

# МАГНИТОЭКСИТОННЫЙ КОНДЕНСАТ В ХОЛЛОВСКОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

*А. В. Горбунов\**, *В. Б. Тимофеев*

*Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 27 мая 2022 г.,  
после переработки 27 мая 2022 г.  
Принята к публикации 30 мая 2022 г.

Представлен обзор экспериментальных исследований свойств недавно обнаруженного нового когерентного коллективного состояния — магнитоэкситонного конденсата. Конденсация происходит при температурах ниже 1 К в фермиевской системе, квантово-холловском изоляторе (фактор заполнения  $\nu = 2$ ), в результате образования плотного ансамбля долгоживущих триплетных спиновых циклотронных магнитоэкситонов, композитных бозонов. Конденсированная фаза взаимодействует когерентно с внешним электромагнитным полем, демонстрирует способность к быстрому недиффузионному распространению на макроскопические расстояния и высокую пространственную когерентность.

*Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 95-летию Э. И. Раиба*

DOI: 10.31857/S0044451022100078

EDN: ENOATL

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В квантово-холловской двумерной электронной системе (2D ЭС) магнитоэкситоны — это возбуждения в зоне проводимости, сформированные электронной вакансией на «нижнем» уровне Ландау, т. е. ниже уровня Ферми (в дальнейшем для краткости — ферми-дырка) и электроном в некотором другом состоянии (орбитальном или спиновом) с большей энергией. Квантово-холловский изолятор формируется при полном заполнении электронами уровня/уровней Ландау: фактор заполнения  $\nu = 2, 4, \dots$ . В квантово-холловском изоляторе с  $\nu = 2$  электронными возбуждениями являются магнитоэкситоны, образованные возбужденным электроном на незаполненном первом уровне Ландау и ферми-дыркой на полностью заполненном нулевом уровне Ландау (рис. 1а). В спектре возбуждений квантово-холловского изолятора имеются два типа циклотронных магнитоэкситонов: спин-синглетный магнитоэкситон с полным спином  $S = 0$  и спин-триплетный магнитоэкситон с полным спином  $S = 1$ . Спин-син-

глетный магнитоэкситон есть не что иное, как магнитоплазмон — бесспиновое возбуждение, у которого, согласно теореме Кона, энергия при нулевом волновом векторе равна одночастичной циклотронной энергии [1, 2]. Компоненты триплетного спинового экситона, для которых проекция спина на направление магнитного поля  $S_Z = -1, 0, +1$ , энергетически отделены друг от друга зеемановской щелью, причем при нулевом волновом векторе,  $q = 0$ , и даже при других актуальных значениях,  $q \lesssim 1/l_B$  ( $l_B = \sqrt{\hbar/eB}$  — магнитная длина), весь триплет в гетероструктурах GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As оказывается ниже незаполненного уровня Ландау, т. е. имеет энергию ниже циклотронной щели на величину некоторой дополнительной «энергии связи», определяемой кулоновскими корреляциями в 2D ЭС [3–5]. Отрицательный «кулоновский сдвиг» позволяет считать компоненту такого спин-циклотронного экситона (СЦЭ), соответствующую значению  $S_Z = +1$ , низшим по энергии<sup>1)</sup> возбуждением при  $\nu = 2$ . Спин-циклотронный экситон, в отличие от магнитоплазмона, оптически не активен. Он представляет собой так называемый «темный»

<sup>1)</sup> Это компонента с положительным значением проекции  $S_Z$  на направление магнитного поля, поскольку в GaAs  $g$ -фактор электрона отрицателен.

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

(dark) экситон, так как его излучательная рекомбинация запрещена по спину. Тем не менее посредством резонансных межзонных переходов, а именно дипольно-разрешенных оптических переходов между дискретными состояниями тяжелых дырок валентной зоны (соответствующих уровням Ландау с номерами  $n_L > 1$ ) и состояниями электронов зоны проводимости, можно создать неравновесный ансамбль таких магнитоэкситонов [6]. Основным каналом изменения спина 2D ЭС являются процессы переворота спина фотовозбужденной дырки за счет сильного спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне GaAs. В процессе последующей трансформации фотовозбужденной тяжелой дырки из валентной зоны в ферми-дырку электронной системы, которая происходит вследствие рекомбинации электронов с нулевого заполненного уровня Ландау с фотовозбужденной дыркой валентной зоны, электронная система изменяет свой результирующий спин. Поскольку прямая релаксация спин-циклотронных экситонов (их также называют спин-флип-экситонами [4]) в основное состояние, сопровождающаяся изменением одновременно орбитального и спинового квантовых чисел, запрещена, время жизни этих возбуждений становится чрезвычайно большим [7]. Еще один фактор, затрудняющий релаксацию СЦЭ, связан с тем обстоятельством, что минимум их дисперсионной зависимости расположен не при нулевых обобщенных импульсах, а при  $q \sim 1/l_B$  [3] (рис. 1б), поэтому для релаксации кроме энергии нужно отдать большой импульс, около  $10^6 \text{ см}^{-1}$ . В результате времена рекомбинации СЦЭ приблизительно в  $10^7$  раз превышают времена рекомбинации фотовозбужденной дырки (в стандартных исследуемых 2D ЭС они составляют около 100 пс). Благодаря столь большим временам жизни можно создавать высокие плотности неравновесных СЦЭ  $n_{ex} \sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$  с помощью фотовозбуждения малой мощности, не перегревающего 2D ЭС.

Спин-циклотронные экситоны являются чисто электронными возбуждениями, но могут быть названы композитными бозонами, поскольку они имеют целочисленный спин и фактически подчиняются бозе-статистике — в одном квантовом состоянии может находиться макроскопически большое число экситонов. В коллективе СЦЭ можно было бы ожидать формирования неравновесных бозонных конденсатов, аналогичных тем, что формально изучались еще в работе [9]. Однако известно, что в двумерных (а также одномерных) пространственно-неограниченных системах при любой сколь угодно низкой, но конечной темпера-

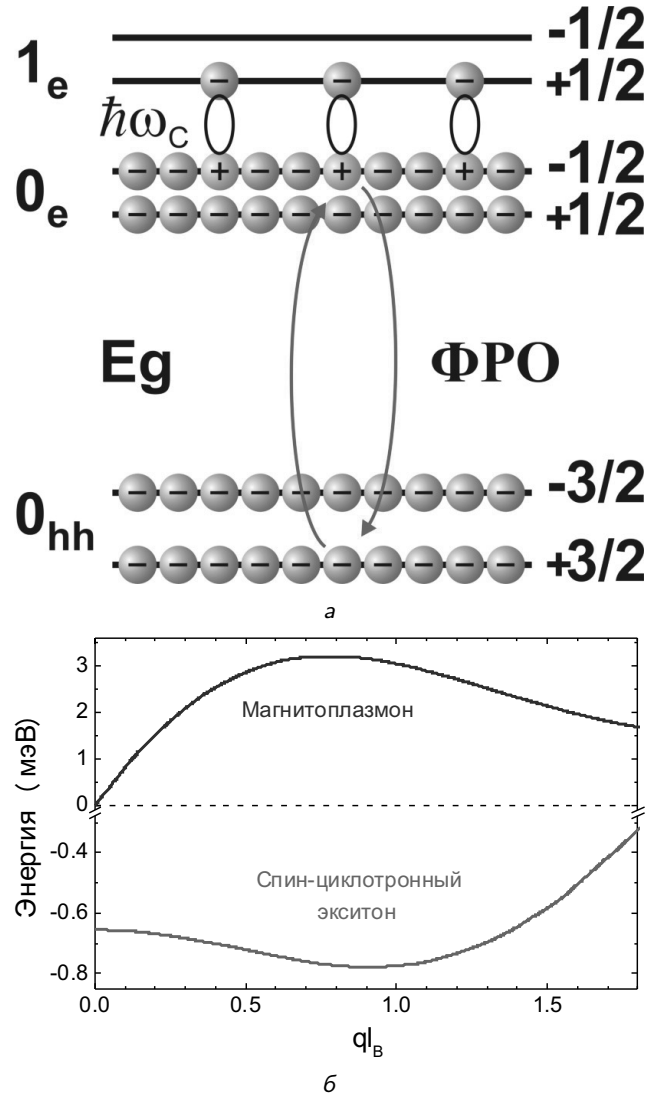


Рис. 1. а) Схема одноэлектронных состояний квантово-холловского изолятора при факторе заполнения  $\nu = 2$  в условиях возбуждения триплетного спин-циклотронного магнитоэкситона. Слева указаны номера уровней Ландау для электрона в зоне проводимости ( $0_e, 1_e$ ) и тяжелой дырки в валентной зоне ( $0_{hh}$ ), справа — значения проекции спина  $S_z$ . Изогнутые стрелки — иллюстрация виртуального поглощения и переизлучения фотона при регистрации ФРО.  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $\hbar\omega_c$  — циклотронная энергия. б) Результаты расчета дисперсионной зависимости двухчастичных возбуждений в КЯ шириной 32 нм в магнитном поле 4.2 Тл [8]

туре  $T$  тепловые флуктуации разрушают дальний порядок [10, 11]. По этой причине бозе-конденсат в таких системах может существовать только при  $T = 0$ , что имеет не более, чем теоретический интерес. В 2D-случае тепловые флуктуации, тем не менее, не полностью разрушают

дальний порядок: пространственные электрон-электронные корреляции сохраняются, хотя и убывают с расстоянием не экспоненциально, как в газовой фазе, а по степенному закону. Этого оказывается достаточно для перехода в новую фазу, которая может обладать сверхтекучестью при конечной температуре. Эффект сверхтекучести в 2D-системах без образования бозе-конденсата был предсказан Березинским [12] и независимо, но несколько позже Костерлицем и Таулессом [13] (переход Березинского – Костерлица – Таулесса – БКТ). Согласно теории переход в сверхтекучее состояние при этом обусловлен формированием топологических дефектов: пар «вихрь-антивихрь». К настоящему времени уже имеется достаточно много экспериментальных свидетельств существования перехода БКТ в различных квазидвумерных системах: в пленках жидкого гелия [14], массивах джозефсоновских контактов [15], в охлажденных газах атомов [16, 17], в газе взаимодействующих экситонных поляритонов [18].

Поиск бозе-эйнштейновских конденсатов — одно из центральных направлений современной физики и, прежде всего, физики конденсированного состояния. Несмотря на то, что существует множество указаний на нетривиальные фазовые превращения в твердых телах, которые могут рассматриваться как переходы в конденсированное состояние, надежно установленные случаи формирования бозе-эйнштейновского конденсата немногочисленны. Конденсатные состояния можно разделить на две фундаментальные группы. Одна определяется фазовым переходом в основном термодинамически равновесном состоянии, как, например, в сверхтекучем  $^4\text{He}$ . В последнее время, однако, особый интерес привлекают к себе так называемые нестационарные конденсаты — системы, выведенные из равновесия внешним воздействием. Несмотря на то, что детальное равновесие в них не наступает, систему можно разделить на макроскопические подсистемы, в которых наступает локальное (динамическое) «квазиравновесие», причем неравновесные подсистемы могут находиться в «квазиравновесном» состоянии достаточно долго, чтобы можно было пользоваться понятием температуры, а в самой подсистеме могла произойти бозе-эйнштейновская конденсация. К квазиравновесным можно отнести экситон-поляритонные конденсаты [19], бозе-конденсат трехмерных магнонов [20], атомные бозе-конденсаты [21, 22], бозе-конденсаты 2D-магнитоэкситонов [9, 23] и пространственно-непрямых диполярных экситонов [24–26].

Особняком в ряду конденсатных состояний стоят конденсаты в фермионных системах, которые также можно разделить на термодинамически равновесные — это сверхпроводники (включая высокотемпературные сверхпроводники),  $^3\text{He}$  [27], состояние с суммарным фактором заполнения  $\nu = 1$  в двойных электронных слоях [28], и неравновесные, такие как конденсат охлажденных атомов  $^{40}\text{K}$ , исходно имеющих ферми-статистику [29]. В представленном обзоре обсуждается конденсация в системе 2D-фермионов (2D-электронов в зоне проводимости), выведенной из состояния равновесия путем образования ансамбля долгоживущих спин-циклотронных экситонов — композитных возбуждений с бозе-статистикой. Ансамбль спин-циклотронных экситонов достаточно большой плотности в квантово-холловском изоляторе ( $\nu = 2$ ) при температурах ниже 1 К это еще один пример плотной бозе-системы в вырожденном двумерном ферми-газе, демонстрирующей коллективные бозевские свойства, наряду с электрон-электронными бислоями [28].

Заметим, что для рассматриваемых чисто электронных спин-циклотронных экситонов имеет место электрон-дырочная симметрия: масса и заряд возбужденного электрона равны массе и заряду (с противоположным знаком) эффективной ферми-дырки. Таким образом, пространственный перенос этих магнитоэкситонов не связан ни с переносом заряда, ни с переносом массы (в процессе переноса локальная плотность электронов в пространстве не меняется), а только с переносом энергии возбуждений и их спина. При конденсации таких возбуждений в когерентное коллективное состояние можно ожидать бездиссипативное распространение спина на макроскопические расстояния.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

### 2.1. Образцы

Исследовались гетероструктуры, содержащие одиночную, симметрично легированную, квантовую яму (КЯ) GaAs/AlGaAs шириной от 25 до 35 нм с концентрацией электронов в 2D-канале  $n_e \cong 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и темновой подвижностью  $\mu_e = (10-20) \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . 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. Выбор ширины квантовой ямы

обоснован двумя обстоятельствами. Более узкие квантовые ямы (20–25 нм) не обеспечивают требуемой высокой подвижности электронов, а более широкие квантовые ямы (35–40 нм) не позволяют создать желаемую степень неравновесности. Дело в том, что время релаксации неравновесных спин-флип-экситонов быстро укорачивается с ростом ширины квантовой ямы из-за уменьшения глубины кулоновского минимума на дисперсионной кривой [3] (рис. 1б). Оптимальная ширина квантовой ямы для создания неравновесного ансамбля СЦЭ при  $\nu = 2$  получается при ширине квантовой ямы 30–35 нм. Время их релаксации при других целочисленных факторах заполнения намного короче (см., например, [30]). В настоящее время создание квазистационарных неравновесных систем спин-циклотронных экситонов с концентрациями  $n_{ex} \gtrsim 10^{10} \text{ см}^{-2}$  при целочисленных факторах заполнения, отличных от  $\nu = 2$ , представляется невозможным.

## 2.2. Диагностирование «темных» триплетных экситонов

Как уже упоминалось, спин-циклотронные экситоны являются «темными», т. е. не взаимодействуют со светом в дипольном приближении. Это обстоятельство не мешает обнаруживать их существование с помощью неупругого рассеяния света (НРС) [4]. Однако эксперименты по измерению НРС трудоемки и требуют больших времен накопления.

В этой связи была отработана экспериментальная методика [6], с помощью которой можно возбуждать светом ансамбль трансляционно-инвариантных, т. е. свободных СЦЭ, контролировать их плотность и исследовать кинетику релаксации в основном состоянии (речь идет об измерениях безызлучательного времени жизни СЦЭ). Предложенный метод основан на измерениях резонансного отражения в результате прямых межзонных дипольно-разрешенных переходов между дискретными состояниями (уровнями Ландау) тяжелых дырок валентной зоны и дискретными состояниями электронов (уровнями Ландау) в зоне проводимости (см. рис. 1а). Априори можно предполагать, что в условиях тестирования холловского изолятора при факторе заполнения  $\nu = 2$  сигнал резонансного отражения, соответствующий прямому переходу с нулевого уровня Ландау тяжелых дырок валентной зоны ( $n_L^{hh} = 0$ ) на нулевой уровень Ландау электронов зоны проводимости ( $n_L^e = 0$ ), должен отсутствовать, поскольку все электронные состояния основного электронного

циклотронного уровня полностью заполнены. При включении оптической накачки, которая возбуждает электроны посредством дипольно-разрешенных межзонных резонансных переходов на верхние уровни Ландау ( $n_L^e > 1$ ) при достаточно низкой температуре, естественно ожидать образования СЦЭ с проекцией спина  $S_z = +1$ . Именно эти экситоны являются возбужденным состоянием с наименьшей энергией в двумерной электронной системе GaAs/AlGaAs в магнитном поле. Процесс формирования СЦЭ должен проявиться в уменьшении числа незаполненных состояний первого электронного уровня Ландау ( $n_L^e = 1$ ) и в одновременном возникновении незаполненных состояний (ферми-дырок) 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 резонансных пика. Пик, соответствующий оптическому переходу (0–0) с нулевого циклостронного уровня тяжелых дырок  $n_L^{hh} = 0$  на верхний спиновый подуровень нулевого циклостронного уровня двумерных электронов  $n_L^e = 0$ , должен быть положительным, а пик, отвечающий переходу (1–1) с первого циклостронного уровня тяжелых дырок валентной зоны  $n_L^{hh} = 1$  на первый электронный циклостронный уровень  $n_L^e = 1$ , — отрицательным. Положительный пик ответственен за возникновение и рост с накачкой числа ферми-дырок на верхнем спиновом подуровне нулевого циклостронного уровня электронов  $n_L^e = 0$ , а отрицательный пик — за уменьшение с ростом накачки числа ферми-дырок на первом циклостронном электронном уровне  $n_L^e = 1$ . Метод ФРО является непрямым способом тестирования оптически неактивных СЦЭ с использованием оптически разрешенных переходов (0–0) и (1–1) из валентной зоны в зону проводимости.

Обычно в эксперименте удобнее измерять слабый сигнал на небольшом фоне, чем малую разницу между двумя большими сигналами. Поэтому в большинстве случаев контролировалась дырочная составляющая СЦЭ, но именно измерение интенсивности ФРО для фотовозбужденных электронов позволяет корректно и с достаточно высокой точностью оценить концентрацию СЦЭ. В этом случае максимальный сигнал ФРО, наблюдаемый в равновесии (при выключенной накачке), служит эталоном для сравнения с максимально возможным числом состояний на первом уровне Ландау. Сигнал же ФРО для неравновесных ферми-дырок на нулевом уровне Ландау всегда наблюдается на некотором

фоне, амплитуда которого определяется рядом факторов, трудно поддающихся количественной оценке.

Еще один способ детектирования «темных» спин-флип-экситонов, обнаруженный в ходе экспериментов, связан с тем, что при создании в холловском изоляторе неравновесных возбуждений в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) появляются дополнительные линии, связанные с трансляционно-инвариантными 3-частичными комплексами, построенными из СЦЭ и ферми-дырки на нулевом электронном уровне Ландау [31, 32]. Эти линии являются своего рода сигнальными метками о появлении в системе спин-флип-экситонов. Подробнее природа этого явления обсуждается в разд. 3.3.2 экспериментальных результатов.

### 2.3. Спектральные измерения

Образец с характерными размерами  $3 \times 3$  мм<sup>2</sup> помещался во вставку с жидким <sup>3</sup>He, оснащенную системой откачки его паров. Эта вставка, в свою очередь, устанавливалась в криостат с жидким <sup>4</sup>He и сверхпроводящим соленоидом. Используемая криосистема позволяла выполнять экспериментальные исследования, опускаясь до температуры  $T \approx 0.45$  К в магнитных полях  $B$  вплоть до 14 Тл. Оптические измерения, не требующие высокого пространственного разрешения, проводились с использованием двух многомодовых кварцевых световодов диаметром 400 мкм и с числовой апертурой 0.39. Один световод использовался для подвода к образцу лазерного излучения, а второй служил для сбора излучения от образца и последующей его передачи на входную щель дифракционного спектрометра с регистрирующей охлаждаемой ПЗС-камерой. При измерениях резонансного отражения световоды устанавливались симметрично, под углом около  $10^\circ$  к нормали образца, так чтобы направление отраженного от образца зондирующего лазерного пучка совпадало с осью принимающего световода. Для подавления вклада лазерного света, 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 шириной лазерной линии 5 и 1 МГц: один — для резонансного возбуждения 2D ЭС, а другой — для измерения спектров ФРО, фотолюминесценции (ФЛ) и неупругого рассеяния света (НРС). Кроме того, в ряде экспериментов для накачки использовался одномодовый лазер-

ный диод (длина волны  $\lambda \approx 780$  нм), с помощью которого обеспечивалось нерезонансное подбарьерное (энергия кванта меньше ширины запрещенной зоны в барьере AlGaAs) фотовозбуждение изучаемой 2D ЭС. Размер пятна накачки/зондирования составлял  $d_{\text{pump}} \approx 1.5$  мм. 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 ПЗС-камерой на выходе спектрометра. Дифференциальный спектр ФРО получался как разность спектров резонансного отражения при включенной резонансной лазерной накачке и без нее.

### 2.4. Измерения кинетики ФРО

При измерениях кинетики ФРО излучение непрерывной лазерной накачки модулировалось механическим прерывателем — вращающимся диском с радиальной щелью. Период следования лазерных импульсов составил около 11 миллисекунд, а длительность — не более 3 мс. За счет фокусировки лазерного пятна на поверхность диска длительность фронта/спада лазерного импульса удавалось укоротить примерно до 2 мкс. В некоторых экспериментах для фотовозбуждения использовался лазерный диод ( $\lambda \approx 780$  нм), ток которого модулировался с помощью генератора прямоугольных импульсов с длительностью фронта/спада около 10 нс. Длина волны зондирующего лазера устанавливалась на максимум/минимум в спектре ФРО для записи кривой соответственно убывания/нарастания сигнала после окончания импульса накачки. Отраженное от поверхности образца тестирующее лазерное излучение пропусклось через узкополосный интерференционный светофильтр (ширина полосы около 1.1 нм) для отсекания света 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.

## 2.5. Измерения с пространственным разрешением

Для измерений с пространственным разрешением была изготовлена  $^3\text{He}$ -вставка с оптическим окном, которая, в свою очередь, устанавливалась в  $^4\text{He}$ -криостат со сверхпроводящим соленоидом. Эксперименты проводились при температурах от 0.55 К до 1.5 К в магнитном поле до 6 Тл, направленном перпендикулярно плоскости КЯ. Для формирования ансамбля неравновесных СЦЭ и возбуждения сигнала ФЛ использовался одномодовый лазерный диод ( $\lambda \approx 780$  нм), а для контроля резонансного отражения — перестраиваемый непрерывный лазер с шириной линии 1 МГц. Внутри вставки с  $^3\text{He}$  была установлена светосильная двухлинзовая проекционная система, с помощью которой лазерное излучение фокусировалось на поверхность исследуемого образца. Для достижения точной фокусировки образец плавно перемещался вдоль оптической оси с помощью узла механической подачи. Минимальный размер пятна накачки на образце составлял примерно 5 мкм. С помощью той же пары линз излучение резонансного отражения и ФЛ выводилось наружу в виде параллельного пучка. Увеличенное изображение образца ( $\times 23$ ) проецировалось длиннофокусным объективом ( $f = 360$  мм) на входную щель решеточного спектрометра с охлаждаемой ПЗС-камерой. Изображение образца в свете ФЛ наблюдалось либо в нулевом порядке решетки спектрометра, либо с помощью отдельной охлаждаемой ПЗС-камеры. Спектральная селекция проводилась с помощью полосового интерференционного светофильтра. 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.

## 2.6. Измерения пространственной когерентности

Количественно пространственную когерентность можно оценить с помощью интерференционного сложения двух волн с интенсивностями  $I_1(\mathbf{r})$  и  $I_2(\mathbf{r})$ , которое в общем случае приводит к распределению вида (см., например, [33])

$$I_{if}(\mathbf{r}) = I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r}) + 2\sqrt{I_1(\mathbf{r})I_2(\mathbf{r})}g^{(1)}(\mathbf{r})\cos\Phi(\mathbf{r}),$$

где  $\mathbf{r}$  — пространственная координата, а  $\Phi(\mathbf{r})$  — распределение разности фаз между интерферирующими волнами. Степень когерентности определяется

абсолютной величиной нормированного комплексного коррелятора первого порядка,  $|g^{(1)}(\mathbf{r})|$ , изменяющейся в пределах от нуля (некогерентное излучение) до единицы (когерентное излучение). Коррелятор связан соотношением

$$g^{(1)}(\mathbf{r}) = \frac{V(\mathbf{r})(I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r}))}{2\sqrt{I_1(\mathbf{r})I_2(\mathbf{r})}}$$

с видностью интерференционных полос  $V = (I_{\max} - I_{\min})/(I_{\max} + I_{\min})$ . Зависимость величины  $|g^{(1)}|$  от координаты  $x$  в плоскости волнового фронта в общем случае можно описать функцией  $\exp(-|x|/\xi)$ . Поперечная длина пространственной когерентности  $\xi$  стремится к нулю в случае некогерентного источника света и к бесконечности — в случае когерентного. Однако, как уже упоминалось во Введении, в однородном двумерном газе взаимодействующих бозонов должен происходить переход БКТ в сверхпроводящую фазу, а для нее характерно убывание  $|g^{(1)}(x)|$  по степенному закону [12, 13]. Сравнительно недавно для конденсата внутривибрационных экситонных поляритонов было экспериментально зарегистрировано степенное уменьшение  $g^{(1)}(x)$  на расстояниях примерно до 40 мкм [34].

В экспериментах использовался интерферометр Майкельсона с неполяризующим светоделительным кубиком и параллельными пучками, в одном из плеч которого вместо зеркала установлена 90-градусная призма, оборачивающая изображение. Извлеченное из криостата с оптическим окном увеличенное изображение образца в свете резонансного отражения проецировалось в фокальную плоскость микроскопного объектива  $\times 10$  ( $f_1 = 20$  мм) на входе в интерферометр. Вместе с объективом  $f_2 = 190$  мм на выходе они образуют дополнительный каскад увеличения, которое достигает  $\times 170$ . В плоскости выходного изображения интерферометра охлаждаемая ПЗС-камера регистрирует два изображения образца, развернутые друг относительно друга на  $180^\circ$  и промодулированные слегка искривленными интерференционными полосами, параллельными ребру призмы. Видность полос  $V(\delta)$  и коррелятор  $g^{(1)}(\delta)$  симметрично убывают по обе стороны от линии, соответствующей нулевому сдвигу между изображениями,  $\delta = 0$ .

Известно, что при передаче изображения проекционной оптической системой даже в случае некогерентного светового источника пространствен-

ное распределение степени когерентности не будет дельта-функцией из-за дифракции на входной апертуре [33]. При круглом входном зрачке аппаратная функция описывается выражением  $g^{(1)}(\nu) = 2J_1(\nu)/\nu$ , где  $J_1(\nu)$  — функция Бесселя первого рода и первого порядка,  $\nu = 2\pi\delta \sin \alpha/\lambda$ , а  $\sin \alpha$  — числовая апертура оптической системы,  $\lambda$  — длина волны света. Положение первого нуля этой функции определяет оптическое разрешение системы [33]. Апертура ближайшей к образцу короткофокусной ( $f = 15$  мм) асферической линзы составляла  $\sin \alpha \simeq 0.5$ , т.е. расчетное разрешение примерно равно 1 мкм.

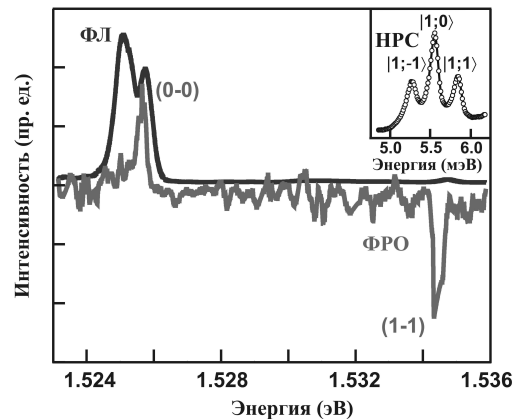
Пространственное распределение коррелятора  $g^{(1)}(\mathbf{r})$  получалось путем регистрации отдельно распределений интенсивности для каждого из плеч интерферометра,  $I_1(\mathbf{r})$  и  $I_2(\mathbf{r})$ , собственно интерферограммы  $I_{if}(\mathbf{r})$  и построения на их основе распределения  $g^{(1)}(\mathbf{r}) \cos \Phi(\mathbf{r})$ . Для повышения точности измерений на записанной интерферограмме выбирался участок, внутри которого полосы можно считать прямыми. В результате суммирования интенсивности вдоль полос получались профили  $I_{if}(\delta)$ ,  $I_1(\delta)$  и  $I_2(\delta)$ , из которых извлекалась знакопеременная функция  $g^{(1)}(\delta) \cos \Phi(\delta)$ , огибающая которой и есть искомая зависимость  $g^{(1)}(\delta)$ . Точность ее определения повышается при переходе к модулю:  $|g^{(1)}(\delta) \cos \Phi(\delta)|$ .

Для анализа когерентных свойств резонансно отраженного света необходимо использовать низкокогерентный (в идеале — некогерентный) источник излучения, поэтому луч зондирующего лазера фокусировался на поверхность вращающегося матового стекла в пятно, изображение которого проецировалось на поверхность образца. Размер пятна зондирования на образце был равен примерно 50 мкм, при этом пятно накачки размером около 5 мкм находилось в его центре. Для подавления вклада в интерферограмму от когерентного излучения лазерного диода накачки отраженный пучок пропускался через интерференционный светофильтр с шириной полосы 10 нм и центральной длиной волны 820 нм. Измерение аппаратной функции системы в отраженном свете зондирующего лазера проводилось при минимальной температуре,  $T = 0.55$  К, и в нулевом магнитном поле,  $B = 0$ . Следует отметить высокую чувствительность методики измерений к точности фокусировки на поверхность образца: только при оптимальной настройке удается приблизиться к пространственному разрешению около 1 мкм (см. ниже рис. 3а).

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. Спектры ФРО

Выполненные эксперименты [6] полностью подтверждают изложенную выше суть метода ФРО. По спектрам ФРО при факторе заполнения  $\nu = 2$  (см. рис. 2) удается контролировать рождение фотовозбужденных электронов на первом уровне Ландау ( $n_L^e = 1$ ) и ферми-дырок на нулевом уровне Ландау ( $n_L^e = 0$ ) 2D ЭС. На рис. 2 представлен также измеренный в тех же условиях спектр ФЛ. На нем отчетливо виден соответствующий электронным переходам (0-0) циркулярно-поляризованный дублет:  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -компоненты. Величина дублетного расщепления соответствует сумме спинового расщепления в магнитном поле основного циклотронного уровня тяжелых дырок валентной зоны  $n_L^{hh} = 0$  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 переходов (1-1). С ростом плотности мощности накачки интен-



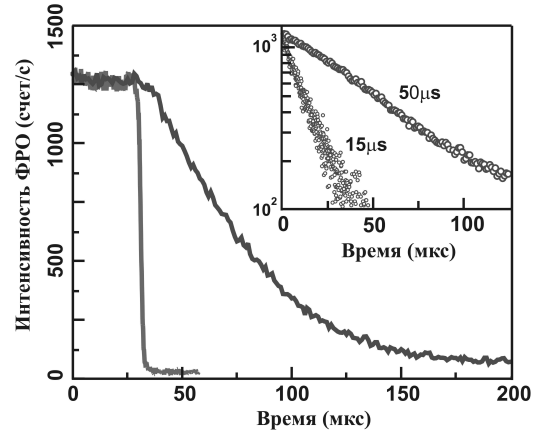
**Рис. 2.** Спектры ФЛ и ФРО при  $\nu = 2$ , измеренные в КЯ GaAs/AlGaAs шириной 17 нм ( $\mu_e \cong 5 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/В · с,  $n_e \cong 2.4 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>) в перпендикулярном плоскости КЯ магнитном поле  $B_{\perp} = 5$  Тл при температуре  $T = 0.45$  К. Оптический переход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

сивность этих пиков ведет себя согласованным образом: положительный пик вырастает, а отрицательный уменьшается. Такое поведение спектров ФРО обусловлено образованием СЦЭ, состоящих из электронов первого электронного уровня Ландау  $n_L^e = 1$ , связанных с ферми-дырками нулевого электронного уровня  $n_L^e = 0$  (см. диаграмму переходов на рис. 1а). Исходя из зарегистрированных максимальных величин снижения интенсивности сигнала ФРО для перехода (1–1), можно сделать вывод, что в проводимых экспериментах доля неравновесных СЦЭ, возбужденных в плотном ансамбле 2D-электронов, достигает 10–15 % от общего числа электронных состояний на одном уровне Ландау.

Несмотря на то, что триплетные СЦЭ не являются оптически активными, их существование можно установить прямым образом по спектрам НРС (см. вставку на рис. 2) и с их помощью непосредственно определить величину синглет-триплетного расщепления экситонов [6, 35]. 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 НРС. Это расщепление оказалось сравнительно большим, около 1 мэВ [6].

### 3.2. Времена жизни спиновых циклотронных экситонов

Использование техники ФРО в импульсном режиме (см. [6]) оказалось очень эффективным для исследования времен релаксации  $\tau$ , т. е. времен жизни СЦЭ в зависимости от температуры  $T$ , величины магнитного поля  $B$ , ширины КЯ, и, что очень важно, качества гетероструктур. Времена релаксации триплетных магнитоэкситонов оказались чрезвычайно большими: в самых высококачественных структурах они достигают масштабов миллисекунды. Иллюстрация кинетики затухания сигнала ФРО для двух КЯ различной ширины в области оптических переходов (0–0) представлена на рис. 3. Видно, что кинетика затухания сигналов ФРО — экспоненциальная, а времена затухания (или времена спиновой релаксации) 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 ферми-дырок — на нулевом ( $n_L^e = 0$ ) уровнях Ландау. Эта общность проявляется также и в температур-



**Рис. 3.** Пример кинетики затухания ФРО (синяя кривая) и для сравнения — аппаратная функция измерительной системы (красная кривая). На вставке — в полулогарифмическом масштабе кинетика затухания для КЯ шириной 35 (длинная кинетика) и 17 нм (короткая кинетика) при  $\nu = 2$  в поле  $B_{\perp} = 4$  Тл. Концентрация  $n_e = 2 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ , подвижности  $\mu_e = 15 \cdot 10^6$  см $^2$ /В · с и  $\mu_e = 5 \cdot 10^6$  см $^2$ /В · с, соответственно

ной 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 щели  $\frac{\Delta}{k_B} \approx 11$  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 [7]. В этих условиях измеренная активационная щель 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 НРС.

В низкотемпературной области,  $T < 1$  К, кинетика ФРО перестает зависеть от температуры и время релаксации постоянно,  $\tau = \tau_0$  (рис. 4). В этой области температур происходит смена механизма релаксации и этот механизм, с очевидностью, уже не является термоактивационным. Здесь величина  $\tau$  определяется исключительно качеством гетеро-



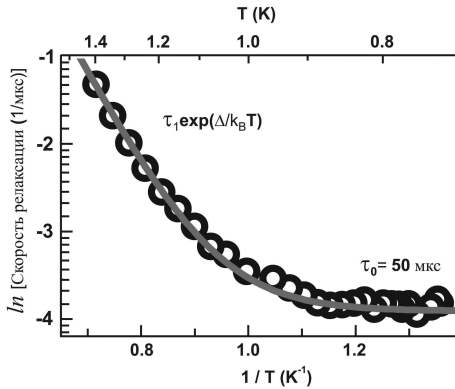


Рис. 4. Поведение скорости релаксации триплетных магнитоэкситонов при изменении температуры в КЯ шириной 35 нм при  $B_{\perp} = 4$  Тл. Кружки — эксперимент, сплошная линия — аппроксимация с учетом двух механизмов релаксации: активационного и не зависящего от температуры

структуры: чем выше качество, тем длиннее время спиновой релаксации.

#### 4. МАГНИТОЭКСИТОННЫЙ КОНДЕНСАТ

##### 4.1. Фазовый переход

Обнаруженные большие времена жизни СЦЭ в 2D ЭС, рекордные для трансляционно-инвариантных систем, открыли уникальную возможность изучения при достаточно низких температурах вырожденной фермиевской системы, в которой с помощью света возбужден плотный ансамбль долгоживущих триплетных спин-флип-экситонов, подчиняющихся бозе-статистике.

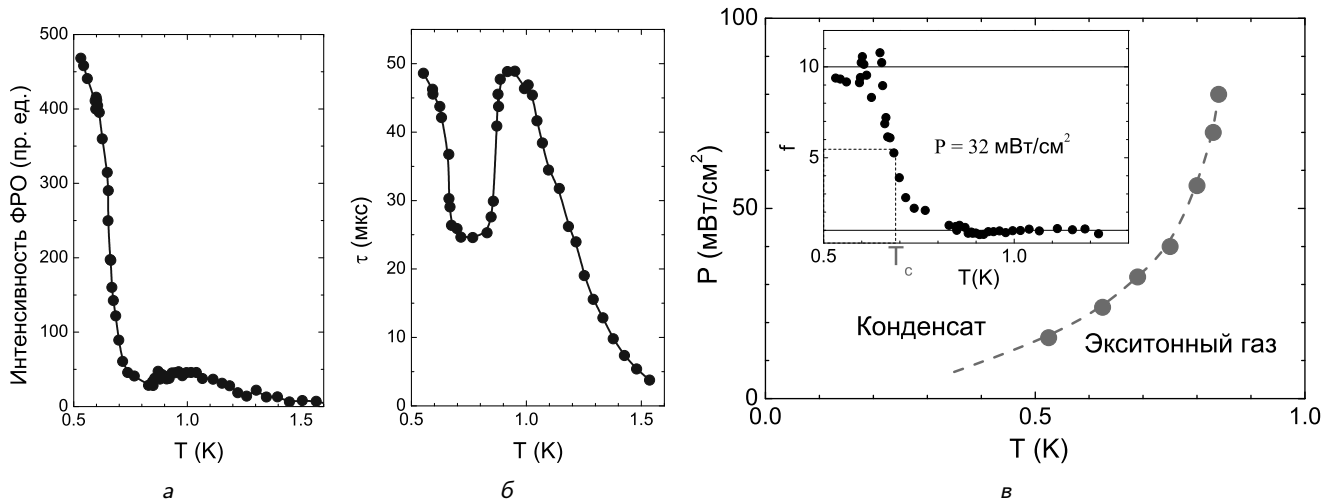
На рис. 5а и б приведены результаты измерений соответственно интенсивности сигнала ФРО (дифференциала резонансного отражения)  $I$  и времени его затухания  $\tau$  в зависимости от температуры  $T$  при фиксированной плотности мощности оптической накачки ( $P_{pump} \approx 30$  мВт/см<sup>2</sup>), создающей достаточно высокую плотность СЦЭ,  $n_{ex} \sim 10^{10}$  см<sup>-2</sup>. Оказывается, что при понижении температуры в области  $T \leq 0.8$  К интенсивность ФРО резко возрастает, более чем на порядок (рис. 5а). Пороговый характер этого явления указывает на возникновение новой конденсированной фазы СЦЭ с большей плотностью (с большими числами заполнения). Это заключение подтверждается поведением в тех же условиях времени жизни СЦЭ. В окрестности порога,  $T \approx 0.8$  К, и при дальнейшем понижении температуры сигнал ФРО возрастает даже там, где  $\tau(T)$  уменьшается (см. рис. 5б). Пороговая температура  $T_c$  для возрастания ФРО оказалась чув-

ствительной к интенсивности оптической накачки: при уменьшении  $P_{pump}$  она сдвигается в сторону более низких температур. Поведение порога возрастания дифференциала ФРО в зависимости от температуры и накачки позволяет определить фазовую диаграмму с границей, разделяющей области существования экситонного газа и новой, более плотной, конденсированной фазы СЦЭ, которую логично назвать магнитоэкситонным конденсатом [36]. Экспериментально измеренная фазовая диаграмма представлена на рис. 5в. На вставке к рис. 5в продемонстрировано, как именно определялся порог возникновения новой экситонной фазы: отсчет критической температуры  $T_c$  проводился на половине высоты ступеньки, наблюдаемой для параметра  $f(T) = I(T)\tau(T)$ , пропорционального силе осциллятора оптического перехода (0–0).

Из того обстоятельства, что при неизменной плотности экситонов понижение температуры приводит к значительному возрастанию силы осциллятора, следует, что в точке фазового перехода резко усиливается отклик на внешнее электромагнитное поле входящих в состав СЦЭ ферми-дырок на нулевом электронном уровне Ландау. Резонансное отражение можно разделить на два процесса: поглощение и следующее за ним испускание резонансного фотона с переходом системы в исходное начальное состояние. Достаточно рассмотреть процесс резонансного поглощения с возбуждением электрона из валентной зоны в зону проводимости на вакантное место, возникающее после рождения СЦЭ: на ферми-дырку на нулевом уровне Ландау. Если начальное состояние ансамбля СЦЭ подчиняется бальцовскому распределению и их число существенно меньше числа электронных состояний на уровне Ландау  $N_{\phi}$ , то несложно показать, что квадрат матричного элемента оптического перехода пропорционален  $1/N_{\phi}$  и не зависит от температуры. В случае же конденсации  $N$  СЦЭ в одно и то же квантовое состояние квадрат матричного элемента оптического перехода пропорционален  $N/N_{\phi}$  [36]. Строгое рассмотрение задачи о поглощении света некогерентным и когерентным ансамблями спин-циклотронных магнитоэкситонов в квантово-холловском диэлектрике проведено в работах [37, 38].

##### 4.2. Растекание конденсата

Рисунок 5б демонстрирует характер поведения времени жизни (времени спиновой релаксации) СЦЭ  $\tau(T)$  при фиксированной накачке и снижении



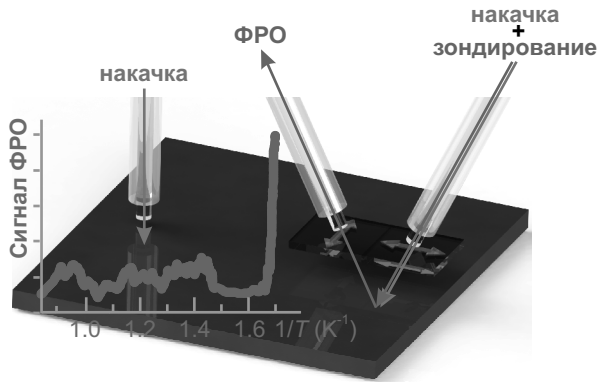
**Рис. 5.** Температурные зависимости: интенсивности сигнала ФРО (а), времени жизни  $\tau(T)$  для СЦЭ в условиях стационарного фотовозбуждения при накачке  $P_{pump} \approx 30$  мВт/см<sup>2</sup> (б) и фазовой границы, разделяющей области существования некогерентного газа и конденсата СЦЭ (в). На вставке — демонстрация способа определения критической температуры  $T_c$ : по полувысоте ступеньки для силы осциллятора  $f(T)$  оптического перехода (0–0) при фиксированной мощности накачки

температуры. Как видно, ведет оно себя немонотонно: сначала возрастает, что естественно для температурно-активированного процесса, а затем начинает уменьшаться, что выглядит совершенно неожиданным. Сложно себе представить, чтобы при столь незначительном изменении температуры экситонного ансамбля — всего лишь на 0.2 К — мог кардинально измениться механизм релаксации. Поскольку в проводившихся измерениях сигнал ФРО собирался непосредственно из области фотовозбуждения, то гораздо более реалистичным выглядит предположение о пороговом ускорении растекания экситонов из области пятна накачки к центрам релаксации (рекомбинации) за счет, например, уменьшения вязкости в подсистеме неравновесных СЦЭ.

Гипотеза о быстром растекании магнитоэкситонного конденсата на макроскопически большие расстояния была проверена экспериментально с помощью пространственного разнесения световодов, используемых для возбуждения и детектирования СЦЭ [36]. Схема эксперимента и результат экспериментального наблюдения иллюстрирует рис. 6. Здесь для подвода излучения оптической накачки используется дополнительный третий световод (на рис. 6 слева). СЦЭ возбуждаются в лазерном пятне размером около 0.4 мм непосредственно под этим световодом. Пара других световодов, установленных обычным образом для измерения сигнала ФРО, связанного с ферми-дырками в составе СЦЭ,

располагается на расстоянии примерно 2 мм от первого (на рис. 6 справа). Пока температура относительно высока ( $T > 1$  К), даже при интенсивном фотовозбуждении сигнал ФРО для электронного перехода (0–0) ничтожно мал и теряется в шумах, обусловленных остаточным рассеянным светом. При понижении температуры и при той же фиксированной оптической накачке в области  $T \lesssim 0.75$  К сигнал резонансного отражения резко возрастает пороговым образом. Это наблюдение, согласующееся с фазовой диаграммой на рис. 5в, доказывает, что значительная часть фотовозбужденных СЦЭ в условиях их конденсации в фермиевской электронной 2D-системе растекается из области возбуждения на макроскопически большие расстояния недиффузионным образом.

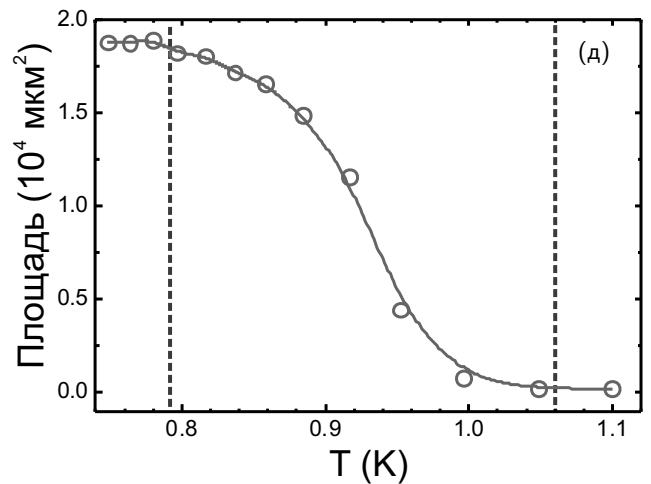
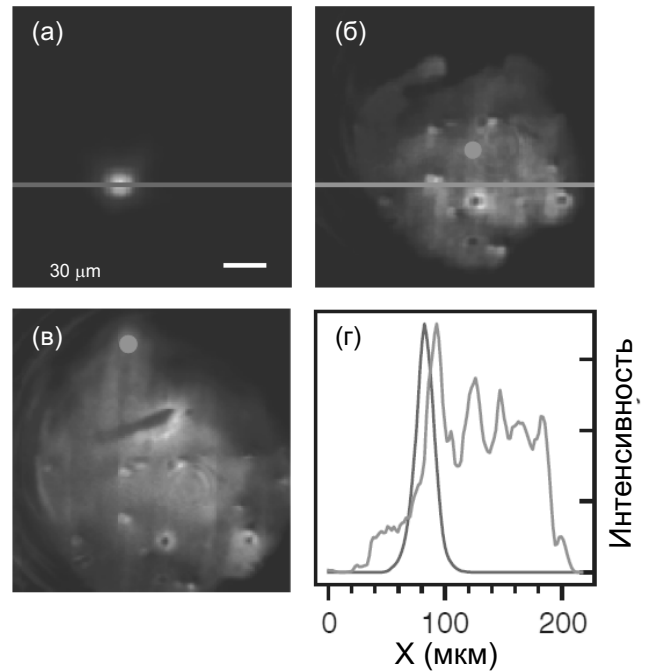
Растекание магнитоэкситонного конденсата удалось визуализировать, используя криостат с оптическим окном, позволяющий видеть образец в свете ФЛ либо резонансного отражения [39]. Эксперимент заключался в регистрации изображения ФРО с помощью широкого пятна зондирующего лазера ( $\approx 200$  мкм) при оптической накачке в пятно размером около 10 мкм, расположенное в центре пятна зондирования. Выход спиновых экситонов из пятна возбуждения не наблюдается до тех пор, пока их плотность меньше критического значения для образования магнитоэкситонного конденсата. Пятно накачки визуализируется с помощью ФЛ, соответствующей оптически разрешенному каналу рекомбина-



**Рис. 6.** Схема экспериментов по измерению ФРО. Стандартная двухсветоводная схема регистрации ФРО (справа) и дополнительный световод накачки для измерений ФРО с пространственным разделением (слева). На вставке — температурная зависимость сигнала ФРО, зарегистрированного на расстоянии примерно 2 мм от пятна накачки

ции электронов с нулевого уровня Ландау  $0_e$  в зоне проводимости на нулевой уровень Ландау  $0_{hh}$  тяжелых дырок в валентной зоне. Соответствующее время рекомбинации составляет около 100 пс, и размер люминесцентного пятна остается постоянным при любой исследуемой температуре (рис. 7а). С учетом пространственного разрешения оптической системы длина диффузии в газе спиновых экситонов не превышает 2 мкм. Когда же происходит фазовый переход в конденсированное состояние, длины пробега СЦЭ из пятна возбуждения становятся макроскопическими (рис. 7б, в). При этом расстояние, на которое спин-флип-экситоны распространяются по образцу, растет с размером пятна возбуждения и с мощностью накачки. В частности, длина пробега СЦЭ, показанная на рис. 7в, превышает 200 мкм при диаметре пятна накачки 20 мкм. Распределение СЦЭ от края пятна фотовозбуждения к фронту пятна их распространения не описывается гауссовым распределением. Вместо этого наблюдается плато плотности СЦЭ по всему пятну распространения (рис. 7г). Таким образом, перенос спин-флип-экситонов не является диффузионным процессом. Поскольку длина распространения СЦЭ зависит от температуры (рис. 7д), можно либо полностью блокировать их распространение, либо разрешить его на определенное расстояние, изменяя температуру в узком диапазоне около 0.2 К.

Еще один способ диагностирования растекания магнитоэкситонного конденсата связан с упомянутыми в разд. 2.2 «сигнальными метками» СЦЭ, наблюдаемыми в спектрах ФЛ. Как было показано в работе [31], при малых концентраци-



**Рис. 7.** Распространение СЦЭ на макроскопические расстояния. а) Пятно фотовозбуждения, наблюдаемое в свете ФЛ — оптический переход (0–0), б), в) Изображения в свете ФРО одной и той же области образца при разных положениях пятна возбуждения (оранжевый кружок). г) Сечения интенсивностей ФЛ и ФРО вдоль линий, показанных на (а) и (б).  $T \approx 0.5$  К,  $P_{pump} = 80$  мВт/см<sup>2</sup>. д) Температурная зависимость площади растекания СЦЭ. Фазовый переход в магнитоэкситонный конденсат происходит между двумя пунктирными линиями

ях спин-флип-магнитоэкситонов в спектре ФЛ доминируют две одночастичные линии: одна в поляризации  $\sigma^-$ , а другая — в поляризации  $\sigma^+$  (спектр (1) на рис. 8). Эти линии отвечают излучательной рекомбинации электронов с проекцией

спина  $+1/2$  и  $-1/2$  с тяжелыми дырками с проекциями спина соответственно  $-3/2$  и  $+3/2$ . По мере накопления темных СЦЭ в спектре ФЛ появляются две дополнительные линии, отвечающие рекомбинации многочастичных комплексов, составной частью которых оказывается спин-флип-магнитоэкситон. Одна из этих линий (линия «PIn») проявляется в  $\sigma^-$ -поляризации и имеет значительный энергетический сдвиг в сторону меньших энергий. Другая дополнительная линия (линия «T») наблюдается в  $\sigma^+$ -поляризации и имеет значительно меньший энергетический сдвиг по сравнению с одночастичным переходом. В работе [31] было также показано, что оптические переходы в трехчастичных трансляционно-инвариантных комплексах разрешены, если эти переходы идут в симметрично разрешенном канале. Одиночная фотовозбужденная тяжелая дырка в валентной зоне связывается в трионное состояние с СЦЭ, а затем в рамках однофотонного процесса переходит из валентной зоны в состояние ферми-дырки на нулевом уровне Ландау зоны проводимости. Процесс идет без изменения внутренних степеней свободы триона. Конечным состоянием процесса излучательной рекомбинации является либо синглетное по дыркам состояние в  $\sigma^-$ -поляризации, либо триплетное — в  $\sigma^+$ -поляризации (см. схемы на рис. 8). Различие в свойствах трионов в двух поляризациях 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 магнитоплазменные колебания в присутствии дополнительной ферми-дырки или плазмарон («PIn»). Триплетное по дыркам трехчастичное состояние в  $\sigma^+$ -поляризации является трионом («T»). Электрон, входящий в трион, не может участвовать в плазменных колебаниях. Таким образом, несмотря на то, что темные триплетные циклотронные спин-флип-магнитоэкситоны 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 «индикаторами» появления в области зондирования триплетных спиновых магнитоэкситонов.

В экспериментах [40] в качестве источника возбуждения 2D ЭС использовался непрерывный одномодовый лазерный диод ( $\lambda \approx 780$  нм), луч которого разделялся на два: накачивающий и зондирующий.

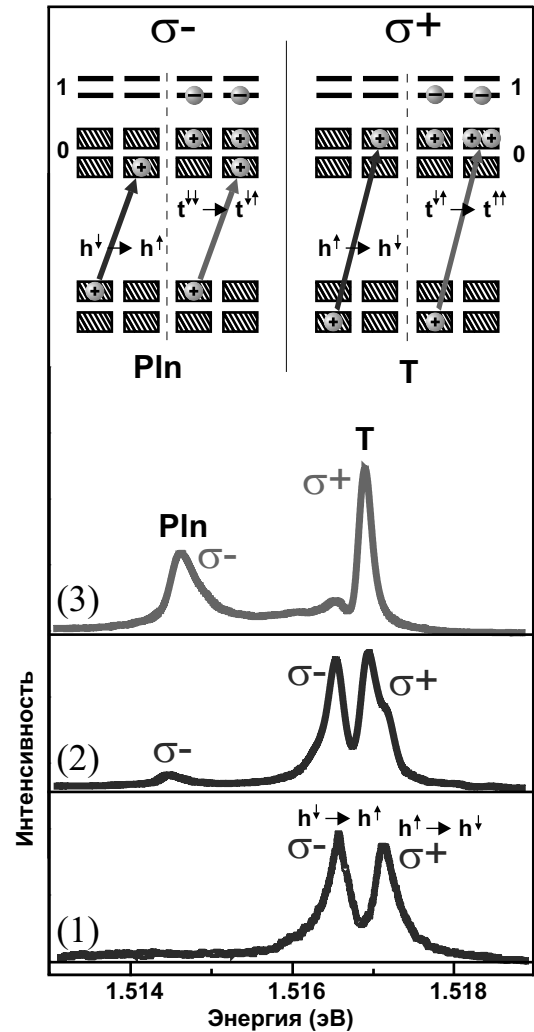


Рис. 8. Спектры ФЛ: импульсное фотовозбуждение,  $\tau_p = 10$  мкс,  $P_p = 100$  мкВт (1); непрерывное фотовозбуждение с двумя разнесенными пятнами накачки (2) и (3);  $P_{probe} = 3$  мкВт,  $P_{pump} = 0$  (2);  $P_{probe} = 3$  мкВт,  $P_{pump} = 150$  мкВт (3). Вверху — схема оптических переходов для двух направлений циркулярной поляризации

Оба луча фокусировались на поверхности исследуемого образца в два пятна диаметром около 20 мкм, разнесенных на расстояние около 200 мкм. Мощность накачки  $P_{pump}$  варьировалась в диапазоне от 2 до 200 мкВт, тогда как мощность зондирующего луча поддерживалась постоянной:  $P_{probe} = 3$  мкВт. Темные СЦЭ создавались в пятне накачки, и их концентрацию можно было менять, варьируя  $P_{pump}$ . Приход этих СЦЭ в пятно зондирования проводился по изменению в этом месте спектров ФЛ. Спектр (2) на рис. 8 измерен в отсутствие накачки в пятне фотовозбуждения. В нем видны две линии, отвечающие одночастичным переходам, а также отно-

сительно слабые линии «PIn» и «Т», возникающие за счет присутствия в области зондирования небольшого количества СЦЭ, рождаемых самим пучком зондирования. При низком уровне накачки в пятне фотовозбуждения,  $P_{pump} < 6$  мкВт, форма и интенсивность спектра ФЛ в пятне зондирования практически не изменялась. Таким образом, в данных условиях ансамбль СЦЭ, созданных в пятне фотовозбуждения, не оказывает практически никакого влияния на состояния в пятне зондирования. Однако с повышением интенсивности накачки в пятне возбуждения форма спектра излучения, измеренного в пятне зондирования, меняется. Линии, связанные с оптическими переходами в многочастичных комплексах (линии «PIn» и «Т»), растут по интенсивности и становятся доминирующими (спектр (3) на рис. 8). Таким образом, из результатов, представленных на рис. 8, однозначно следует, что по мере увеличения накачки темные СЦЭ из пятна фотовозбуждения приходят в область зондирования, преодолевая при этом макроскопически большое расстояние, около 200 мкм.

### 4.3. Кинетика растекания спиновых экситонов

Эксперименты по изучению кинетики растекания спиновых экситонов [41–43] проводились с помощью двухсветовой методики. В качестве источника фотовозбуждения использовался одномодовый лазерный диод ( $\lambda \approx 780$  нм). Модулирование тока диода с помощью генератора прямоугольных импульсов позволяло измерять  $\tau_d$  — время уменьшения сигнала ФРО из пятна фотовозбуждения после окончания импульса накачки. Увеличение длительности импульса накачки  $\tau_p$ , либо пиковой мощности  $P_p$  приводило к возрастанию плотност СЦЭ, 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. Следует отметить, что при этих измерениях нельзя определить, за счет чего убывает сигнал ФРО после окончания импульса накачки. Это может быть связано как с релаксацией неравновесных спин-флип-экситонов в основное состояние за время  $\tau$ , так и с их уходом из пятна фотовозбуждения за время  $\tau_{prop}$ . В том и другом случаях фиксируется уменьшение в пятне накачки/зондирования числа ферми-дырок, входящих в состав СЦЭ.

Результаты измерений времени убывания сигнала ФРО  $\tau_d$  в зависимости от длительности импуль-

са накачки  $\tau_p$  при фиксированной пиковой мощности  $P_p$  приведены на рис. 9. На кривой можно выделить три характерных участка. Первый соответствует низкому уровню фотовозбуждения системы: концентрация СЦЭ составляет менее 1% от плотности квантов магнитного потока. В этом случае время  $\tau_d$  слабо зависит от длительности импульса фотовозбуждения, составляя около 600 мкс. На втором участке наблюдается рост  $\tau_d$  приблизительно на 300 мкс, а на третьем — резкое падение.

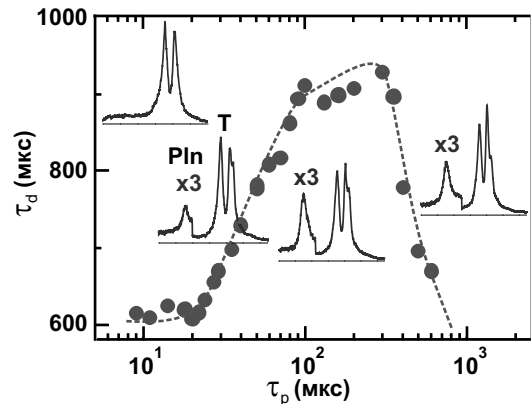


Рис. 9. Время спада сигнала ФРО как функция длительности импульса фотовозбуждения  $\tau_d(\tau_p)$ . На вставках — спектры ФЛ, измеренные при  $\tau_p = 10, 30, 100$  и  $1000$  мкс

Недостатком метода ФРО является то обстоятельство, что регистрируется лишь общее количество фотовозбужденных ферми-дырок и неизвестно, какой обобщенный импульс имеют СЦЭ, в состав которых эти дырки входят. Функцию распределения спин-флип-экситонов по обобщенным импульсам оказывается возможным определить из спектров ФЛ трехчастичных экситонных комплексов в 2D ЭС. При этом, как уже упоминалось, энергия триона не несет информации об обобщенном импульсе входящего в него СЦЭ, а интенсивность линии «Т» учитывает, фактически, лишь полную концентрацию спин-флип-экситонов. В то же время спектр ФЛ плазмарона, напротив, несет информацию как о полном числе СЦЭ, так и о функции распределения плазмаронов по энергиям, из которой, в свою очередь, можно извлечь функцию распределения по обобщенным импульсам  $q$  входящих в плазмарон СЦЭ, которую они имели к моменту формирования плазмарона. Чтобы понять природу поведения спин-флип-экситонов в пятне фотовозбуждения в зависимости от накачиваемой экситонной плотности, были проведены одновременные измерения спектров ФЛ 2D ЭС [43].

На вставках рис. 9 видно, что в условиях малых плотностей фотовозбуждения число СЦЭ с большими обобщенными импульсами мало: линия плазмарона отсутствует. При увеличении экситонной плотности начинается процесс рассеяния рожденных светом СЦЭ с импульсами  $q \approx 0$  в область минимума дисперсионной зависимости. В результате линия плазмарона с импульсами СЦЭ  $q \approx 1/l_B$  растет быстрее, чем линия триона. Поскольку этот процесс начинается с некоторой критической длительности импульса накачки (т.е. с критической плотности СЦЭ), 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 внутримолекулярной релаксации СЦЭ — не менее 600 мкс. Причина такой медленной внутримолекулярной релаксации состоит в невозможности одновременно удовлетворить законам сохранения энергии и импульса при испускании акустического фонона. Конкретные значения времени релаксации связаны с параметрами гетероструктуры.

Процесс рассеяния СЦЭ в низшее энергетическое состояние сопровождается появлением в спектрах ФЛ линии плазмарона, что сигнализирует о заполнении магнитоэкситонных состояний вблизи минимума дисперсионной зависимости. При этом время релаксации СЦЭ в основное состояние, измеренное с помощью ФРО, увеличивается (второй участок на зависимости  $\tau_d(\tau_p)$ , рис. 9). Это очевидный результат, так 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 СЦЭ начинают уходить из пятна возбуждения. В этом случае время  $\tau_d$ , измеренное с помощью ФРО, резко уменьшается. Одновременно наблюдается дисбаланс в общем числе накачиваемых в пятно возбуждения СЦЭ, измеряемом с помощью интенсивности линии триона, и числе СЦЭ с обобщенным импульсом  $q \approx 1/l_B$ , измеряемом с помощью линии плазмарона. Общее число накачиваемых СЦЭ растет, а число СЦЭ с импульсами порядка обратной магнитной длины уменьшается. Очевидно, что из пятна возбуждения уходят не все фотовозбужденные спин-флип-экситоны, а только экситоны с обобщенным импульсом  $q \approx 1/l_B$ . Скорость, которую они приобретают при выходе из пятна накачки, можно грубо оценить как  $v_c \approx d_{\text{pump}}/2\tau_{\text{prop}}$ . Минимальное зарегистрированное в экспериментах время спада сигнала ФРО со-

ставляло около 30 мкс [41, 42], так что оценка для максимальной скорости растекания дает значение, равное примерно 25 м/с.

Как было показано в предыдущем разделе, в экспериментах с пространственно-разнесенными пятнами накачки и зондирования при увеличении плотности мощности фотовозбуждения интенсивность линии плазмарона в 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 в удаленной области, можно получить распределение по обобщенным импульсам неравновесных магнитоэкситонов [43]. Из приведенных на рис. 10 функций распределения  $n_{SCE}(q)$  в отсутствие и при наличии удаленного фотовозбуждения следует, что именно спин-флип-экситоны с импульсами порядка обратной магнитной длины принимают участие в магнитоэкситонном транспорте.

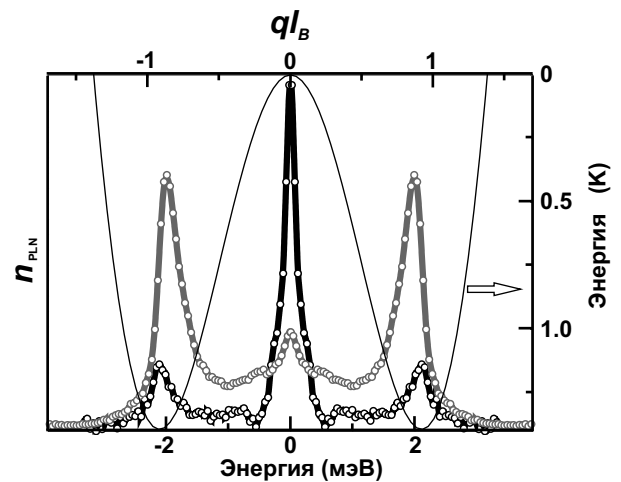


Рис. 10. Распределение плазмаронов по энергиям (нижняя шкала) и импульсам (верхняя шкала) для двух режимов непрерывного фотовозбуждения, соответствующих спектрам 2 (черная кривая) и 3 (красная кривая) на рис. 8. Тонкая линия — дисперсия триплетных магнитоэкситонов, рассчитанная в соответствии с результатами работы [3]

Из-за невозможности удовлетворить законам сохранения энергии и импульса одновременно в ансамбле неравновесных спин-флип-экситонов не происходит полной термализации. Релаксация в низшее энергетическое состояние протекает за счет двух-

экситонных процессов [44], которые становятся заметными по достижению неравновесным ансамблем магнитоэкситонов некоторой критической плотности. Вследствие сверхдлинных времен термализации ансамбль СЦЭ является существенно неравновесным. Одна его часть представляет собой газ магнитоэкситонов с обобщенными импульсами  $q \approx 0$ . Их доля определяется не только внешней температурой, но и динамикой фотовозбуждения, двухэкситонной внутримолекулярной релаксацией и транспортом спин-флип-экситонов из пятна возбуждения. Другая часть — это СЦЭ с импульсами  $q \approx 1/l_B$ , которые формируют магнитоэкситонный конденсат и участвуют в экситонном транспорте (переносе спина) на макроскопические расстояния.

#### 4.4. Когерентность магнитоэкситонного конденсата

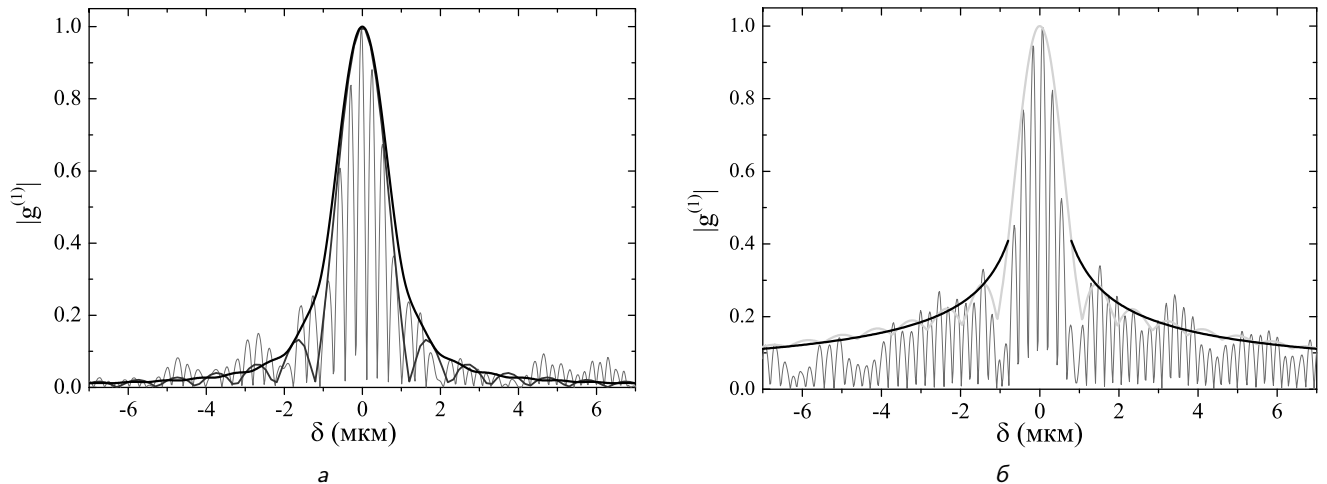
При исследовании пространственной когерентности магнитоэкситонного конденсата [45, 46] сравнивались интерферограммы в свете резонансного отражения для оптического перехода (0–0) между состояниями нулевых уровней Ландау тяжелых дырок валентной зоны и электронов зоны проводимости, полученные без оптической накачки и при включенной накачке. В идеальной 2D ЭС-системе в отсутствие фотовозбуждения сигнал резонансного отражения от квантово-холловского изолятора при  $\nu = 2$  наблюдаться не должен: поглощение резонансного фотона и его последующее переизлучение (т. е. резонансное отражение) невозможно, пока на нулевом электронном уровне Ландау не появится ферми-дырка. В реальности скрещенные линейные поляризаторы не подавляют отражение полностью и какое-то небольшое количество света попадает в интерферометр. Включение накачки приводит к возникновению сигнала ФРО (отражение возрастает, по крайней мере, на порядок величины), что свидетельствует о появлении в 2D ЭС макроскопического числа неравновесных спин-флип-экситонов. Для формирования магнитоэкситонного конденсата необходимо, чтобы СЦЭ начали эффективно заполнять состояния вблизи минимума дисперсионной зависимости при  $q_{min} \approx 1/l_B$ . Максимальная интенсивность полосы плазмарона относительно линии триона служила критерием при подборе параметров эксперимента: напряженности магнитного поля  $B$  и мощности накачки  $P_{pump}$ . Выяснилось, что интенсивность линии «Pn» сравнивается с линией «T», а линия одночастичного перехода, наблюдаемая, как и плазмарон, в  $\sigma^-$ -поляризации, практически исче-

зает при интенсивности накачки не более  $10 \text{ Вт/см}^2$  и факторе заполнения  $\nu \gtrsim 2$ . Спектр ФЛ с интенсивной линией плазмарона записывался непосредственно перед регистрацией интерферограммы и контролировался после. Профиль  $|g^{(1)}(\delta) \cos \Phi(\delta)|$  в отсутствие фотовозбуждения приведен на рис. 11а, а при включенной накачке — на рис. 11б.

На рис. 11а синим цветом показана аппаратная функция, наилучшим образом описывающая центральный пик при  $\delta = 0$ . Здесь же приведен результат свертки аппаратной кривой и функции  $\exp(-|x|/\xi)$  с параметром  $\xi = 0.4 \text{ мкм}$ . Можно предположить, что высокая степень когерентности излучения зондирующего лазера при рассеянии на матовом стекле теряется не полностью. Во всяком случае, первый нуль функции  $|2J_1(\nu)/\nu|$  в профиле полос явно не наблюдается и результат свертки ближе к эксперименту.

Ширины центральных пиков на рис. 11а и б различаются мало. Главное различие состоит в поведении  $|g^{(1)}(\delta)|$  при больших сдвигах. Хотя в этой области  $\delta$  воспроизводимость  $|g^{(1)}(\delta)|$  от измерения к измерению оставляет желать лучшего, но само подрастание «крыльев» распределения  $|g^{(1)}(\delta)|$  при включении накачки воспроизводится надежно. На рис. 11б приведен пример, когда этот эффект максимален. Зависимость  $|g^{(1)}(\delta)|$ , приведенную на рис. 11б, никакой сверткой  $\exp(-|x|/\xi)$  с аппаратной функцией получить невозможно: при такой ширине центрального пика убывание коррелятора с расстоянием будет происходить гораздо быстрее. Качественно картина объясняется в предположении, что имеются два независимых источника излучения: некогерентный ( $\xi \lesssim 0.1 \text{ мкм}$ ) и частично когерентный с параметром  $\xi \lesssim 10 \text{ мкм}$  (точнее определить здесь невозможно). Результат суммирования аппаратной функции и ее свертки с экспонентой  $\exp(-|x|/\xi)$  при  $\xi = 10 \text{ мкм}$  с весом соответственно 0.8 и 0.2 показан на рис. 11б зеленой кривой.

Зависимость  $|g^{(1)}(\delta)|$  на рис. 11б очень похожа на ту, что впервые наблюдалась для внутриврезонаторных экситонных поляритонов в работе [34]. В том случае центральный пик хорошо описывался гауссианом, ширина которого напрямую связана с тепловой дебройлевской длиной волны  $\lambda_{dB}$ , достигавшей 5–6 мкм при высокой интенсивности оптической накачки. Масса СЦЭ гораздо больше ( $m_{SCE} \approx 0.13m_e$ ), поэтому для него при  $T = 0.5 \text{ К}$  величина  $\lambda_{dB} \approx 0.3 \text{ мкм}$ . Поскольку разрешение используемой оптической системы не лучше 1 мкм, то в нашем случае именно оно определяет шири-



**Рис. 11.** Оценка степени когерентности магнитоэкситонного конденсата. Красная линия — профиль интерференционных полос в свете резонансного отражения  $|g^{(1)}(\delta) \cos \Phi(\delta)|$ . а)  $P_{pump} = 0$ ,  $P_{probe} = 5$  мкВт; синяя линия — аппаратная функция  $|2J_1(\nu)/\nu|$ , наилучшим образом описывающая центральный пик; черная линия — результат ее свертки с функцией  $\exp(-|\delta|/\xi)$  при  $\xi = 0.4$  мкм. б)  $P_{pump} = P_{probe} = 1$  мкВт; зеленая кривая — результат суммирования с весом 0.8 и 0.2 соответственно аппаратной функции и ее свертки с  $\exp(-|\delta|/\xi)$  при  $\xi = 10$  мкм; черная кривая — функция  $(0.18/|\delta|)^{0.6}$

ну пика при  $\delta \simeq 0$ . Описание поведения коррелятора на больших расстояниях степенной зависимостью вида  $(b/|x|)^a$  продемонстрировано на рис. 11б черной кривой. Точность определения показателя невелика, но все же можно утверждать, что  $a \simeq 0.5-0.7$ . Согласно теории БКТ в конденсате 2D-бозонов значение показателя степени подчиняется условию  $a \leq 1/4$  [12, 13]. В экспериментах [34], где точность измерений гораздо выше, были получены значения  $a \simeq 0.9-1.2$ . Последующие исследования показали, что быстрое убывание коррелятора  $g^{(1)}$  с расстоянием связано с возбуждением одновременно нескольких пространственных мод [47]. Лишь при накачке лазерным пучком с гауссовым поперечным профилем, возбуждающим одну низшую по энергии моду, показатель степени совпадает с теоретическим вблизи порога возникновения БКТ-конденсата и становится еще меньше с ростом интенсивности фотовозбуждения [48].

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Магнитоэкситонный конденсат — это первый экспериментальный пример конденсации композитных бозонов не в обычном пространстве, как в случае электрон-дырочной жидкости в объемных полупроводниках [49], и не в обычном импульсном пространстве, как в случае атомных бозе-конденсатов [50], а в пространстве обобщенных импульсов — величин, зависящих как от пространственных координат, так и от их градиентов [51]. Магнитоэкси-

тонный конденсат формируется из темных циклотронных спин-флип-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 спин-флип-экситонов не происходит полной термализации. Вследствие сверхдлинных времен термализации ансамбль спин-флип-экситонов является существенно неравновесным. Он состоит из газа магнитоэкситонов с обобщенными импульсами  $q \approx 0$  (их доля определяется температурой, динамикой фотовозбуждения, внутримолекулярной релаксацией и транспортом магнитоэкситонов из пятна возбуждения) и конденсата магнитоэкситонов с импульсами  $q \approx 1/l_B$ , которые участвуют в быстром экситонном транспорте, сопровождающемся переносом спина, на макроскопические расстояния. Таким образом, фотовозбужденная система спин-флип-экситонов существенно отличается от системы непрямых в импульсном пространстве экситонов в объемных полупроводниках, таких как Ge и Si, где долгоживущие экситоны термализуются на масштабах их времен жизни [52]. Примером неравновесной бозе-системы, близкой к системе циклотронных спин-флип-магнитоэкситонов, следует рассматривать параметрически накачиваемые бозе-эйнштейновские конденсаты магнонов в пленках железо-иттриевого граната [20].



## ЛИТЕРАТУРА

1. W. Kohn, Phys. Rev. **123**, 1242 (1961).
2. Ю. А. Бычков, С. В. Иорданский, Г. М. Элиашберг, Письма в ЖЭТФ **33**, 152 (1981).
3. C. Kallin and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
4. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. Dickmann et al., Phys. Rev. B **72**, 073304 (2005).
5. S. Dickmann and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **71**, 241310 (2005).
6. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev et al., Sci. Rep. **5**, 10354 (2015).
7. S. M. Dickmann, Phys. Rev. Lett. **110**, 166801 (2013).
8. Л. В. Кулик, А. В. Горбунов, С. М. Дикман, В. Б. Тимофеев, УФН **189**, 925 (2019).
9. И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик, ЖЭТФ **80**, 1488 (1981).
10. P. C. Hohenberg, Phys. Rev. **158**, 383 (1967).
11. N. Mermin and H. Wagner, Phys. Rev. Lett. **17**, 1133 (1966).
12. В. Л. Березинский, ЖЭТФ **59**, 907 (1970); **61**, 1144 (1971).
13. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J. Phys. C **6**, 1181 (1973).
14. D. J. Bishop and J. D. Reppy, Phys. Rev. Lett. **40**, 1727 (1978); Phys. Rev. B **22**, 5171 (1980).
15. H. S. J. van der Zant, H. A. Rijken, and J. E. Mooij, J. Low Temp. Phys. **82**, 67 (1991).
16. Z. Hadzibabic, P. Krüger, M. Cheneau et al., Nature **441**, 1118 (2006).
17. P. Cladé, C. Ryu, A. Ramanathan et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 170401 (2009).
18. G. Roumpos, M. D. Fraser, A. Löffler et al., Nature Phys. **7**, 129 (2011).
19. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann et al., Nature **443**, 409 (2006).
20. S. O. Demokritov, V. E. Demidov, O. Dzyapko et al., Nature **443**, 430 (2006).
21. M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews et al., Science **269**, 198 (1995).
22. K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
23. С. А. Москаленко, М. А. Либерман, Е. С. Москаленко и др., ФТТ **55**, 1457 (2013).
24. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, ЖЭТФ **71**, 738 (1976).
25. В. Б. Тимофеев, А. В. Горбунов, Д. А. Демин, ФНТ **37**, 229 (2011).
26. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **96**, 145 (2012).
27. D. D. Osheroff, R. C. Richardson, and D. M. Lee, Phys. Rev. Lett. **28**, 885 (1972).
28. J. P. Eisenstein and A. H. MacDonald, Nature **432**, 691 (2004).
29. C. A. Regal, M. Greiner, and D. S. Jin, Phys. Rev. Lett. **92**, 040403 (2004).
30. A. S. Zhuravlev, S. Dickmann, L. V. Kulik, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **89**, 161301(R) (2014).
31. A. S. Zhuravlev, V. A. Kuznetsov, L. V. Kulik et al., Phys. Rev. Lett. **117**, 196802 (2016).
32. V. A. Kuznetsov, L. V. Kulik, M. D. Velikanov et al., Phys. Rev. B **98**, 205303 (2018).
33. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1973).
34. G. Roumpos, M. Lohse, W. H. Nitsche et al., Proc. Nat. Ac. Sci. **109**, 6467 (2012).
35. L. V. Kulik, S. M. Dickmann, I. K. Drozdov et al., Phys. Rev. B **79**, 121310 (2009).
36. L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, S. M. Dickmann et al., Nature Comm. **7**, 13499 (2016).
37. S. Dickmann, JETP Lett. **109**, 63 (2019).
38. S. Dickmann, Lith. J. Phys. **59**, 79 (2019).
39. L. V. Kulik, V. A. Kuznetsov, A. S. Zhuravlev et al., Sci. Rep. **8**, 10948 (2018).
40. А. В. Горбунов, Л. В. Кулик, В. А. Кузнецов и др., Письма в ЖЭТФ **106**, 651 (2017).
41. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev et al., Appl. Phys. Lett. **114**, 062403 (2019).
42. A. V. Gorbunov, V. A. Kuznetsov, A. S. Zhuravlev et al., Ann. der Phys. **531**, 1800443 (2019).
43. А. С. Журавлев, В. А. Кузнецов, А. В. Горбунов и др., Письма в ЖЭТФ **110**, 260 (2019).
44. S. Dickmann and B. D. Kaysin, JETP Lett. **114**, 585 (2021).
45. А. В. Горбунов, А. В. Ларионов, Л. В. Кулик, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **114**, 479 (2021).
46. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Изв. РАН, сер. физ. **86**, 467 (2022).
47. W. H. Nitsche, N. Y. Kim, G. Roumpos et al., Phys. Rev. A **93**, 053622 (2016).
48. W. H. Nitsche, N. Y. Kim, G. Roumpos et al., Phys. Rev. B **90**, 205430 (2014).
49. L.V. Keldysh, Contemp. Phys. **27**, 395 (1986).
50. J. R. Anglin and W. Ketterle, Nature **416**, 211 (2002).
51. J. E. Avron, I. W. Herbst, and B. Simon, Ann. Phys. **114**, 431 (1978).
52. И. В. Кукушкин, В. Д. Кулаковский, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **34**, 36 (1981).