

# ДОЛГОЖИВУЩИЕ ДВУМЕРНЫЕ ТРИПЛЕТНЫЕ МАГНИТОЭКСИТОНЫ В ХОЛЛОВСКОМ ИЗОЛЯТОРЕ

Л. В. Кулик, А. В. Горбунов\*, А. С. Журавлев, В. Б. Тимофеев, И. В. Кукушкин

*Институт физики твердого тела Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 21 августа 2015 г.

Разработана экспериментальная техника, позволяющая осуществлять фотовозбуждение ансамбля трансляционно-инвариантных триплетных экситонов, манипулирование ансамблем и детектирование свойств его составляющих. Исследовано, в частности, влияние температуры на процесс безызлучательного распада, связанный с релаксацией экситонного спина в основное состояние холловского изолятора при факторе заполнения  $\nu = 2$ . Рождение фотовозбужденных электронов и дырок контролировалось по спектрам фотоиндуцированного резонансного отражения, что позволяло оценивать плотность рожденных светом электронно-дырочных пар и контролировать независимым образом самосогласованное рождение электронов на первом уровне Ландау и дырок (вакансий) на основном (нулевом) электронном циклотронном уровне. Существование триплетных экситонов устанавливалось по спектрам неупругого рассеяния света, из которых определялась величина синглет-триплетного экситонного расщепления. Обнаружено, что времена жизни триплетных экситонов, тесно связанные с временами релаксации электронного спина, чрезвычайно велики и в высокосовершенных гетероструктурах GaAs/AlGaAs с большой подвижностью двумерных электронов достигают 100 мкс при низких температурах. Дается качественное объяснение столь большим временам спиновой релаксации, а также обсуждается ожидаемое коллективное поведение триплетных магнитоэкситонов большой плотности при достаточно низких температурах, связанное с их бозевской природой.

*Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 85-летию Л. В. Келдыша*

DOI: 10.7868/S0044451016030123

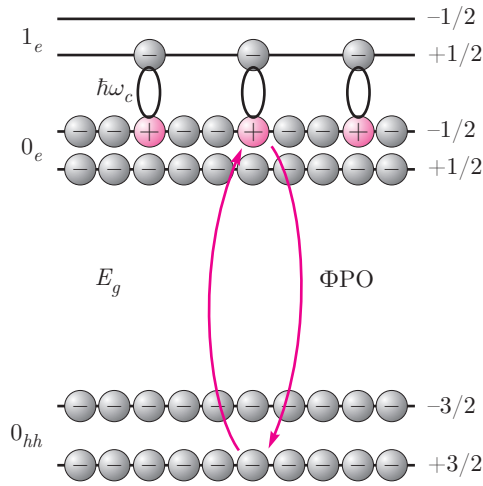
## 1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к экситонным возбуждениям в фермиевских системах носителей заряда возник достаточно давно. В этой связи уместно напомнить о сингулярности Махана, которая возникает на краю вырожденного фермиевского спектра из-за кулоновских электронно-дырочных корреляций (см., например, работы [1, 2]). В случае возбуждения экситонов в трехмерных металлах считалось, что такие неравновесные состояния крайне нестабильны и являются короткоживущими. Действительно, в недавно выполненных экспериментах с использованием фемтосекундного лазера возбуждались очень короткоживущие экситоны на поверхности металлического серебра [3]. Однако ситуация с временами жиз-

ни экситонных возбуждений определенного типа в двумерном металле, помещенном в достаточно сильное поперечное слою магнитное поле, изменяется самым радикальным образом. Принципиальная возможность возбуждения экситонных состояний в режиме квантового эффекта Холла, целочисленного и дробного, уже обсуждалась в литературе [4–6], равно как и само существование долгоживущих экситонных возбуждений [7–9]. Отметим также теоретическую работу [10], в которой показано, что в сильном магнитном поле двумерная электронно-дырочная система должна вести себя почти как идеальный бозе-газ.

Недавно нами были исследованы (см. работу [11]) двумерные экситоны в условиях фотовозбуждения холловского изолятора при факторе заполнения  $\nu = 2$  в широкой, симметрично легированной квантовой яме GaAs. В этой работе двумерные электроны основного, полностью заполненного уровня Ландау ( $n_L^e = 0$ ) возбуждались светом на ближай-

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



**Рис. 1.** Схема одноэлектронных состояний холловского изолятора при факторе заполнения  $\nu = 2$  в условиях возбуждения триплетного циклотронного спин-флип МЭ. Слева указаны номера уровней Ландау для электрона в зоне проводимости ( $0_e$ ,  $1_e$ ) и тяжелой дырки в валентной зоне ( $0_{hh}$ ), справа — значения проекции спина  $S_z$  для каждого спинового подуровня. С самого низкого, полностью заполненного, уровня Ландау ( $n_L^e = 0$ ) электрон возбуждается на ближайший пустой циклотронный уровень ( $n_L^e = 1$ ) и оказывается на его нижнем спиновом подуровне с перевернутым спином (spin-flip). Этот электрон связывается с положительно заряженной дыркой (электронной вакансией) на верхнем спиновом подуровне нулевого уровня Ландау ( $n_L^e = 0$ ) в триплетное состояние (условно показано эллипсами). Регистрация фотоиндуцированного резонансного отражения (ФРО) иллюстрируется резонансными переходами (изогнутые стрелки), имеющими смысл виртуального поглощения и переизлучения фотона.  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $\hbar\omega_c$  — циклотронная энергия

ший электронный циклотронный уровень ( $n_L^e = 1$ ). При таких условиях на основном электронном циклотронном уровне ( $n_L^e = 0$ ) появляются дырки (вакансии электронов). Фотовозбужденные электроны связываются с положительно заряженными дырками и образуют экситоны подобно тому, как рождаются светом экситоны в обычном полупроводнике. Такие экситоны будем в дальнейшем называть циклотронными магнитоэкситонами (МЭ). Благодаря спиновым степеням свободы электронов и дырок, циклотронные МЭ оказываются двух типов: синглетные и триплетные (рис. 1). Синглетные экситоны имеют результирующий спин  $S = 0$ , и их энергия возбуждения, согласно теореме Кона [12], в точности равна циклотронной энергии  $\hbar\omega_c$ . Синглетный экситон называют еще и бесспиновым магни-

топлазмонном. Радиационное время жизни синглетного экситона определяется дипольно-разрешенной рекомбинацией электрона с первого циклотронного уровня ( $n_L^e = 1$ ) с дыркой (вакансией) на основном электронном уровне ( $n_L^e = 0$ ) с испусканием циклотронного фотона. Характерные времена такой излучательной рекомбинации около наносекунды [13]. У триплетных циклотронных МЭ полный спин  $S = 1$ , а спиновые проекции вдоль направления магнитного поля  $S_z = -1, 0, +1$ .

В отличие от синглетных экситонов, которые называют еще «светлыми» (bright), триплетные экситоны являются «темными» (dark), поскольку их излучательная аннигиляция строго запрещена в дипольном приближении. Вместе с тем для триплетных экситонов не возникает ограничений из-за соображений симметрии, связанных с теоремой Кона. Поэтому они обладают энергией связи, обусловленной кулоновским электронно-дырочным взаимодействием. Заметим, что синглет-триплетное расщепление обращается в нуль при  $k = 0$  только в первом порядке теории возмущений по малому параметру отношения кулоновской энергии к циклотронной. Во втором порядке теории возмущений это расщепление достигает долей миллиэлектронвольта в рассматриваемых магнитных полях [8]. Именно это расщепление приводит к тому, что спин-триплетный циклотронный МЭ оказывается возбуждением с наименьшей энергией при всех четных целочисленных состояниях квантового эффекта Холла [14].

К настоящему времени нами отработана экспериментальная техника [11], с помощью которой можно возбуждать светом ансамбль трансляционно-инвариантных, т. е. свободных, триплетных циклотронных МЭ, контролировать его параметры и исследовать кинетику релаксации экситонов в основное состояние (измерение безызлучательного времени жизни). Априори можно предполагать, что в условиях тестирования холловского изолятора при факторе заполнения  $\nu = 2$  сигнал резонансного отражения, соответствующий переходу с нулевого уровня Ландау тяжелых дырок валентной зоны ( $n_L^h = 0$ ) на нулевой уровень Ландау электронов зоны проводимости ( $n_L^e = 0$ ), должен отсутствовать, поскольку все электронные состояния основного электронного циклотронного уровня полностью заполнены.

Однако при включении оптической накачки, которая возбуждает электроны на верхние уровни Ландау ( $n_L^e > 1$ ), при достаточно низкой температуре естественно ожидать образования триплет-

ных циклотронных МЭ с проекцией спина  $S_z = -1$ , поскольку именно эти экситоны являются возбужденным состоянием с наименьшей энергией в двумерной электронной системе в магнитном поле. Поэтому процесс формирования триплетных циклотронных МЭ должен проявиться в уменьшении числа незаполненных состояний первого электронного уровня Ландау ( $n_L^e = 1$ ) и в одновременном возникновении незаполненных состояний (вакансий) на нулевом электронном уровне ( $n_L^e = 0$ ). Соответствующие изменения в спектрах отражения естественно назвать фотоиндуцированным резонансным отражением (ФРО). В спектрах ФРО должны наблюдаться два пика: положительный пик, соответствующий оптическому переходу с нулевого циклотронного уровня тяжелых дырок ( $n_L^h = 0$ ) на верхний спиновый подуровень нулевого циклотронного уровня двумерных электронов ( $n_L^e = 0$ ) — переход (0–0), а также отрицательный пик, который отвечает переходу с первого циклотронного уровня тяжелых дырок валентной зоны ( $n_L^h = 1$ ) на первый электронный циклотронный уровень ( $n_L^e = 1$ ) — переход (1–1). Если положительный пик ответствен за возникновение вакансий на верхнем спиновом подуровне нулевого циклотронного уровня электронов ( $n_L^e = 0$ ), то отрицательный пик отвечает за уменьшение числа вакансий на первом циклотронном электронном уровне ( $n_L^e = 1$ ). Таким образом, предлагаемый метод ФРО является непрямым способом тестирования триплетных (оптически неактивных!) экситонов с использованием оптически разрешенных переходов из валентной зоны в зону проводимости — переходы (0–0) и (1–1).

## 2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе использовались высокосовершенные гетероструктуры GaAs/AlGaAs с темновой подвижностью двумерных электронов в диапазоне  $(5-20) \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с. Высокое качество структур чрезвычайно существенно для обнаружения и наблюдения триплетных МЭ. Эксперименты проводились на двух наборах образцов с одиночными квантовыми ямами (КЯ) GaAs/AlGaAs ширинами 17 и 35 нм, симметрично легированными с двух сторон. В каждом наборе ширина КЯ оставалась фиксированной, а концентрация электронов в двумерном канале в разных образцах была разной и находилась в диапазоне  $5 \cdot 10^{10}$ – $2.5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Работа с отдельно взятым образцом с фикси-

рованным значением электронной концентрации обеспечивала возможность измерения одной точки на экспериментальном графике зависимости времени спиновой релаксации от магнитного поля при фиксированном факторе заполнения  $\nu = 2$  (одна экспериментальная точка — один образец).

Образцы с характерными размерами  $3 \times 3$  мм<sup>2</sup> помещались в криостат с жидким <sup>3</sup>He, оснащенный системой откачки паров гелия. Этот криостат, в свою очередь, размещался в криостате с жидким <sup>4</sup>He и сверхпроводящим соленоидом. Используемая криосистема позволяла выполнять оптические и транспортные измерения, опускаясь до температуры 0.45 К в магнитных полях вплоть до 14 Тл.

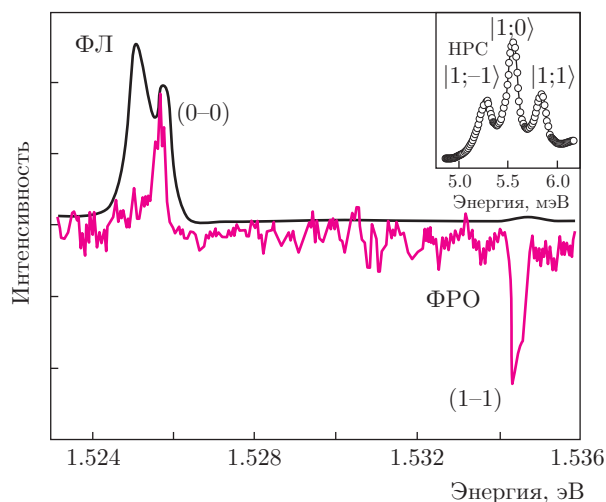
Спектральные измерения проводились с использованием двух многомодовых кварцевых световодов диаметром 400 мкм с числовой апертурой 0.39. Один световод использовался для подвода лазерного возбуждения к образцу, а второй служил для сбора сигнала излучения от образца и последующей его передачи на входную щель дифракционного спектрометра с регистрирующей охлаждаемой ССD-камерой. При измерениях резонансного отражения световоды устанавливались симметрично, под углом приблизительно 10° к нормали образца, так чтобы центральная ось отраженного от образца лазерного пучка совпадала с осью принимающего световода. Для подавления вклада лазерного излучения, рассеянного и отраженного от поверхностей образца и световодов, использовались скрещенные линейные поляризаторы, установленные между торцами световодов и образцом.

В работе использовались два перестраиваемых по длине волны непрерывных лазера с ширинами лазерной линии 5 и 20 МГц: один — для резонансного возбуждения двумерной электронной системы, а другой — для измерения спектров ФРО, фотолюминесценции и неупругого рассеяния света. Во избежание эффектов перегрева мощность лазерной накачки, возбуждающей электроны на высоко расположенные уровни Ландау с квантовыми номерами  $n_L^e > 1$ , не превышала 0.3 мВт. Мощность вводимого в тот же световод излучения зондирующего лазера была на порядок меньше. Спектр резонансного отражения измерялся с помощью сканирования длины волны зондирующего лазера и регистрации интенсивности лазерной линии ССD-камерой на выходе спектрометра. Дифференциальный спектр ФРО получался как разность спектров резонансного отражения при включенной резонансной лазерной накачке и без нее.

Для измерений кинетики ФРО излучение лазерной накачки модулировалось механическим прерывателем — вращающимся диском с радиальной щелью. При периоде вращения диска 11 мс и фокусировке лазерного пятна на диск микроскопным объективом длительность фронта/спада лазерного импульса, проходящего сквозь щелевое отверстие, составила 2 мкс. Длина волны зондирующего лазера устанавливалась на максимум (минимум) в спектре ФРО для записи кривой спада (нарастания) сигнала после окончания импульса накачки. Отраженное от поверхности образца тестирующее лазерное излучение пропусклось через узкополосный интерференционный светофильтр (ширина полосы 1.1 нм) для отсекания излучения лазера накачки и затем фокусировалось на вход кремниевого лавинного фотодиода, работающего в режиме регистрации одиночных фотонов. С помощью системы счета фотонов с временным стробированием сигнал резонансного отражения измерялся и накапливался как функция временной задержки от момента выключения возбуждающего лазерного импульса. В результате регистрировалась кривая затухания (либо нарастания) ФРО.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

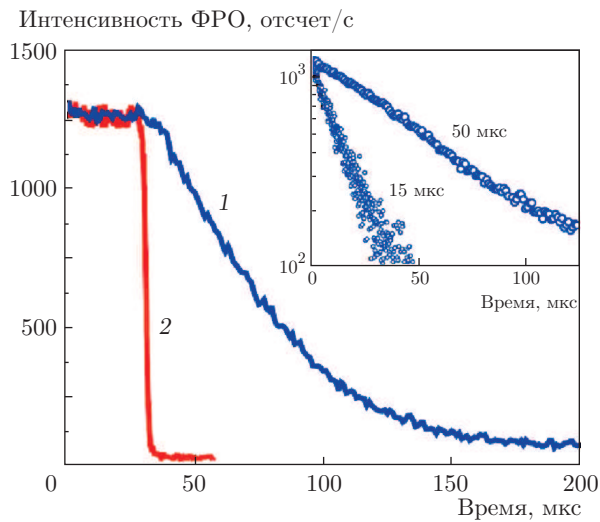
По спектрам ФРО удавалось контролировать рождение фотовозбужденных электронов на первом циклотронном уровне ( $n_L^e = 1$ ) и дырок (вакансий) на нулевом циклотронном уровне двумерной электронной системы ( $n_L^e = 0$ ). На рис. 2 представлены спектры фотолюминесценции и ФРО, измеренные экспериментально, при факторе заполнения  $\nu = 2$ . В спектре фотолюминесценции отчетливо виден циркулярно-поляризованный дублет ( $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -компоненты), соответствующий электронным переходам (0–0). Величина дублетного расщепления соответствует сумме спинового расщепления в магнитном поле основного циклотронного уровня тяжелых дырок валентной зоны ( $n_L^h = 0$ ) и спинового расщепления основного циклотронного уровня двумерных электронов зоны проводимости ( $n_L^e = 0$ ). В спектре ФРО, в полном соответствии с изложенными выше ожиданиями, виден положительный пик в области электронных переходов (0–0), а также отрицательный пик в области электронных переходов (1–1). Такое поведение спектров ФРО обусловлено образованием низкоэнергетических МЭ, состоящих из электронов первого электронного уровня Ландау



**Рис. 2.** Спектры фотолюминесценции (ФЛ) и ФРО при  $\nu = 2$ , измеренные в КЯ GaAs/AlGaAs шириной 17 нм (темновая подвижность электронов  $5 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с, электронная концентрация  $2.4 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>) в перпендикулярном плоскости КЯ магнитном поле 5 Тл при температуре  $T = 0.45$  К. Оптический переход (0–0) происходит между основными циклотронными уровнями электронов зоны проводимости ( $n_L^e = 0$ ) и тяжелых дырок валентной зоны ( $n_L^h = 0$ ), переход (1–1) — между первыми циклотронными уровнями:  $n_L^e = 1$  и  $n_L^h = 1$ . На вставке — спектр резонансного неупругого рассеяния света (НРС), измеренный при тех же экспериментальных условиях и параллельной компоненте магнитного поля 5 Тл, введенной для усиления зеемановского расщепления спиновых компонент экситонного триплета  $|S; S_z\rangle$

( $n_L^e = 1$ ), связанных с вакансиями нулевого электронного уровня ( $n_L^e = 0$ ), — см. диаграмму переходов на рис. 1. Подчеркнем, что возбуждение МЭ происходит в вырожденной фермиевской электронной системе.

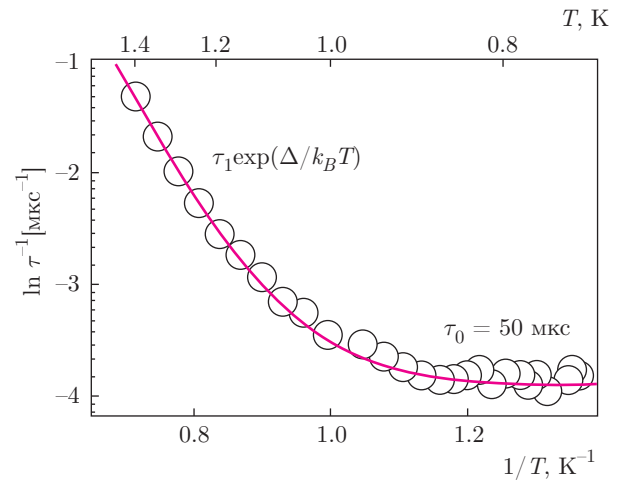
Несмотря на то, что триплетные циклотронные МЭ не являются оптически активными, их существование можно установить прямым образом по спектрам неупругого рассеяния света (см. вставку на рис. 2) и с их помощью непосредственно определить величину синглет-триплетного расщепления экситонов [8]. Синглет-триплетное экситонное расщепление измеряется как разность энергий синглетного экситона и центра тяжести экситонного триплета (положения в спектре спиновой компоненты с  $S_z = 0$ ), наблюдаемого в спектрах неупругого рассеяния света. Это расщепление оказалось сравнительно большим, около 1 мэВ [11], что может показаться удивительным, поскольку в объемных кристаллах



**Рис. 3.** Пример кинетики затухания ФРО (кривая 1) и для сравнения — аппаратная функция измерительной системы (кривая 2). На вставке — в полулогарифмическом масштабе кинетика затухания, измеренная для КЯ ширинами 35 нм (кинетика с большим временем релаксации) и 17 нм (кинетика с меньшим временем релаксации) при  $\nu = 2$  в перпендикулярном магнитном поле  $B = 4$  Тл. Концентрация электронов  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в обоих КЯ, подвижности соответственно  $15 \cdot 10^6$  и  $5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$

GaAs синглет-триплетное расщепление экситонов очень мало и составляет всего около 20 мкэВ [15, 16]. Здесь, однако, следует иметь в виду, что матричные элементы обменного межзонного кулоновского взаимодействия подавляются по сравнению с внутризонным обменом из-за разных блоховских функций электронов в разных зонах. Кроме того, при наличии пространственных ограничений (quantum confinement) синглет-триплетное расщепление существенно увеличивается вследствие возрастания обменного электрон-дырочного взаимодействия. Так, например, в достаточно узких КЯ GaAs это расщепление достигает примерно 150 мкэВ [15]. В рассматриваемом нами случае двумерных циклотронных МЭ в холловском изоляторе благодаря поперечному магнитному полю (до 10 Тл), которое обеспечивает сильное пространственное ограничение для носителей, синглет-триплетное расщепление увеличивается еще значительно и составляет приблизительно 1 мэВ.

Поведение безызлучательного времени жизни триплетных циклотронных МЭ, которое связано прямым образом с релаксацией экситонного спина, исследовалось нами в функции температуры и маг-



**Рис. 4.** Поведение скорости релаксации триплетных экситонов в логарифмическом масштабе при изменении температуры в КЯ шириной 35 нм в магнитном поле 4 Тл. Кружки — эксперимент, сплошная линия — аппроксимация с учетом двух механизмов релаксации, активационного и не зависящего от температуры

нитного поля в КЯ различной ширины. С этой целью изучалась кинетика ФРО в условиях импульсного фотовозбуждения. Иллюстрация кинетики затухания ФРО для двух КЯ различной ширины в области оптических переходов (0–0) представлена на рис. 3. Видно, что кинетика затухания сигналов ФРО — экспоненциальная, а найденные времена затухания (или времена спиновой релаксации) чрезвычайно велики и составляют десятки микросекунд. Кинетика нарастания сигнала ФРО в области переходов (1–1) происходит на таких же масштабах времени, что указывает на общую динамику релаксации экситонных состояний, формирующихся из электронов на первом ( $n_L^e = 1$ ), а дырок на нулевом ( $n_L^e = 0$ ) уровнях Ландау. Эта общность проявляется также и в температурной зависимости скорости релаксации, представленной на рис. 4. Видно, что при  $T > 1$  К зависимость скорости релаксации от температуры имеет экспоненциальный характер,

$$\tau^{-1}(T) = \tau_1^{-1} \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right),$$

с характерным временем  $\tau_1 \approx 1$  нс и величиной активационной цели  $\Delta/k_B \approx 11$  К ( $k_B$  — постоянная Больцмана). Такое поведение показывает, что в данной температурной области существует активационный канал релаксации, включающий в себя процессы переворота электронного спина из-за спин-орбитального взаимодействия, увеличения экситонной

энергии до циклотронной энергии и последующего испускания фотона с циклотронной энергией [9]. В таких условиях измеренная активационная щель  $\Delta$  есть не что иное, как кулоновская энергия связи триплетного экситона, равная энергии синглет-триплетного экситонного расщепления, которая, в свою очередь, может быть измерена независимым образом по спектрам неупругого рассеяния света.

В низкотемпературной области,  $T < 1$  К, кинетика ФРО перестает зависеть от температуры и время релаксации постоянно,  $\tau = \tau_0$  (рис. 4). Следовательно, в этой области температур происходит смена механизма релаксации, и этот механизм, с очевидностью, уже не является термоактивным. Мы полагаем, что в этой низкотемпературной области происходит безызлучательный распад триплетных циклотронных МЭ, сопровождающийся релаксацией результирующего спина и рождением коротковолновых акустических фононов, которым передается энергия возбуждения триплетных экситонов. Ранее такой механизм распада был предложен и проанализирован в работе [9]. Теория, в частности, предсказывает, что время релаксации  $\tau_0$  в этом случае должно сильнее, чем линейно, зависеть от протяженности электронной волновой функции в направлении роста структуры.

Для проверки этого предсказания теории нами исследовались две КЯ с ширинами 17 и 35 нм и с приблизительно одинаковыми концентрациями двумерных электронов. Полуширины огибающих электронных волновых функций в этих КЯ различались примерно вдвое. На рис. 5 представлен результат измерений времен релаксации  $\tau_0$ , который качественно хорошо согласуется с предсказаниями теории. Этот рисунок подтверждает также еще одно предсказание теории: скорость релаксации уменьшается с увеличением магнитного поля, поскольку для более жестких акустических фононов с частотами, близкими к циклотронной частоте  $\omega_c$ , электрон-фононное взаимодействие существенно ослабевает. Мы полагаем, что согласие результатов эксперимента с теоретическими представлениями о механизме релаксации качественно в целом хорошее, однако количественно теория предсказывает времена релаксации, которые намного больше наблюдаемых в эксперименте. Возможная причина расхождений кроется, скорее всего, в неточном знании огибающих электронных волновых функций в направлении роста КЯ, к которым очень чувствителен матричный элемент электрон-фононного взаимодействия.

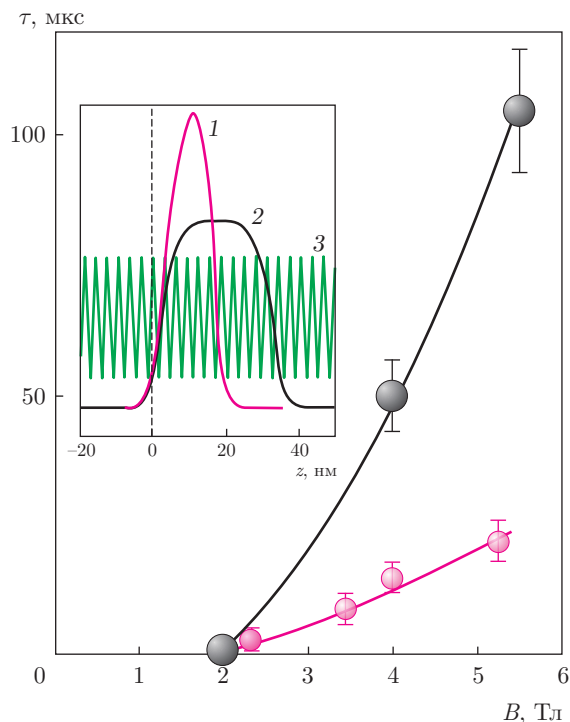


Рис. 5. Зависимости времени релаксации триплетных МЭ от магнитного поля в КЯ с ширинами 17 нм (малые точки) и 35 нм (большие точки). Сплошные линии проведены для удобства рассмотрения. На вставке — огибающие волновых функций размерно-квантованных состояний электронов в КЯ с ширинами 17 нм (кривая 1) и 35 нм (кривая 2) со схематически изображенной волновой функцией акустических фононов (кривая 3) для иллюстрации несоответствия их длин волн в направлении роста

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ДАЛЬНЕЙШИЕ ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Итак, посредством прямых измерений кинетики ФРО при слабых импульсных подсветках было установлено, что при низких температурах,  $T \ll T_{ST}$  ( $k_B T_{ST}$  — энергия синглет-триплетного расщепления), времена жизни триплетных циклотронных МЭ, которые тесно связаны с релаксацией спина всей электронной системы, необычайно велики и достигают сотни микросекунд. Благодаря столь большим временам жизни, в эксперименте удастся создавать довольно высокие плотности фотовозбужденных триплетных экситонов, более  $10^{10}$  см $^{-2}$ , при относительно небольших оптических накачках, которые не приводят к заметному перегреву электронной системы при достаточно низких температурах (около 0.45 К).

Триплетные циклотронные спин-флип МЭ являются композитными бозонами, поэтому в ансамбле таких экситонов можно было бы ожидать явления бозе-эйнштейновской конденсации [10]. Однако известно, что в двумерных (а также одномерных) пространственно-неограниченных системах при любой сколь угодно низкой, но конечной температуре тепловые флуктуации разрушают дальний порядок [17, 18]. По этой причине бозе-конденсат в таких системах может существовать только при  $T = 0$  К, что имеет не более чем теоретический интерес. В двумерном случае тепловые флуктуации, тем не менее, не полностью разрушают дальний порядок: пространственные электрон-электронные корреляции сохраняются, хотя и ослабевают с расстоянием не экспоненциально, как в газовой фазе, а по степенному закону. Этого оказывается достаточно для перехода в новую, более плотную фазу, которая может обладать сверхтекучестью при конечной температуре. Эффект сверхтекучести в двумерных системах без образования бозе-конденсата был предсказан Березинским [19] и независимо, но несколько позже Костерлицем и Таулессом [20] — переход Березинского – Костерлица – Таулесса (БКТ). Согласно теории, переход в сверхтекучее состояние при этом обусловлен формированием топологических дефектов, а именно: пар вихрь–антивихрь. К настоящему времени уже имеется много экспериментальных свидетельств перехода БКТ в различных квазидвумерных системах: в пленках жидкого гелия [21], в массивах джозефсоновских контактов [22], в охлажденных газах атомов [23, 24], во взаимодействующем экситон-поляритонном газе [25].

Фазовый переход БКТ, который известен в литературе еще и как топологический фазовый переход, связывает критическую температуру перехода  $T_c$  с концентрацией  $n_0$  и массой  $m_{ex}^*$  частиц и описывается выражением

$$k_B T_c = \frac{\pi \hbar^2 n_0}{2 m_{ex}^*}.$$

Если в случае рассматриваемых нами экспериментов с циклотронными спин-флип МЭ использовать значения трансляционной эффективной массы экситона  $m_{ex}^* \approx 0.25 m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона) [26] и экситонной плотности  $n_0 \leq 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , то для критической температуры фазового перехода БКТ получим оценку сверху:  $T_c \leq 1$  К. Это означает, что для интересующего нас ансамбля триплетных циклотронных МЭ достаточно большой плотности проявления коллективного поведения, в част-

ности фазового перехода в представлениях БКТ, можно ожидать при температурах около и ниже 1 К.

В случае успешной реализации описанного сценария ансамбль циклотронных спин-флип МЭ в холловском изоляторе при достаточно низких температурах и большой плотности может оказаться, наряду с электрон-электронными бислоями [27], еще одним примером плотной бозе-системы в вырожденном двумерном ферми-газе, демонстрирующей коллективные бозевские свойства.

Настоящая статья приурочена к юбилею Леонида Вениаминовича Келдыша, привнесшего выдающийся вклад в физику конденсированного состояния вещества и, в частности, в физику экситонов в полупроводниках.

Авторы благодарны С. М. Дикману за плодотворное обсуждение результатов исследований. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 14-02-0011).

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. D. Mahan, Phys. Rev. **163**, 612 (1967).
2. P. Nozières and C. T. De Dominicis, Phys. Rev. **178**, 1097 (1969).
3. X. Cui, C. Wang, A. Argondizzo et al., Nature Phys. **10**, 505 (2014).
4. Ю. А. Бычков, С. В. Иорданский, Г. М. Элиашберг, Письма в ЖЭТФ **33**, 152 (1981).
5. C. Kallin and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
6. J. K. Jain, Phys. Rev. Lett. **63**, 199 (1989); Adv. Phys. **41**, 105 (1992).
7. S. Dickmann and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **71**, 241310 (2005).
8. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. Dickmann et al., Phys. Rev. B **72**, 073304 (2005).
9. S. M. Dickmann, Phys. Rev. Lett. **110**, 166801 (2013).
10. И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик, ЖЭТФ **80**, 1488 (1981).
11. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev et al., Sci. Rep. **5**, 10354 (2015).
12. W. Kohn, Phys. Rev. **123**, 1242 (1961).

13. Q. Zhang, T. Arikawa, E. Kato et al., *Phys. Rev. Lett.* **113**, 047601 (2014).
14. L. V. Kulik, S. Dickmann, I. K. Drozdov et al., *Phys. Rev. B* **79**, 121310 (2009).
15. E. Blackwood, M. J. Snelling, R. T. Hartley et al., *Phys. Rev. B* **50**, 14246 (1994).
16. M. Bayer, A. Kuther, A. Forchel et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1748 (1999).
17. P. C. Hohenberg, *Phys. Rev.* **158**, 383 (1967).
18. N. Mermin and H. Wagner, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1133 (1966).
19. В. Л. Березинский, *ЖЭТФ* **59**, 907 (1970); **61**, 1144 (1971).
20. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, *J. Phys. C* **6**, 1181 (1973).
21. D. J. Bishop and J. D. Reppy, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1727 (1978); *Phys. Rev. B* **22**, 5171 (1980).
22. H. S. J. van der Zant, H. A. Rijken, and J. E. Mooij, *J. Low Temp. Phys.* **82**, 67 (1991).
23. Z. Hadzibabic, P. Krüger, M. Cheneau et al., *Nature* **441**, 1118 (2006).
24. P. Cladé, C. Ryu, A. Ramanathan et al., *Phys. Rev. Lett.* **102**, 170401 (2009).
25. G. Roumpos, M. D. Fraser, A. Löffler et al., *Nature Phys.* **7**, 129 (2011).
26. Yu. E. Lozovik, I. V. Ovchinnikov, S. Yu. Volkov et al., *Phys. Rev. B* **65**, 235304 (2002).
27. J. P. Eisenstein and A. H. MacDonald, *Nature* **432**, 691 (2004).