

УДК 538.915

СПИНОВЫЙ ТРАНСПОРТ В ОБЪЕМЕ ХОЛЛОВСКОГО ДИЭЛЕКТРИКА

© 2023 г. А. В. Горбунов¹, *, А. В. Ларионов¹, Л. В. Кулик¹, В. Б. Тимофеев¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, Черноголовка, Россия

*E-mail: gorbunov@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

С помощью светосильной оптической системы визуализировано растекание в пространстве плотного ансамбля спиновых циклотронных магнитоэкситонов в квантово-холловском диэлектрике при факторе заполнения $\nu = 2$ (состояние целочисленного квантового эффекта Холла). Обнаружено, что способность распространяться недиффузионным образом на макроскопические расстояния присуща не только экситонам с импульсом порядка обратной магнитной длины, формирующим когерентный магнитоэкситонный конденсат, но и экситонам с импульсами, близкими к нулю.

DOI: 10.31857/S0367676522700314, EDN: ADVGMB

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к двумерным (2D) магнитоэкситонам в квантующем магнитном поле связан с обнаружением новых когерентных конденсированных состояний, не имеющих очевидных аналогов в физике трехмерных (3D) систем. Наиболее изученными с точки зрения экспериментальных и теоретических исследований являются триплетные циклотронные магнитоэкситоны (ТЦМЭ) в квантово-холловском диэлектрике (электронный фактор заполнения $\nu = 2$), образованные электронной вакансией (ферми-дыркой) на полностью заполненном нулевым электронном уровне Ландау и возбужденным электроном с перевернутым спином на пустом первом уровне Ландау (их еще называют спин-флип экситонами). ТЦМЭ являются долгоживущими композитными бозонами со спином $S = 1$, время жизни которых достигает миллисекунды [1]. При температурах $T < 1$ К и концентрациях $n_{ex} \sim (1-10)\%$ от плотности квантов магнитного потока в квантово-холловском изоляторе (фермиевской системе) образуется качественно новая магнитоэкситонная фаза, названная в работе [1] магнетофермионным конденсатом. Это состояние является экспериментальным примером конденсации композитных бозонов в пространстве обобщенных импульсов $\vec{q}$ — величин, зависящих как от пространственных координат, так и от их градиентов [2]. Макроскопическая когерентность новой фазы приводит к тому, что ее отклик на воздействие внешнего электромагнитного поля выше на порядок, чем в разреженном экситонном газе [1].

По сравнению с более привычным магнитоэкситоном, образованным электроном в зоне проводимости и дыркой в валентной зоне, ТЦМЭ отличается электрон-дырочной симметрией: массы электрона и дырки в нем равны. Поэтому пространственное перемещение ТЦМЭ не переносит ни заряд, ни массу, а только энергию и спин. Уникальной особенностью обнаруженного магнитоэкситонного конденсата является его способность растекаться из области фотовозбуждения в объем квантово-холловского изолятора на макроскопические расстояния. В работе [1] было продемонстрировано распространение конденсата фактически на весь размер образца ($\sim 3 \times 3$ мм). Первые же эксперименты по визуализации растекания [3] показали, что механизм переноса спина — недиффузионный. Во-первых, транспортная длина ТЦМЭ в конденсированном состоянии по крайней мере на три порядка больше, чем длина диффузии магнитоэкситонов в газовой фазе. Во-вторых, пространственный профиль плотности конденсата абсолютно не соответствует гауссовому распределению. При этом экспериментальная оценка скорости перемещения магнитоэкситонов внутри широкого пятна накачки дает значение $\geq 10^3$ см/с [4]. Столь высокие скорости переноса спина делают квантово-холловский диэлектрик перспективным объектом для быстрой передачи сигналов в спиновой подсистеме.

Спин-флип экситон имеет необычную дисперсионную зависимость: минимум его энергии находится не при нулевом обобщенном импульсе, $q = 0$, а в области значений вблизи обратной

магнитной длины, $q \approx 1/l_B$ [5]. В поле 4 Тл магнитная длина $l_B = \sqrt{\hbar/eB} \approx 10^{-6}$ см, т.е. для релаксации необходимо отдать довольно большой импульс. В работе [6] было показано экспериментально, что термализация ТЦМЭ является далеко не тривиальным и беспрецедентно длительным для трансляционно-инвариантных неравновесных электронных систем процессом. Оказалось, что одиночный спин-флип экситон с нулевым обобщенным импульсом, по-видимому, вообще не может релаксировать в нижайшее энергетическое состояние несмотря на то, что его время жизни может достигать значений ~ 1 мс. Связано это с принципиальной невозможностью одновременного выполнения законов сохранения энергии и импульса в процессе испускания акустических фононов одиночным триплетным магнитоэкситоном. Только экситон-экситонное рассеяние, эффективность которого возрастает с увеличением плотности магнитоэкситонного ансамбля, может приводить к быстрой термализации ТЦМЭ и образованию магнитоэкситонного конденсата [7]. По результатам работы [6] был сделан вывод, что магнитоэкситонный конденсат формируется из ТЦМЭ с обобщенными импульсами порядка обратной магнитной длины. Именно эти экситоны ответственны за быстрый недиффузионный перенос спина, но вопрос о физической природе этого столь необычного явления остается открытым и требует дальнейших исследований.

Настоящая работа посвящена дальнейшему изучению закономерностей распространения магнитоэкситонного конденсата в квантово-холловском диэлектрике с помощью оптической визуализации картины растекания с высоким пространственным разрешением.

МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В экспериментах исследовалась гетероструктура, содержащая одиночную, симметрично легированную, квантовую яму GaAs/AlGaAs шириной 31 нм с концентрацией электронов в 2D канале $n_e \approx 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ и темновой подвижностью $\mu_e \approx 1.5 \cdot 10^7$ см 2 /В·с. Образец размером $\sim 3 \times 3$ мм устанавливался во вставку с жидким ^3He , оснащенную оптическим окном, которая, в свою очередь, помещалась в ^4He -криостат со сверхпроводящим соленоидом. Эксперименты проводились в диапазоне температур 0.55–1.5 К в магнитном поле до 6 Тл, направленном перпендикулярно плоскости квантовой ямы.

Формирование ансамбля неравновесных ТЦМЭ и возбуждение сигнала фотolumинесценции (ФЛ) производилось с помощью одномодового лазерного диода (длина волны $\lambda \approx 780$ нм). Для контроля резонансного отражения использо-

вался перестраиваемый непрерывный полупроводниковый лазер с шириной линии 1 МГц. Высокая пространственная когерентность последнего затрудняет наблюдение изображения образца в отраженном свете из-за паразитной интерференции и спекл-структуры. Для снижения степени когерентности луч зондирующего лазера фокусировался на поверхность вращающегося матового стекла в пятно, изображение которого проецировалось на поверхность образца. Внутри вставки с ^3He была установлена светосильная двухлинзовая проекционная система, с помощью которой лазерное излучение фокусировалось на поверхность исследуемого образца. Подробное описание системы приведено в работах [3, 8]. Минимальный размер пятна накачки составлял ≈ 5 мкм. С помощью той же пары линз излучение резонансного отражения и ФЛ выводилось наружу в виде параллельного пучка. Увеличенное изображение образца ($\times 30$) проецировалось длиннофокусным объективом ($f = 360$ мм) на входную щель решеточного спектрометра с охлаждаемой ПЗС-камерой. Для подавления сигнала отражения от поверхности образца использовалась пара скрещенных линейных поляризаторов, помещенных вне криостата: один — на входе, в луче зондирующего лазера, а другой — на выходе, в отраженном пучке. Для отрезания излучения от лазера накачки выведенный из криостата параллельный пучок пропусклся через интерференционный светофильтр с шириной полосы $\Delta\lambda \approx 10$ нм. Следует подчеркнуть высокую чувствительность измерений к точности фокусировки на поверхность образца, погруженного в жидкий ^3He . Для плавного перемещения вдоль оптической оси столика с образцом был сконструирован специальный узел механической подачи. При оптимальной настройке удавалось приблизиться к расчетному пространственному разрешению ≥ 1 мкм (см. [9]).

Основным способом обнаружения ТЦМЭ является фотоиндуцированное резонансное отражение света (ФРО) [10]. Этот метод детектирует фотовозбужденные ферми-дырки, входящие в состав циклотронных магнитоэкситонов (сами триплетные магнитоэкситоны являются “темными” квазичастицами, не взаимодействующими в дипольном приближении с электромагнитным полем). При этом ФРО не позволяет определить, какова величина обобщенного импульса $\vec{q}$ у магнитоэкситонов, в состав которых входят эти ферми-дырки. Поэтому наряду с ФРО необходимо одновременно регистрировать спектры ФЛ 2D электронной системы: из них можно определить функцию распределения магнитоэкситонов по обобщенным импульсам [11, 12].

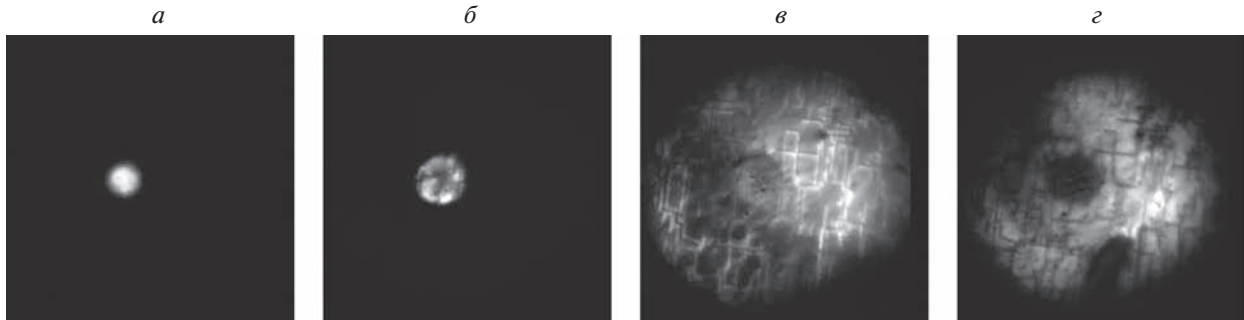


Рис. 1. Изображение образца: в свете фотолюминесценции (а) и в свете резонансного отражения на длинах волн λ_{max} (б), $\lambda_1 \approx (\lambda_{max} - 0.1 \text{ нм})$ (в) и $\lambda_2 \approx (\lambda_{max} - 0.2 \text{ нм})$ (г) (см. текст). Размер стороны кадра $\approx 310 \text{ мкм}$. $P_{pump} = 10 \text{ мВт}$. $T \approx 0.55 \text{ К}$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Использование в эксперименте проекционной оптической системы с высоким пространственным разрешением и прецизионной настройкой на резкость привело к обнаружению качественно новых закономерностей растекания магнитоэкситонного конденсата. Характерные особенности этого явления иллюстрирует рис. 1. Размер области фотовозбуждения совпадает с пятном фотолюминесценции (рис. 1а) и в данном случае составляет $\approx 30 \text{ мкм}$ по уровню 0.5 от максимума. На рис. 1б показано пространственное распределение интенсивности ФРО, наблюдаемое при настройке длины волны зондирующего лазера на значение λ_{max} , при котором сигнал отражения, регистрируемый спектрально, по интенсивности лазерной линии, максимален. На однородном бесструктурном фоне наблюдается правильное яркое круглое пятно, диаметр которого составляет здесь $\approx 40 \text{ мкм}$. С ростом мощности фотовозбуждения P_{pump} размер этого пятна постепенно увеличивается и может вырасти в 2–3 раза. Само пятно не выглядит совершенно однородным: в нем различима структура из тонких темных линий.

Картина пространственного распределения сигнала резонансного отражения кардинально меняется при отстройке зондирующего лазера в синюю сторону от λ_{max} . Сначала, при переходе к длине волны λ_1 , меньшей λ_{max} на $\approx 0.1 \text{ нм}$, яркость центрального пятна снижается, оно становится более однородным, а вокруг, по всему полю зрения, возгорается менее яркая картина, изрезанная сеткой из светлых тонких линий, ориентированных перпендикулярно друг другу (рис. 1в). Наконец, при достижении длины волны λ_2 , меньшей λ_{max} на $0.2\text{--}0.3 \text{ нм}$, яркость картины отражения на периферии становится максимальной, а контраст сетки линий меняется на противоположный. Теперь они темные на светлом фоне, а

пятно в центре также выглядит более темным (рис. 1г).

Причины обнаруженной эволюции картины растекания становятся яснее при сопоставлении спектров ФЛ и отражения, зарегистрированных в одном и том же месте образца при идентичных условиях измерений (см. рис. 2). Минимум в спектре отражения сдвинут относительно положения основного максимума в сторону больших энергий на $\approx 0.2 \text{ мэВ}$ или на 0.10 нм в сторону более коротких длин волн. Второй, менее интенсивный, максимум сдвинут по энергии на $\approx 0.44 \text{ мэВ}$ или на 0.23 нм в синюю сторону. Корреляция между сдвигами по длине волны зондирующего лазера при наблюдении картин в резонансном отражении на рис. 1б–1г и положениями экстремумов в спектре отражения очевидна. Тем не менее, остается вопрос, почему на длине волны λ_{max} размер яркой области отражения вокруг пятна накладки ограничен десятками микрон, тогда как при небольшой отстройке в синюю сторону высвечивается гораздо большая площадь, ограни-

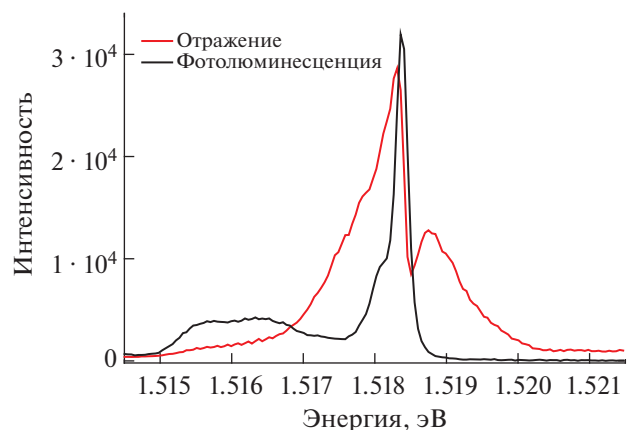


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции и отражения. $\nu = 2$. $P_{pump} = 30 \text{ мВт}$. $T \approx 0.55 \text{ К}$.

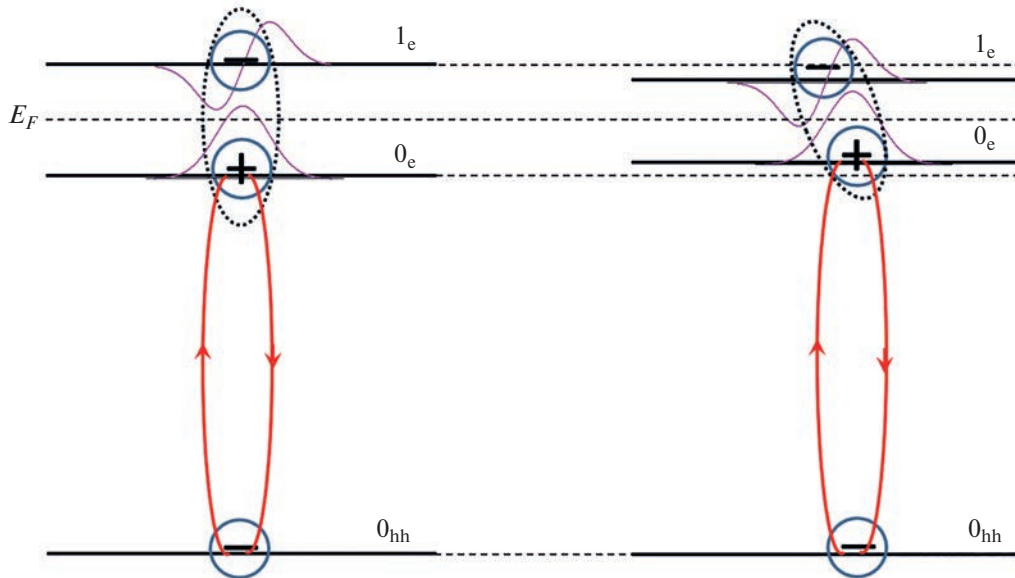


Рис. 3. Схема перекрытия волновых функций (сиреневые линии) и энергетических уровней ферми-дырки на нижайшем электронном уровне Ландау и возбужденного электрона на первом уровне, а также оптических переходов (0–0) при детектировании ферми-дырки с помощью резонансного отражения света (красные линии): для триплетных магнитоэкситонов с обобщенным импульсом $q \approx 0$ (а) и $q \approx 1/l_B$ (б).

ченная полем зрения оптической системы: в данном случае ≈ 350 мкм. Как уже упоминалось, при регистрации сигнала ФРО с помощью световодной техники [1] было зафиксировано распространение магнитоэкситонного конденсата на миллиметровые расстояния.

Здесь стоит вспомнить выводы работы [6] о том, что ансамбль ТЦМЭ состоит из рожденных светом магнитоэкситонов с обобщенными импульсами $q \approx 0$ и теми магнитоэкситонами, что заполняют энергетический минимум на дисперсионной кривой вблизи $q_{min} \approx 1/l_B$ и осуществляют перенос спина, фактически, на весь образец. Из результатов, приведенных на рис. 1, следует, что с помощью резонансного отражения на длине волны λ_{max} регистрируются только спин-флип экситоны с малой величиной обобщенного импульса, которые способны к распространению в пространстве на гораздо меньшие расстояния. При настройке в резонанс в условиях спектральной регистрации ФРО максимальная интенсивность сигнала отражения получается на той длине волны, которая соответствует детектированию именно экситонов с $q \approx 0$, сосредоточенных в относительно небольшой области вокруг пятна накачки. Смещение в сторону более коротких длин волн детектирует экситоны, сконденсировавшиеся в энергетическом минимуме, которые быстро растекаются на макроскопические расстояния и заполняют все поле зрения. Почему это происходит именно при синем смещении, можно понять из рис. 3. Дело в том, что ферми-дырка на нулевом

уровне Ландау описывается волновой функцией s -типа, тогда как возбужденный электрон на первом уровне Ландау – волновой функцией p -типа. Как следствие, интеграл перекрытия и, соответственно, энергия связи у электрона и ферми-дырки в ТЦМЭ с обобщенным импульсом $q \approx 0$ (рис. 3а) меньше, чем у экситона с $q \approx 1/l_B$ (рис. 3б). В результате уровни энергии у возбужденного электрона на первом уровне Ландау и ферми-дырки на нулевом уровне Ландау “притягиваются” к уровню Ферми несколько ближе, у магнитоэкситона с $q \approx 1/l_B$, чем у магнитоэкситона с $q \approx 0$ (сравни рис. 3а и 3б). Поэтому энергия фотона, детектирующего с помощью резонансного отражения света ферми-дырку в ТЦМЭ с $q \approx 1/l_B$, несколько выше, чем у фотона, детектирующего ферми-дырку с $q \approx 0$. Вычисление конкретной величины этого смещения требует отдельных теоретических расчетов.

Из результатов, приведенных на рис. 1, следует, что ТЦМЭ с малой величиной обобщенного импульса распространяются в пространстве далеко не тривиально. Распределение ТЦМЭ с малыми импульсами также не имеет ничего общего с диффузией. По существу, плотность ТЦМЭ в пространстве описывается ступенчатой функцией, а пространственный диаметр однородного плато ступени на два порядка величины превосходит длину свободного пробега отдельного ТЦМЭ с близким к нулевому импульсом [13]. Таким образом, можно предположить, что и при ма-

лых импульсах растекание ТЦМЭ имеет коллективный характер. Это наблюдение качественно подтверждает теоретическое утверждение, сделанное в работе [14], о том, что при $\nu = 2$ должно существовать 2 типа конденсированных состояний: одно из которых формируется из ТЦМЭ с $q \approx 0$, а второе — это магнитоэкситонный конденсат при $q \approx 1/l_B$.

Что касается сетки линий, наблюдаемых в картинах резонансного отражения (рис. 1в и 1г), то очевидно, что она связана с длинноволновыми флуктуациями случайного потенциала. По-видимому, это ступени террас на интерфейсе “квантовая яма—барьер”. Прямоугольный вид сетки предполагает, что линии ориентированы вдоль направлений типа $\langle 110 \rangle$ на плоскости (001). В результате статистической обработки изображений получена величина среднего размера террасы 23.7 ± 7.1 мкм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, с помощью оптической визуализации растекания триплетных циклотронных магнитоэкситонов в свете резонансного отражения для оптических переходов (0—0) обнаружено, что не только ТЦМЭ, формирующие когерентную фазу — магнитоэкситонный конденсат, способны недиффузионным образом переносить спин на миллиметровые расстояния по объему квантово-холловского диэлектрика. Спин-флип экситоны с импульсами вблизи нуля также могут распространяться на десятки микрон, причем ха-

рактер их распределения в пространстве несколько не похож на результат диффузии.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-12-00246).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Dickmann S. et al. // Nature Commun. 2016. V. 7. Art. No. 13499.
2. Avron J.E., Herbst I.W., Simon B. // Ann. Physics. 1978. V. 114. P. 431.
3. Kulik L.V., Kuznetsov V.A., Zhuravlev A.S. et al. // Sci. Reports. 2018. V. 8. Art. No. 10948.
4. Kulik L.V., Gorbunov A.V., Zhuravlev A.S. et al. // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 114. Art. No. 062403.
5. Kallin C., Halperin B.I. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. P. 3635.
6. Журавлев А.С., Кузнецов В.А., Горбунов А.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. С. 260.
7. Dickmann S., Kaysin B.D. // JETP Lett. 2021. V. 114. P. 585.
8. Gorbunov A.V., Kuznetsov V.A., Zhuravlev A.S. et al. // Ann. der Physik. 2019. V. 531. Art. No. 1800443.
9. Горбунов А.В., Ларионов А.В., Кулик Л.В., Тимофеев В.Б. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. С. 479.
10. Kulik L.V., Gorbunov A.V., Zhuravlev A.S. et al. // Sci. Reports. 2015. V. 5. Art. No. 10354.
11. Zhuravlev A.S., Kuznetsov V.A., Kulik L.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. Art. No. 196802.
12. Kuznetsov V.A., Kulik L.V., Velikanov M.D. et al. // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. Art. No. 205303.
13. Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Dickmann S. et al. // Nature Commun. 2016. V. 7. Art. No. 13499 (suppl. inform).
14. Dickmann S., Kulik L.V., Kuznetsov V.A. // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. Art. No. 155304.

Spin transport in a volume of a Hall dielectric

A. V. Gorbunov^{a, *}, A. V. Larionov^a, L. V. Kulik^a, V. B. Timofeev^a

^a Osipyan Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia

*e-mail: gorbunov@issp.ac.ru

A high-aperture optical system is used to visualize the spatial spreading of a dense ensemble of spin cyclotron magnetoexcitons in a quantum Hall dielectric at a filling factor $\nu = 2$ (a state of the integer quantum Hall effect). It has been found that the ability to propagate in a nondiffusive manner over macroscopic distances is inherent not only to excitons with a momentum on the order of the reciprocal magnetic length, which form a coherent magnetoexciton condensate, but also to excitons with momenta close to zero.