ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2021, том 85, № 2, с. 190–195

УДК 538.915

# ТЕРМАЛИЗАЦИЯ ТРИПЛЕТНЫХ МАГНИТОЭКСИТОНОВ И СПИНОВЫЙ ТРАНСПОРТ В ХОЛЛОВСКОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

**© 2021 г. А. В. Горбунов[1], *, А. С. Журавлев[1], Л. В. Кулик[1], В. Б. Тимофеев[1]**

[1]*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт физики твердого тела Российской академии наук”, Черноголовка, Россия*

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

Поступила в редакцию 28.08.2020 г.
После доработки 25.09.2020 г.
Принята к публикации 28.10.2020 г.

Обнаружено, что термализация триплетных спин-флип магнитоэкситонов в квантово-холловском диэлектрике является процессом, беспрецедентно длительным для трансляционно-инвариантных неравновесных электронных систем. Показано, что магнитофермионный конденсат – состояние, отличительной характеристикой которого является способность быстро переносить спин на макроскопические расстояния, формируется из спин-флип экситонов с обобщенными импульсами порядка обратной магнитной длины.

**DOI:** 10.31857/S0367676521020101

## ВВЕДЕНИЕ

В квантово-холловском диэлектрике (фактор электронного заполнения $\nu = 2$) нижайшее по энергии возбуждение – это триплетный циклотронный магнитоэкситон (ТЦМЭ) или спин-флип (spin-flip) экситон, состоящий из электронной вакансии (ферми-дырки) на полностью занятом нулевом уровне Ландау и возбужденного электрона с перевернутым спином на пустом первом уровне Ландау [1, 2]. 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, $q \approx 1/l_B$ [3]. 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. Кроме того, ТЦМЭ оптически не активен: его излучательная рекомбинация запрещена по спину. Согласно теоретическим оценкам, при температуре $T \leq 0.25$ K характерное время релаксации такого спин-флип экситона путем испускания высокочастотных акустических фононов составляет ~1 с [4]. В высококачественной GaAs/AlGaAs-гетероструктуре с квантовой ямой (КЯ) шириной 25 нм экспериментально измеренное время жизни ТЦМЭ достигает ≈1 мс при $T = 0.45$ K [5]. За счет столь большого времени жизни удается создать ансамбль ТЦМЭ с плотностью $n_{ex} \geq 10^{10}$ см$^{-2}$ с помощью довольно слабого фотовозбуждения, не способного перегреть исследуемую систему. ТЦМЭ представляет собой композитный бозон со спином $S = 1$, и при температурах $T \leq 1$ K создание столь плотного бозонного ансамбля приводит к формированию в холловском изоляторе – чисто фермионной системе – нового необычного состояния – магнитофермионного конденсата (МФК) [5]. МФК – это первый экспериментальный пример конденсации композитных бозонов не в обычном пространстве, как в случае электрон-дырочной жидкости в объемных полупроводниках [6], и не в импульсном пространстве, как в случае атомных бозе-конденсатов [7], а в пространстве обобщенных импульсов – величин, зависящих как от пространственных координат, так и от их градиентов [8].

Отличительной особенностью МФК является способность быстро растекаться на макроскопические расстояния, ограниченные лишь размерами исследуемого образца [5, 9]. Прямые эксперименты показывают, что транспортная длина ТЦМЭ в конденсированном состоянии увеличивается, по крайней мере, на три порядка величины по сравнению с длиной диффузии магнитоэкситонов в газовой фазе [9]. Из-за имеющейся электрон-дырочной симметрии пространственное перемещение ТЦМЭ не связано с переносом заряда или массы, а только с переносом энергии и спина. Эксперименты по измерению скорости растекания ТЦМЭ из пятна фотовозбуждения в объем квантово-холловского изолятора [10] показали, что она может достигать ~$10^3$ см/с. Столь высокие скорости переноса спина делают квантово-холловский диэлектрик перспективным объ-

ектом для быстрой передачи сигналов в спиновой подсистеме.

В работе [10] были выдвинуты предположения о динамике релаксации ТЦМЭ в нижайшее энергетическое состояние на основе исследований кинетики резонансного отражения света. Как уже упоминалось, спин-флип экситон является “темным” и в дипольном приближении не взаимодействует со светом. Но для его детектирования можно использовать резонансное отражение света, соответствующего переходу “0–0” из валентной зоны на нулевой уровень Ландау, где находится ферми-дырка, входящая в состав ТЦМЭ, либо переходу “1–1” на первый уровень Ландау, где сидит возбужденный электрон. В равновесии переход “0–0” невозможен, поскольку все состояния на нулевом уровне заняты – ферми-дырки отсутствуют. При фотовозбуждении ситуация становится неравновесной, появляются ферми-дырки и возникает резонансное поглощение фотонов с соответствующей энергией. В эксперименте проще регистрировать резонансное отражение, которое сводится к поглощению и переизлучению резонансного фотона. Фотоиндуцированное резонансное отражение (ФРО) было успешно использовано для детектирования ТЦМЭ в работе [11]. Существенным недостатком измерений ФРО является то, что эта методика учитывает лишь общее количество фотовозбужденных ферми-дырок и не позволяет определить, какой обобщенный импульс имеют ТЦМЭ, в состав которых входят детектируемые фермиевские дырки. Если же речь идет о конденсации ТЦМЭ в одно или в несколько квантовых состояний, то вопросы о величине обобщенного импульса магнитоэкситонов и о том, каким образом этот импульс приобретается электронной системой, являются ключевыми для понимания того, как устроено возникающее конденсированное состояние.

В данной работе проведены одновременные измерения ФРО и фотолюминесценции (ФЛ) в двумерной электронной системе (2D-ЭС) в присутствии плотного ансамбля фотовозбужденных ТЦМЭ. В результате удалось определить величины обобщенного импульса “темных” спин-флип экситонов в конденсированном и газообразном состоянии. Обнаружено, 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 сможет 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 лишь включение двухэкситонных механизмов рассеяния, эффективность которых возрастает при достаточно высокой плотности магнитоэкситонного ансамбля, приводит к быстрой термализации магнитоэкситонов и образованию магнитофермионного конденсата. В работе показано, что само конденсированное состояние формируется из магнитоэкситонов с обобщенными импульсами порядка обратной магнитной длины.

## МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследовалась гетероструктура, содержащая одиночную, симметрично легированную, квантовую яму GaAs/AlGaAs шириной 31 нм с концентрацией электронов в 2D канале $1.8 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ и темновой подвижностью более $1.5 \cdot 10^7$ см$^2$/В · с. Симметричное легирование необходимо, чтобы минимизировать проникновение волновой функции электронов проводимости в барьер и уменьшить вклад в релаксацию возбужденных электронов случайного потенциала на гетерограницах КЯ и примесных состояний в барьере. Образец размером ≈3 × 3 мм помещался во вставку с жидким $^3$He, которая, в свою очередь, устанавливалась в $^4$He-криостат со сверхпроводящим соленоидом. Оптические измерения проводились при температуре 0.45 K в магнитном поле вблизи 4.2 Тл, которое соответствовало формированию холловского изолятора при факторе заполнения $\nu = 2$.

Эксперименты проводились с помощью двух многомодовых кварцевых световодов ∅400 мкм с числовой апертурой 0.39. Один световод служил одновременно для нерезонансной накачки неравновесных ТЦМЭ и резонансного зондирования двумерной электронной системы. Размер пятна накачки/зондирования ≈1 мм. С помощью второго световода собирались как отраженный свет, так и излучение ФЛ и передавались на входную щель решеточного спектрометра с охлаждаемой ПЗС камерой либо на лавинный фотодиод в режиме счета фотонов, подключенный к фотонному счетчику со стробированием во времени. Для формирования ансамбля неравновесных ТЦМЭ использовался лазерный диод (длина волны излучения ≈780 нм при спектральной ширине ≈10 нм), а для контроля резонансного отражения – перестраиваемый непрерывный лазер с шириной линии 1 МГц. Для подавления сигнала отражения от поверхности образца использовалась пара скрещенных сетчатых линейных поляризаторов, помещенных в жидкий гелий между торцами световодов и исследуемым образцом.

Модулирование тока лазерного диода с помощью генератора прямоугольных импульсов позволяло измерять $\tau$ – время спада сигнала ФРО из пятна фотовозбуждения после окончания импульса накачки. Увеличение длительности им-

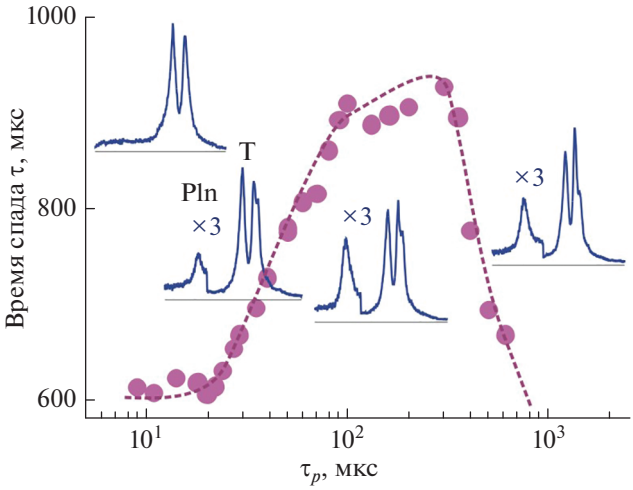


**Рис. 1.** Зависимость времени спада τ сигнала ФРО для ТЦМЭ от длительности импульса фотовозбуждения $\tau_p$. На вставках – спектры ФЛ, измеренные при $\tau_p$ = = 10, 30, 100 и 1000 мкс.

пульса накачки $\tau_p$ либо пиковой мощности $P_p$ приводило к возрастанию плотности магнитоэкситонов, накачиваемых за один импульс. Период следования импульсов $T_p$ выбирался таким, чтобы превысить все характерные переходные и релаксационные процессы в исследуемой системе, и составлял десятки миллисекунд.

Дополнительно были проведены измерения спектров ФЛ с пространственным разрешением в $^3$He-магнитокриостате с оптическим окном. Для мониторинга обобщенного импульса ТЦМЭ, утекающих из области фотовозбуждения, была применена схема эксперимента с двумя пятнами нерезонансной лазерной накачки диаметром $d_{pump}$ = = $d_{probe}$ ≈ 20 мкм, разнесенными друг от друга на расстояние $D$ ≈ 200 мкм. Одно из пятен использовалось для фотовозбуждения 2DЭС с мощностью $P_{pump}$, другое – для регистрации ФЛ при мощности $P_{probe}$, меньшей, по крайней мере, на порядок.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты измерений времени спада сигнала ФРО τ в зависимости от длительности импульса накачки $\tau_p$ при фиксированной пиковой мощности $P_p$ показаны на рис. 1. На кривой можно выделить три характерных участка. Первый соответствует низкому уровню возбуждения системы: концентрация ТЦМЭ составляет менее 1% от плотности квантов магнитного потока. В этом случае время τ слабо зависит от длительности импульса фотовозбуждения, составляя ≈600 мкс. На втором участке наблюдается рост τ приблизительно на 300 мкс, а на третьем – резкое падение. Здесь следует отметить, что при измерениях ФРО нельзя определить, за счет чего спадает сигнал после окончания импульса накачки. Это может быть связано как с релаксацией неравновесных спин-флип экситонов в основное состояние, так и с их уходом из пятна фотовозбуждения. В том и другом случае фиксируется уменьшение в пятне накачки/зондирования числа ферми-дырок, входящих в состав ТЦМЭ. Чтобы понять природу поведения ТЦМЭ в пятне фотовозбуждения в зависимости от накачиваемой экситонной плотности, были проведены одновременные измерения спектров ФЛ 2D-ЭС, из которых можно определить функцию распределения ТЦМЭ по обобщенным импульсам.

Как было показано ранее в работе [12], при малых концентрациях спин-флип магнитоэкситонов в спектре ФЛ исследуемой 2D-ЭС доминируют две одночастичные линии: одна в поляризации $\sigma^-$, а другая – в поляризации $\sigma^+$ (см. спектр (*1*) на рис. 2*а*). Эти линии отвечают излучательной рекомбинации электронов с проекциями спина +1/2 и –1/2 с тяжелыми дырками валентной зоны с проекциями спина –3/2 и +3/2, соответственно. По мере накопления ТЦМЭ в спектре ФЛ появляются две дополнительные линии (см. спектры (*2*) и (*3*) на рис. 2*а*), отвечающие рекомбинации из трехчастичных комплексов, составной частью которых оказывается триплетный спин-флип магнитоэкситон. Одна из этих линий (линия Pln) проявляется в $\sigma^-$-поляризации и имеет значительный энергетический сдвиг в сторону меньших энергий. Другая дополнительная линия (линия T) наблюдается в $\sigma^+$-поляризации и сдвинута гораздо меньше по сравнению с одночастичным переходом. В работе [12] было также показано, что оптические переходы в трехчастичных трансляционно-инвариантных комплексах разрешены, если эти переходы идут в симметрийно разрешенном канале. Одиночная фотовозбужденная тяжелая дырка в валентной зоне связывается в трионное состояние с ТЦМЭ, а затем в рамках однофотонного процесса переходит из валентной зоны в состояние ферми-дырки на нулевом уровне Ландау зоны проводимости. Этот процесс идет без изменения внутренних степеней свободы трионного состояния. Конечным состоянием процесса излучательной рекомбинации является либо синглетное по ферми-дыркам состояние в $\sigma^-$-поляризации, либо триплетное состояние в $\sigma^+$-поляризации (см. схемы на рис. 2*б*). Различие в свойствах этих двух состояний проистекает из того факта, что в $\sigma^-$-поляризации спиновые квантовые числа одной из ферми-дырок и возбужденного электрона совпадают. Возбужденный электрон может занять состояние ферми-дырки, передавая избыточную энергию другому электрону, а это есть не что иное, как маг-

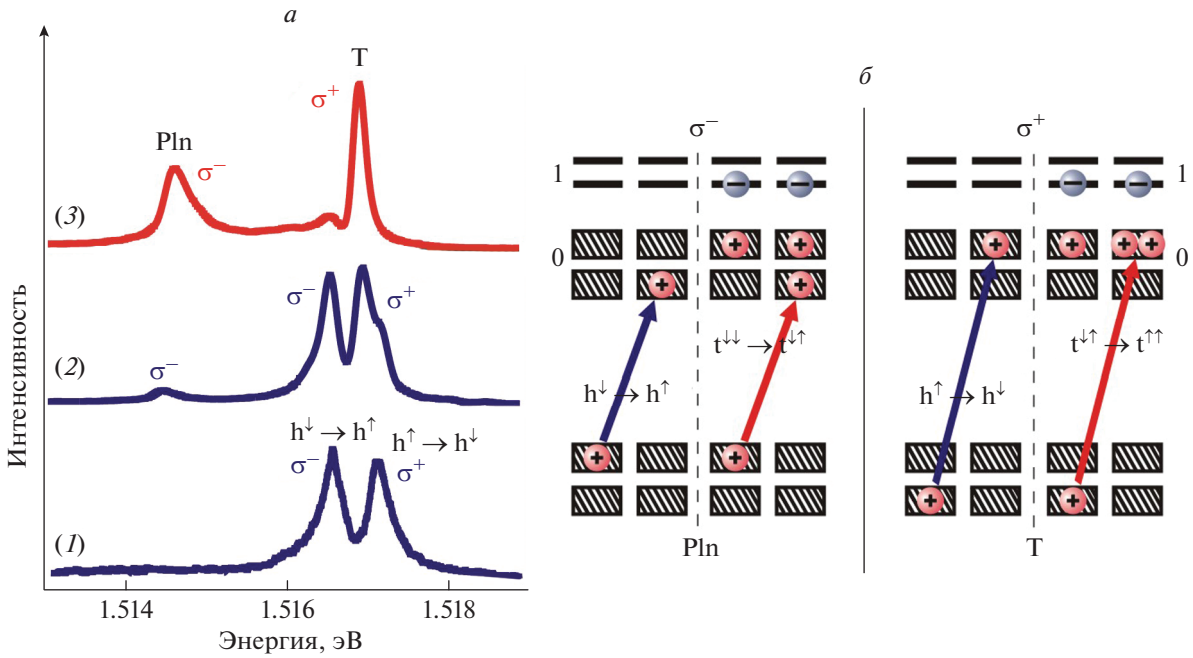


**Рис. 2.** Спектры ФЛ: (*1*) импульсное фотовозбуждение, $\tau_p$ = 10 мкс, $P_p$ = 100 мкВт; стационарное фотовозбуждение с двумя разнесенными пятнами накачки при $P_{probe}$ = 3 мкВт, $P_{pump}$ = 0 (*2*); $P_{probe}$ = 3 мкВт, $P_{pump}$ = 150 мкВт (*3*). Схема оптических переходов для двух направлений циркулярной поляризации (*б*).

нитоплазмон в присутствии дополнительной ферми-дырки или плазмарон [13]. Электрон, входящий в трион, не может участвовать в плазменных колебаниях. Энергия триона не несет информации об обобщенном импульсе входящего в него магнитоэкситона, что объясняется малой дисперсией магнитоэкситонов по сравнению с характерной шириной линии ФЛ триона. Фактически, интенсивность линии триона учитывает полную плотность магнитоэкситонов в пятне возбуждения/зондирования. Спектр ФЛ плазмарона, напротив, несет информацию как о полном числе магнитоэкситонов, так и о функции распределения плазмаронов по энергиям, из которой, в свою очередь, следует функция распределения входящих в плазмарон магнитоэкситонов по обобщенным импульсам, которые они имели к моменту формирования плазмарона [12, 14]. Таким образом, несмотря на то, что “темные” триплетные спин-флип экситоны не являются оптически активными, их наличие можно детектировать косвенным методом – через модификацию спектров ФЛ, отвечающих оптически активным каналам рекомбинации. Иными словами, оптические переходы с участием трехчастичных комплексов являются “сигнальными метками” на появление в области зондирования триплетных спиновых магнитоэкситонов.

На вставках на рис. 1 видно, что в условиях малых плотностей фотовозбуждения число ТЦМЭ с большими обобщенными импульсами мало́ – линия плазмарона отсутствует. При увеличении экситонной плотности начинается процесс рассеяния ТЦМЭ с импульсами $q \approx 0$ в область минимума дисперсионной зависимости – линия плазмарона с импульсами ТЦМЭ $q \approx 1/l_B$ растет быстрее, чем линия триона. Поскольку этот процесс начинается с некоторой критической длительности импульса накачки (т.е. с критической плотности ТЦМЭ), естественно предположить, что спин-флип экситоны за время жизни не успевают термализоваться и заполнить энергетические состояния вблизи минимума дисперсионной зависимости. Это дает оценку снизу на время внутридолинной релаксации магнитоэкситонов – не менее 600 мкс. Причина такой медленной внутридолинной релаксации состоит в невозможности одновременного удовлетворения законам сохранения энергии и импульса при испускании акустического фонона. Конкретные значения времени релаксации связаны с параметрами гетероструктуры.

Процесс рассеяния ТЦМЭ в нижайшее энергетическое состояние сопровождается появлением в спектрах ФЛ линии плазмарона, что сигнализирует о заполнении магнитоэкситонных состояний вблизи минимума дисперсионной зависимости. При этом время релаксации ТЦМЭ в основное состояние, измеренное с помощью резонансного отражения, увеличивается (второй участок на зависимости $\tau(\tau_p)$, рис. 1). Это очевидный результат, так

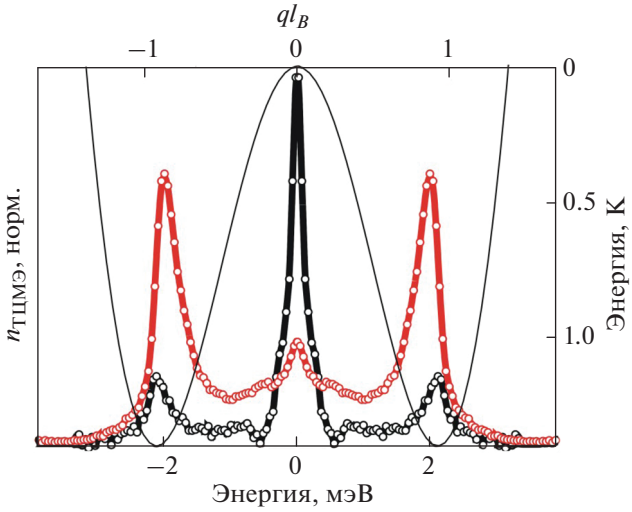


**Рис. 3.** Распределение плазмаронов по энергиям (нижняя шкала) и импульсам (верхняя шкала) для двух режимов стационарного фотовозбуждения, соответствующих спектрам (*2*) (черная кривая) и (*3*) (красная кривая) на рис. 2. Тонкая линия – дисперсия триплетных магнитоэкситонов, рассчитанная в соответствии с результатами работы [3].

как в процессе релаксации в основное состояние спин-флип экситоны должны, помимо энергии, отдать большой импульс $q \approx 1/l_B$. Наиболее интересным является поведение спектров ФЛ в режиме, когда ТЦМЭ начинают уходить из пятна возбуждения. В этом случае время жизни τ, измеренное с помощью ФРО, резко уменьшается. Одновременно наблюдается дисбаланс в общем числе накачиваемых в пятно возбуждения ТЦМЭ, измеряемом с помощью линии триона, и числе ТЦМЭ с обобщенным импульсом $q \approx 1/l_B$, измеряемом с помощью линии плазмарона. Общее число накачиваемых ТЦМЭ растет, а число ТЦМЭ с импульсами порядка обратной магнитной длины уменьшается. Таким образом, очевидно, что из пятна возбуждения уходят не все фотовозбужденные ТЦМЭ, а только ТЦМЭ с обобщенным импульсом $q \approx 1/l_B$.

Дополнительная экспериментальная проверка этого, ключевого для описания свойств спин-флип экситонов, утверждения была произведена путем измерения спектров ФЛ не в само́м пятне возбуждения, а в области, удаленной от него на расстояние $D \approx 200$ мкм. При увеличении плотности мощности фотовозбуждения интенсивность линии плазмарона в пространственно удаленной области растет до тех пор, пока интегральная интенсивность линии плазмарона не приблизится к интегральной интенсивности линии триона. Это означает, что практически все спин-флип экситоны, пришедшие в область регистрации из пятна возбуждения, имеют обобщенный импульс $q \approx 1/l_B$. Вычитая с соответствующим весом спектр ФЛ равновесной 2D-ЭС из спектров ФЛ 2D-ЭС в удаленной от точки возбуждения области, можно получить распределение по обобщенным импульсам неравновесных магнитоэкситонов (рис. 3). Из приведенных функций распределения $n_{ТЦМЭ}(q)$ в отсутствии и при наличии удаленного фотовозбуждения становится очевидным, что именно магнитоэкситоны с импульсами порядка обратной магнитной длины принимают участие в магнитоэкситонном транспорте.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен экспериментальный метод построения функции распределения спин-флип магнитоэкситонов по обобщенным импульсам, что является существенным шагом в понимании физики “темных"" триплетных магнитоэкситонов и магнитофермионного конденсата, учитывая диапазон вариации обобщенного импульса от 0 до более, чем $10^6$ см$^{-1}$. Показано, что перенос магнитоэкситонной плотности на большие расстояния осуществляется не всеми магнитоэкситонами, а только теми, импульс которых близок к обратной магнитной длине. Таким образом, можно сделать вывод о том, что магнитофермионный конденсат формируется из магнитоэкситонов с дипольным моментом порядка магнитной длины, умноженной на элементарный электронный заряд. Из-за невозможности удовлетворить законам сохранения энергии и импульса одновременно в ансамбле неравновесных магнитоэкситонов не происходит полной термализации. Релаксация в нижайшее энергетическое состояние протекает за счет двухэкситонных процессов, которые становятся заметными по достижению неравновесным ансамблем магнитоэкситонов некоторой критической плотности. Вследствие сверхдлинных времен термализации ансамбль магнитоэкситонов является существенно неравновесным. Он разбивается на надконденсатные магнитоэкситоны с обобщенными импульсами $q \approx 0$, доля которых определяется не только внешней температурой, но и динамикой фотовозбуждения, двухэкситонной внутридолинной релаксацией и транспортом магнитоэкситонов из пятна возбуждения, и на магнитоэкситоны с импульсами $q \approx 1/l_B$, которые участвуют в формировании магнитофермионного конденсата и в экситонном транспорте (т.е. и в переносе спина) на макроскопические расстояния. Таким образом, фотовозбужденная система магнитоэкситонов существенно отличается от системы непрямых в импульсном пространстве экситонов в объемных полупроводниках, таких, как Ge и Si, где долгоживущие экситоны термализуются за времена жизни [15]. Примером неравновесной бозе-системы, близкой к системе

спин-флип магнитоэкситонов, следует рассматривать параметрически накачиваемые бозе-эйнштейновские конденсаты магнонов в пленках железо-иттриевого граната [16].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 16-12-10075).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dickmann S., Kukushkin I.V.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. Art. No 241310.
2. *Kulik L.V., Kukushkin I.V., Dickmann S. et al.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. Art. No 073304.
3. *Kallin C., Halperin B.I.* // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. P. 3635.
4. *Dickmann S.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. Art. No 166801.
5. *Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Dickmann S. et al.* // Nat. Commun. 2016. V. 7. Art. No 13499.
6. *Keldysh L.V.* // Contemp. Phys. 1986. V. 27. P. 395.
7. *Anglin J.R., Ketterle W.* // Nature. 2002. V. 416. P. 211.
8. *Avron J.E., Herbst I.W., Simon B.* // Ann. Phys. 1978. V. 114. P. 431.
9. *Kulik L.V., Kuznetsov V.A., Zhuravlev A.S. et al.* // Sci. Rep. 2018. V. 8. Art. No 10948.
10. *Kulik L.V., Gorbunov A.V., Zhuravlev A.S. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 114. Art. No 062403.
11. *Kulik L.V., Gorbunov A.V., Zhuravlev A.S. et al.* // Sci. Rep. 2015. V. 5. Art. No 10354.
12. *Zhuravlev A.S., Kuznetsov V.A., Kulik L.V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. Art. No 196802.
13. *Heidin L., Lundqvist B.I., Lundqvist S.* // Sol. St. Commun. 1967. V. 5. P. 237.
14. *Kuznetsov V.A., Kulik L.V., Velikanov M.D. et al.* // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. Art. No 205303.
15. *Кукушкин И.В., Кулаковский В.Д., Тимофеев В.Б.* // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 1. С. 36.
16. *Demokritov S.O., Demidov V.E., Dzyapko O. et al.* // Nature. 2006 V. 443. P. 430.

# Thermalization of triplet magnetoexcitons and spin transport in a Hall dielectric

**A. V. Gorbunov[a], *, A. S. Zhuravlev[a], L. V. Kulik[a], V. B. Timofeev[a]**

[a] *Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*

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

It was found that the thermalization of triplet spin-flip magnetoexcitons in a quantum Hall dielectric is an unprecedentedly long process for translation-invariant nonequilibrium electronic systems. The magnetofermionic condensate, a state characterized by the ability to rapidly transfer spin over macroscopic distances, is formed by the spin-flip excitons with generalized momenta of the order of the reciprocal magnetic length.