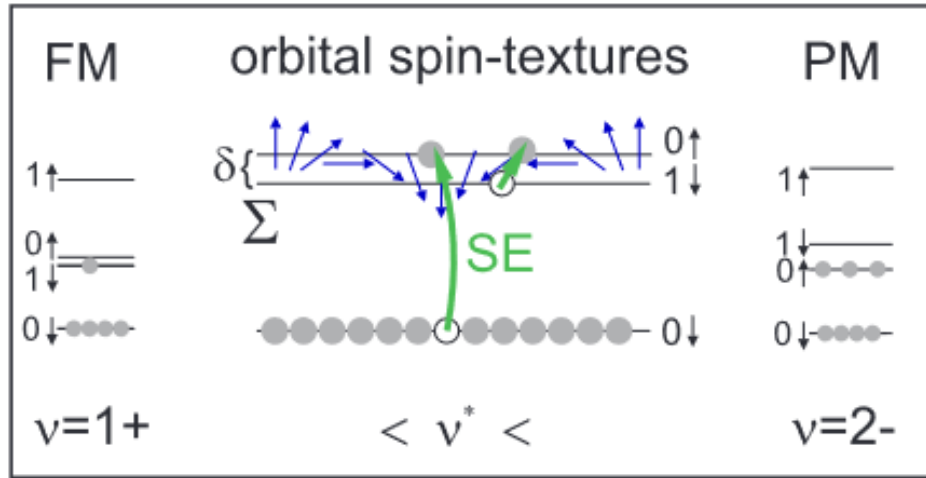


Рис. 30: Результаты вычислений методом точной диагонализации. На краях изображены прямое и обратное заполнения электронами уровней Ландау. Между ними представлена модель формирования спиновых текстур при расщеплении между соседними уровнями Ландау δ , существенно меньшем обменной энергии Σ .

В исследованных системах зеемановская и кулоновская энергия сопоставимы, так что формирование скирмионов становится принципиально невозможным. Однако формирование неколлинеарных структур возможно на пересечении перенормированных уровней Ландау. Это подтверждается исследованиями методом точной диагонализации в области $1 < \nu < \frac{3}{2}$.

Согласно их результатам, при небольшом увеличении фактора заполнения система остаётся полностью поляризованной по спине. Но по мере приближения к $\nu = 2$ она переходит к классическому порядку уровней Ландау с околупарамагнитным состоянием. И за счёт того, что переход между этими состояниями происходит плавно, появляется неколлинеарная структура (рис. 30).

Эксперименты при разных наклонах образцов в магнитном поле показали, что орбитальные спиновые текстуры исчезают, когда между факторами $\nu = 1$ и $\nu = 2$ исчезают признаки существования парамагнитной фазы. Полученный критический угол этого перехода оказался близким к углу в работе [9], при котором в системе со схожими параметрами удалось пронаблюдать проявление состояния дробного квантового эффекта Холла $\frac{3}{2}$ (рис. 10).

Нагревание двумерной электронной системы до температур $T \sim 2\text{ K}$ привело к температурному плавлению сформировавшихся текстур.

Благодарности

Автор выражает признательность научному руководителю А. Б. Ванькову за предложенную увлекательную тему для исследования, чуткое руководство, ценные консультации. Также хочется поблагодарить В. В. Соловьёва за помощь в решении возникавших в процессе работы проблем, а также всю команду лаборатории неравновесных электронных процессов за создание благоприятного рабочего климата.

Список публикаций

1. A. B. Van'kov, A. S. Koreyev, P. S. Berezhnoy, and I. V. Kukushkin. Quantum Hall spin textures far beyond the skyrmion limit // Phys. Rev. B - 2022 - Vol 106 - 245308.
2. A. B. Van'kov, A. S. Koreyev, P. S. Berezhnoy, and I. V. Kukushkin. Anomalous Magnons in a Quantum Hall Ferromagnet with Strong Interaction at Filling Factor 2 // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2023. – Vol. 87, Iss. 2. – P. 133–137.

Список литературы

- [1] M. A. Paalanen, D. C. Tsui, and A. C. Gossard. Quantized Hall effect at low temperatures. *Physical Review B*, 25(8):5566–5569, April 1982.
- [2] C. Kallin and B. I. Halperin. Excitations from a filled Landau level in the two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B*, 30(10):5655–5668, 1984.
- [3] А. Б. Ваньков, Б. Д. Кайсин, И. В. Кукушкин. Письма в ЖЭТФ, 110(4):268–273, 2019.
- [4] Ч. Киттель. Введение в физику твёрдого тела. 1978.
- [5] A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, and I. V. Kukushkin. Optical manifestation of the Stoner ferromagnetic transition in two-dimensional electron systems. *Physical Review B*, 96(235401), 2017.
- [6] A. B. Van'kov and I. V. Kukushkin. Anomalous spin exciton with a magnetoroton minimum in a quantum Hall ferromagnet at a filling factor $\nu = 2$. *Physical Review B*, 104(165144), oct 2021.
- [7] В. Б. Тимофеев. Возбуждение в двумерных сильнокоррелированных электронных и электронно-дырочных системах. Издательский дом МЭИ, 2014.
- [8] Л. В. Кулик А. А. Загитова. Оптические методы зондирования объёмных состояний квантового эффекта Холла. Физматкнига, 2020.
- [9] J. Falson, D. Maryenko, B. Friess, D. Zhang, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, J. H. Smet and M. Kawasaki. Even-denominator fractional quantum Hall physics in ZnO. *Nature Physics*, 11:347–351, 2015.
- [10] Steven M. Girvin. *The Quantum Hall Effect: Novel Excitations and Broken Symmetries*. Springer-Verlag, Berlin and Les Editions de Physique, Les Ulis, 2000.
- [11] S. E. Barrett, G. Dabbagh, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and R. Tycko. Optically pumped NMR evidence for finite-size skyrmions in GaAs quantum wells near Landau level filling $\nu = 1$. *Physical Review Letters*, 74(5112), 1995.

- [12] R. Côté, A. H. MacDonald, Luis Brey, H. A. Fertig, S. M. Girvin, and H. T. C. Stoof. Collective excitations, NMR, and phase transitions in Skyrme crystals. *Physical Review Letters*, 78(25), 1997.
- [13] I. K. Drozdov, L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, V. E. Kirpichev, I. V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche. Extra spin-wave mode in quantum Hall systems: Beyond the skyrmion limit. *Phys. Rev. Lett*, 104(136804), 2010.
- [14] Y. Gallais, J. Yan, A. Pinczuk, L. N. Pfeiffer,^t and K. W. West. Soft spin wave near $\nu = 1$: Evidence for a magnetic instability in skyrmion systems. *Phys. Rev. Lett*, 100(086806), 2008.
- [15] Matisse user's guide. Version 1.8.
- [16] S.Kobtsev and V.Lunin. Resonant doubler with a 2-thz automatic quasi-smooth scan range for widely tunable cw single-frequency lasers. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 6455, march 2007.