УДК 538.915

ТЕРМОДИНАМИКА КВАНТОВО-ХОЛЛОВСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

© 2021 г. Б. Д. Кайсин^{1,} *, И. В. Кукушкин¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук, Черноголовка, Россия

**E-mail: kaysin@issp.ac.ru* Поступила в редакцию 28.08.2020 г. После доработки 25.09.2020 г. Принята к публикации 28.10.2020 г.

В сильновзаимодействующих двумерных электронных системах на основе ZnO методом неупругого рассеяния света изучена термодинамическая устойчивость квантово-холловских ферромагнетиков при факторах заполнения v = 1 и 2. Обнаружено, что температура Кюри в случае ферромагнетика при v = 2 определяется Кулоновской энергией формирование доменных стенок в отличие от случая v = 1, при котором устойчивость определяется зеемановским расщеплением спиновых подуровней.

DOI: 10.31857/S0367676521020125

введение

На конфигурацию основного состояния сильно коррелированных двумерных электронных систем (ДЭС) в магнитном поле значительное влияние оказывает кулоновское межчастичное взаимодействие масштаба $e^2/\epsilon l_b$, где ϵ – диэлектрическая проницаемость среды, l_b – магнитная длина. Сте-пень взаимодействия в ДЭС характеризуется безразмерным радиусом Вигнера–Зейтца r., который представляет собой среднее межчастичное расстояние в единицах боровского радиуса. В хорошо изученных системах на основе GaAs/AlGaAs при концентрации двумерных электронов $n_{\rm s} \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ данный параметр имеет значение порядка r_s ~ 1. Существенно большим межчастичным взаимодействием обладают системы ZnO/MgZnO - при той же концентрации параметр взаимодействия достигает значение $r_s \sim 10$. Это связано с тем, что структуры на основе ZnO отличаются от структур на основе GaAs большей эффективной массой электронов в зоне проводимости и меньшей диэлектрической проницаемостью. Высокое качество систем ZnO/MgZnO в сочетании с сильным межчастичным взаимодействием позволяют наблюдать множество нетривиальных коллективных явлений.

Одним из таких явлений является формирование ферромагнитной фазы при факторе заполнения v = 2 [1–3]. В отличие от случая v = 1, для которого ферромагнитное упорядочение спиновой подсистемы является естественным, для случая v = 2 ферромагнитный переход происходит при некотором соотношении между одночастичной щелью над основным состоянием и обменной энергией. Одночастичная щель складывается из циклотронной энергии и зеемановского расщепления спиновых подуровней Ландау, а обменная энергия имеет кулоновскую природу и определяется масштабом $e^2/\varepsilon l_b$. Понижая концентрацию электронов в системе и, соответственно, увеличивая отношение обменной энергии к одночастич-

вая отношение обменной энергии к одночастичной, можно добиться условий самопроизвольного спонтанного перехода спиновой конфигурации основного состояния из парамагнитной в ферромагнитную при v = 2. Однако того же результата можно добиться при фиксированной концентрации ДЭС путем поворота гетероструктуры относительно магнитного поля. Это связано с уменьшением одночастичной щели при изменении соотношения между зеемановским расщеплением (зависит от полного магнитного поля) и циклотронной энергией (зависит от нормальной компоненты магнитного поля относительно ДЭС). Как было показано в работах [2, 3], ферромагнитный переход в окрестности фактора заполнения v = 2 сопровождается формированием доменов противоположных фаз, при этом со стороны больших факторов заполнения домены преимущественно имеют ферромагнитное упорядочения, со стороны меньших – парамагнитное, а при целочисленном факторе заполнения $v = 2 \operatorname{cocy}$ ществуют в равной степени домены обеих фаз.



Рис. 1. Спектры НРС на СЭ для образца 427 с концен-

трацией $n_s = 2.8 \cdot 10^{11}$ см⁻² полученные при температуре 0.3 К в окрестности факторе заполнения v = 2при угле наклона 31.5° (*a*) который соответствует ферромагнитному переходу (на вставке изображена схема вырождения спиновых подуровней) и в окрестности факторе заполнения v = 1 (*б*); на вставке изображена схема электронных переходов соответствующих СЭ на нулевом уровне Ландау LL_0 .

Энергия образования доменных стенок имеет кулоновскую природу и определяет устойчивость ферромагнитной/парамагнитной фазы.

В настоящей работе будет проведено сравнение термодинамической устойчивости квантовохолловских ферромагнетиков в состояниях, соответствующих факторам заполнения v = 1 и 2.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Измерения были выполнены на высококачественных гетероструктурах ZnO/MgZnO, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии [4]. Были исследованы два образца: 427 $(n_s = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}, \mu = 4.27 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{B} \cdot \text{c}))$ и 448 $(n_s = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}, \mu = 2.5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{B} \cdot \text{c}))$. Магнитооптические измерения были выполнены в криостате с откачкой паров ³Не в диапазоне температур 0.3–4.2 К при постоянном магнитном поле в диапазоне 0–15 Тл. Угол наклона образца относительно магнитного поля измерялся по спектрам двумерной фотолюминесценции с точностью 0.5°. Измерения спектров коллективных возбуждений были выполнены методом неупругого рассеяния света (HPC) по двухсветоводной схеме для подавления паразитного света, рассеянного на световоде накачки. Использовались многомодовые световоды диаметром 400 мкм. Возбуждение ДЭС осуществлялось перестраиваемым непрерывным лазерным источником в диапазоне 365— 368 нм с плотностью мощности 0.5 мВт/см², что исключало возможность перегрева электронной системы [5]. Система для регистрации спектральных линий состояла из спектрометра с линейной дисперсией 5 Å/мм и ПЗС-камеры (прибор с зарядовой связью), охлаждаемой при помощи жидкого азота.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследование спиновой поляризации ДЭС осуществлялось по спектрам НРС на спиновом экситоне (СЭ). СЭ представляет собой волну, образованную переходом электронов между двумя спиновыми подуровнями внутри одного уровня Ландау (см. вставку на рис. 16). В длинноволновом пределе его энергия не зависит от кулоновского взаимодействия и определяется лишь зеемановским расщеплением [6]. Интенсивность спектральной линии СЭ определяется средней степенью спиновой поляризации при неизменных условиях фотовозбуждения и регистрации [7].

На рис. 1а, 1б представлены спектры НРС на СЭ в окрестности факторов заполнения v = 2 и 1 соответственно. Сигнал, изображенный на рис. 1а, получен при наклонной ориентации образца относительно магнитного поля при угле, соответствующем ферромагнитному переходу. При этом с уменьшением магнитного поля, переходя через целочисленный фактор заполнения v = 2, ДЭС изменяет характер спинового упорядочения основного состояния с парамагнитного на ферромагнитный. Об этом свидетельствует резкое увеличение сигнала спектральной линии СЭ (см. рис. 1а). Данный переход происходит в условиях вырождения верхнего спинового подуровня нулевого уровня Ландау и нижнего спинового подуровня первого уровня Ландау (см. вставку на рис. 1а). В парамагнитной фазе нижний уровень Ландау практически полностью заполнен, следовательно, СЭ не может образоваться ввиду отсутствия свободных мест на верхнем спиновом подуровне. Однако при изменении спиновой поляризации с парамагнитной на ферромагнитную происходит перераспределение электронов между двумя вырожденными спиновыми подуровнями, в результате чего данное ограничение снимается, а в спектре наблюдается резкое увеличение сигнала НРС на СЭ.

В отличие от фактора заполнения v = 2 ДЭС при факторе заполнения v = 1 имеет естественное



Рис. 2. Зависимость интенсивности спектральной линии СЭ от магнитного поля в окрестности фактора заполнения v = 2 при трех различных температурах. Образец 427 с концентрацией $n_s = 2.8 \cdot 10^{11}$ см⁻², угол наклона соответствует ферромагнитному переходу (*a*). Зависимость меры фазового контраста I_{max}/I_{min} от температуры для двух образцов 427 с концентрацией $n_s = 4.5 \cdot 10^{11}$ см⁻²) (*б*). На вставке показана зависимость температуры Кюри от концентрации, для сравнения приведена теоретическая кривая рассчитанная по формуле из работы [8].

устойчивое ферромагнитное упорядочение с заполненным нижним спиновым подуровнем и свободным верхним. В результате чего в окрестности фактора заполнения v = 1 интенсивность спектральной линии СЭ изменяется монотонно и плавно (см. рис. 16). Рамановский сдвиг данной линии растет линейно с полем и соответствует энергии Зеемана.

Перейдем к рассмотрению температурной динамики квантово-холловских ферромагнетиков. Проследим за изменением контрастности скачка интенсивности линии НРС на СЭ при факторе заполнения v = 2 в условиях ферромагнитного перехода с увеличением температуры. На рис. 2а представлена зависимость интенсивности линии при трех различных температурах. Видно, что при возрастании температуры контрастность скачка снижается, это свидетельствует о разрушении доменной структуры основного состояния в окрестности фактора заполнения v = 2 и переходу к однородному заполнению двух вырожденных спиновых подуровней. Выберем за меру разрушения ферромагнитной фазы отношение интенсивностей линии СЭ в максимуме (I_{max}) к интенсивности в минимуме (I_{min}) в окрестности фактора заполнения v = 2. Зависимость данной величины от температуры для двух образцов представлена на рис. 26. Определим температуру Кюри (T_c) квантово-холловского ферромагнетика при v = 2 как декремент затухания фазового контраста I_{max}/I_{min} , она приведена на вставке к рис. 26 в зависимости от концентрации электронов в ДЭС. Отметим, что для обоих образцов температура Кюри составляет порядка $T_c \sim 2$ K, что намного ниже Зеемановского спинового расщепления (для данных образцов при аналогичных условиях оно имеет значение порядка 10 K).

Согласно теоретической работе [8] термодинамическая устойчивость ферромагнитной фазы в условиях вырождения спиновых подуровней определяется энергией образования доменных стенок, которая имеет Кулоновскую природу, ее оценка в приближении Хартри–Фока имеет вид $E_{dw} =$ $= 0.01e^2/\varepsilon l_b$. Данная величина в зависимости от концентрации добавлена на вставку к рис. 2*б*, видно, что экспериментальные результаты хорошо описываются данной моделью несмотря на ограниченность применения теории Хартри–Фока к сильновзаимодействующим ДЭС.



Рис. 3. Зависимость интенсивности спектральной линии СЭ от магнитного поля в окрестности фактора заполнения v = 1 при четырех различных температурах (образец 427 с концентрацией $n_s = 2.8 \cdot 10^{11}$ см⁻²).

Полученный результат является необычным с точки зрения спиновой динамики ферромагнитного состояния на факторе заполнения v = 1. Как было отмечено выше (см. рис. 16), степень спиновой поляризации имеет плавную и монотонную зависимость в окрестности данного фактора заполнения. На рис. 3 представлена зависимость интенсивности спектральной линии СЭ от фактора заполнения при 4 разных температурах. Напомним. что интенсивность линии СЭ характеризует степень поляризации спиновой подсистемы. При факторах заполнения v < 1 интенсивность линии имеет постоянное значение, что говорит о полной и устойчивой поляризации спиновой подсистемы. Однако при v = 1 в зависимости наблюдается излом и интенсивность линии начинает падать. Данный результат является следствием заполнения верхнего спинового подуровня нулевого уровня Ландау, что приводит к уменьшению свободных состояний для возбужденных электронов. Поскольку заполняется подуровень с противоположной проекцией спина, общий спин системы уменьшается, в результате чего происходит деполяризация. Пунктирной линией (см. рис. 3) представлена теоретическая зависимость деполяризации системы, в одночастичном приближении она имеет вид (2 - v)/v при v > 1. Видно, что она хорошо согласуется с экспериментальными данными. Отметим, что все четыре температурные зависимости практически совпадают. Данный результат свидетельствует о том, что в этом температурном диапазоне не происходит термодинамического разрушения ферромагнитного порядка. Это связано с тем, что минимальная энергетическая щель над основным состоянием в случае v = 1 определяется Зеемановским расщеплением спиновых подуровней, которое в данном случае имеет значение порядка *E_Z* ~ 16 К.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе была изучена термодинамическая устойчивость квантово-холловских ферромагнетиков при факторах заполнения v == 1 и 2. Было показано, что в случае v = 2 температура разрушения ферромагнитной фазы определяется энергией формирования доменных стенок $T_c \sim 0.01e^2/\varepsilon l_b$ в отличие от случая v = 1, где

устойчивость определяется зеемановским расщеплением над основным состояниям.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИФТТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Tsukazaki A., Ohtomo A., Kawasaki M. et al. // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. Art. No 233308.
- Kozuka Y., Tsukazaki A., Maryenko D. et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. Art. No 075302.
- Vankov A.B., Kaysin B.D., Kukushkin I.V. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. Art. No 235401.
- Kozuka Y., Tsukazaki A., Kawasaki M. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 1. Art. No 011303.
- 5. Кулик Л.В., Кирпичев В.Е. // УФН 2006. № 176. С. 365.
- Dobers M., von Klitzing K., Weimann G. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. Art. No 5453.
- 7. Ваньков А.Б., Кайсин Б.Д., Кукушкин И.В. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. С. 268.
- Jungwirth T., MacDonald A.H. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. Art. No 216801.

Thermodynamics of quantum-hall ferromagnets

B. D. Kaysin^{*a*, *}, I. V. Kukushkin^{*a*}

^aInstitute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia *e-mail: kaysin@issp.ac.ru

In strongly correlated two-dimensional electronic systems based on ZnO, the thermodynamic stability of quantum Hall ferromagnets was studied by means of inelastic light scattering at filling factors v = 1 and 2. It was found that the Curie temperature in the case of a ferromagnet at v = 2 is determined by the Coulomb energy of domain walls, in contrast to the case v = 1, in which the stability is determined by the Zeeman splitting of the spin sublevels.