

УДК 538.915

## СПИНОВЫЙ ТРАНСПОРТ В ОБЪЕМЕ ХОЛЛОВСКОГО ДИЭЛЕКТРИКА

© 2023 г. А. В. Горбунов<sup>1</sup>, \*, А. В. Ларионов<sup>1</sup>, Л. В. Кулик<sup>1</sup>, В. Б. Тимофеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное 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 магнитоэкситонами, 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  $l_B = \sqrt{c\hbar/eB} \approx 10^{-6}$  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  $\sim 1$  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.

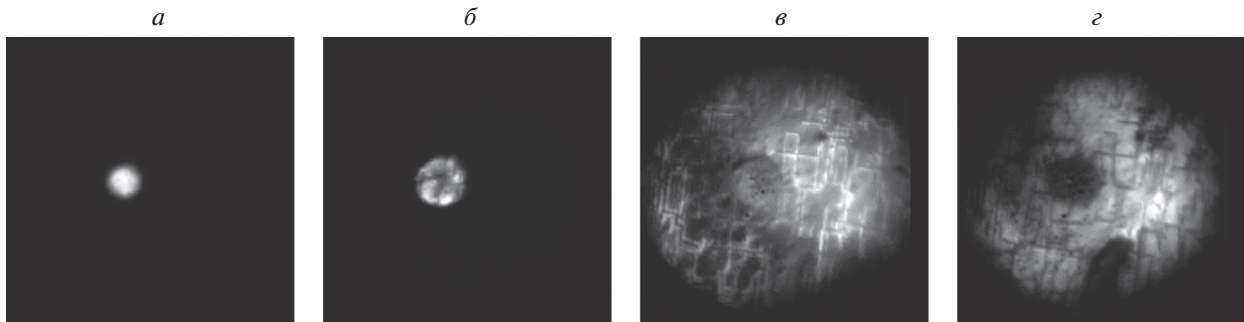
## МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

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  $^3\text{He}$ , оснащенную оптическим окном, которая, в свою очередь, помещалась в  $^4\text{He}$ -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  $^3\text{He}$  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  $\approx 5$  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  $^3\text{He}$ . Для плавного перемещения вдоль оптической оси столика с образцом был сконструирован специальный узел механической подачи. При оптимальной настройке удавалось приблизиться к расчетному пространственному разрешению  $\geq 1$  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 (*a*) и в свете резонансного отражения на длинах волн  $\lambda_{max}$  (*b*),  $\lambda_1 \approx (\lambda_{max} - 0.1 \text{ нм})$  (*v*) и  $\lambda_2 \approx (\lambda_{max} - 0.2 \text{ нм})$  (*z*) (см. текст). Размер стороны кадра  $\approx 310 \text{ мкм}$ .  $P_{pump} = 10 \text{ мкВт}$ .  $T \approx 0.55 \text{ К}$ .

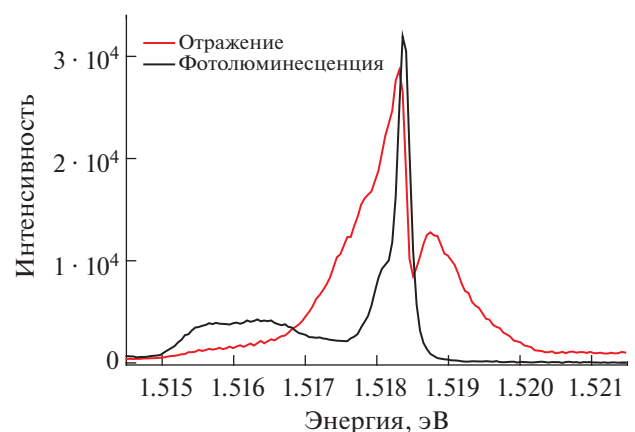
### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

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. 1*a*) и в данном случае составляет  $\approx 30 \text{ мкм}$  по уровню 0.5 от максимума. На рис. 1*b* показано пространственное распределение интенсивности ФРО, наблюдаемое при настройке длины волны зондирующего лазера на значение  $\lambda_{max}$ , 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.

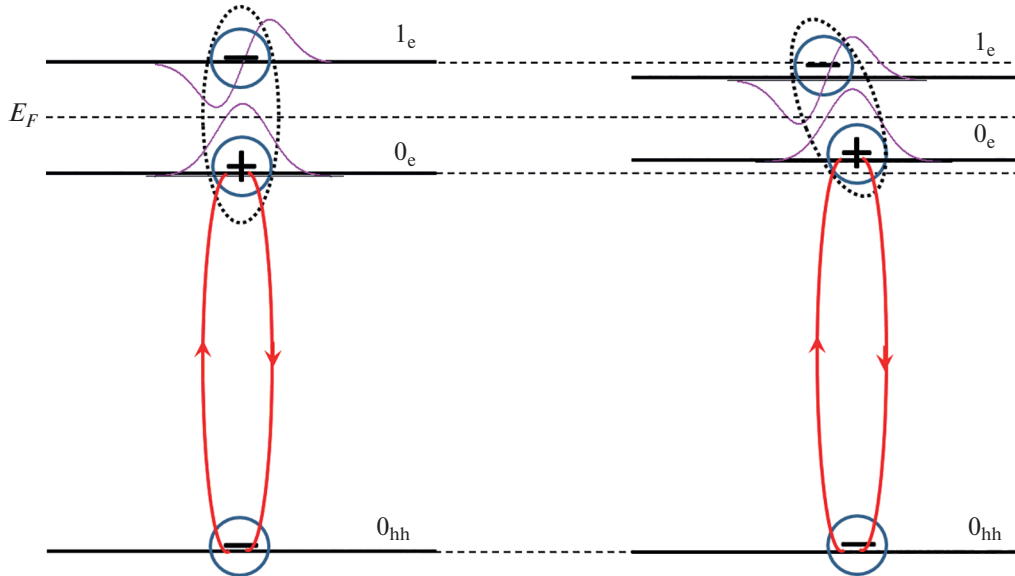
Картина пространственного распределения сигнала резонансного отражения кардинально меняется при отстройке зондирующего лазера в синюю сторону от  $\lambda_{max}$ . Сначала, при переходе к длине волны  $\lambda_1$ , меньшей  $\lambda_{max}$  на  $\approx 0.1 \text{ нм}$ , яркость центрального пятна снижается, 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. 1*v*). Наконец, при достижении длины волны  $\lambda_2$ , меньшей  $\lambda_{max}$  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. 1*z*).

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  $0.10 \text{ нм}$  в сторону более коротких длин волн. Второй, менее интенсивный, максимум сдвинут по энергии на  $\approx 0.44 \text{ мэВ}$  или на  $0.23 \text{ нм}$  в синюю сторону. Корреляция между сдвигами по длине волны зондирующего лазера при наблюдении картин в резонансном отражении на рис. 1*b–1z* и положениями экстремумов в спектре отражения очевидна. Тем не менее, остается вопрос, почему на длине волны  $\lambda_{max}$  размер яркой области отражения вокруг пятна noticeably ограничен десятками микрон, тогда как при небольшой отстройке в синюю сторону высвечивается гораздо бóльшая площадь, ограни-



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



**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  $\approx 350$  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  $\lambda_{max}$  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-

рых 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  $23.7 \pm 7.1$  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<sup>a, \*</sup>, A. V. Larionov<sup>a</sup>, L. V. Kulik<sup>a</sup>, V. B. Timofeev<sup>a</sup>

<sup>a</sup> 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.