

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## Экситонные конденсаты в целочисленных и дробных квантово-холловских диэлектриках\*

А.В. Ларионов, А.В. Горбунов, Л.В. Кулик

*Представлен обзор экспериментальных исследований свойств недавно обнаруженного нового когерентно-коллективного состояния — магнитоэкситонного конденсата. Конденсация происходит при температурах ниже 1 К в фермиевской системе, целочисленном квантово-холловском диэлектрике (фактор заполнения  $\nu = 2$ ), в результате образования плотного ансамбля долгоживущих триплетных спиновых циклотронных магнитоэкситонов, композитных бозонов. С помощью светосильной оптической системы высокого разрешения визуализировано формирование и растекание в реальном пространстве плотных ансамблей фотовозбуждений в целочисленном и дробном квантово-холловских диэлектриках при факторах заполнения  $\nu = 2$  и  $\nu = 1/3$ . Проведён анализ корреляции между транспортными и когерентными свойствами этих ансамблей.*

**Ключевые слова:** магнитоэкситоны, квантово-холловский изолятор, коллективные возбуждения, магнитоэкситонный конденсат

PACS numbers: 71.35.Ji, 71.35.Lk, 73.21.Fg, 73.43.Lp

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2025.04.040008>

### Содержание

1. Введение (490).
2. Методы экспериментов (492).
  - 2.1. Выбор гетероструктуры.
  - 2.2. Диагностирование "тёмных" триплетных экситонов.
  - 2.3. Геометрия эксперимента.
  - 2.4. Измерения кинетики фотоиндуцированного резонансного отражения.
  - 2.5. Измерения пространственной когерентности.
3. Экспериментальные результаты и обсуждение (495).
  - 3.1. Спектроскопия фотоиндуцированного резонансного отражения.
  - 3.2. Время жизни спиновых циклотронных экситонов.
  - 3.3. Магнитоэкситонный конденсат. Фазовый переход.
  - 3.4. Магнитоэкситонный конденсат. Растекание.
  - 3.5. Когерентность магнитоэкситонного конденсата.
4. Заключение (504).

Список литературы (505).

### 1. Введение

Принципиальный вопрос о возможности бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) экситонов в твёрдом теле привлек к себе внимание теоретиков в начале 1960-х гг. [1–3], а после выхода в свет пионерских работ Л.В. Кел-

дыша с соавторами [4, 5] он стал одним из наиболее обсуждаемых в научной литературе. Для конденсации необходимо создать плотный долгоживущий ансамбль экситонов и охладить его до температуры фазового перехода в конденсированное состояние, как это было сделано позднее для атомных систем в магнитных ловушках [6, 7]. Начатые в 1970-х гг. экспериментальные поиски экситонной БЭК в высококачественных монокристаллах (CdSe, CuCl, и особенно в  $\text{Cu}_2\text{O}$ ) продолжаются и сегодня, но по разным причинам пока не дали положительных результатов. Обзор исследований в этой области за 30 лет и обсуждение перспектив на ближайшее будущее можно найти в работе [8]. Существенный прогресс в направлении создания плотных экситонных ансамблей был достигнут в сверхвысококачественных непрямозонных полупроводниках типа Ge и Si. Однако из-за долинного вырождения в зоне проводимости Ge и Si в эксперименте наблюдается фазовый переход не в бозе-эйнштейновский конденсат, а в новое конденсированное состояние экситонной материи — электрон-дырочную жидкость [9]. Все попытки исправить ситуацию с долинным вырождением с помощью одноосного сжатия или внешнего магнитного поля привели лишь к частичному снятию вырождения и наблюдению небольшого статистического ансамбля экситонов [10]. Таким образом, создание бозе-эйнштейновского конденсата экситонов в трёхмерных твердотельных системах успехом пока не увенчалось.

В середине 1970-х гг. появились теоретические исследования, в которых было обращено внимание на пер-

А.В. Ларионов<sup>(а)</sup>, А.В. Горбунов<sup>(б)</sup>, Л.В. Кулик<sup>(с)</sup>  
 Институт физики твёрдого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН,  
 ул. Академика Осипьяна 2, 142432 Черноголовка,  
 Московская обл., Российская Федерация  
 E-mail: <sup>(а)</sup> [larionov@issp.ac.ru](mailto:larionov@issp.ac.ru), <sup>(б)</sup> [gorbunov@issp.ac.ru](mailto:gorbunov@issp.ac.ru),  
<sup>(с)</sup> [kulik@issp.ac.ru](mailto:kulik@issp.ac.ru)

Статья поступила 11 июля 2025 г.

\* Статья написана на основе доклада, представленного на Научной сессии Отделения физических наук Российской академии наук, 23 апреля 2025 г. (см. УФН 196 (5) 449 (2026)).

спективность с точки зрения наблюдения эффектов БЭК и сверхтекучести двумерных (2D) пространственно-разделённых электрон-дырочных слоёв [11, 12]. С развитием технологии полупроводниковых наноструктур в 1990-х гг. начались активные экспериментальные исследования по поиску экситонной БЭК в 2D системах. Здесь популярным объектом стали пространственно-непрямые (дипольные) экситоны, в которых электрон и дырка разнесены в пространстве под действием внешнего электрического поля. За счёт уменьшения перекрытия волновых функций электрона и дырки время жизни непрямого экситона может достигать десятков микросекунд вместо обычных  $\leq 100$  пс. Такие экситоны существенно проще охлаждать, приближая их температуру к температуре кристаллической решётки. Но до сих пор, несмотря на большую активность, в научном сообществе нет согласия по поводу успешной конденсации дипольных экситонов. Несомненные успехи в физике двумерных экситонов достигнуты при создании и исследовании экситон-поляритонных неравновесных конденсатов в квантовых ямах, помещённых в брэгговские резонаторы [13]. Экситон-поляритонные конденсаты по своим свойствам близки к лазерным системам из-за существенного смешивания экситонов со светом, поэтому вопрос о возможности конденсации самих 2D экситонов на данный момент остаётся открытым.

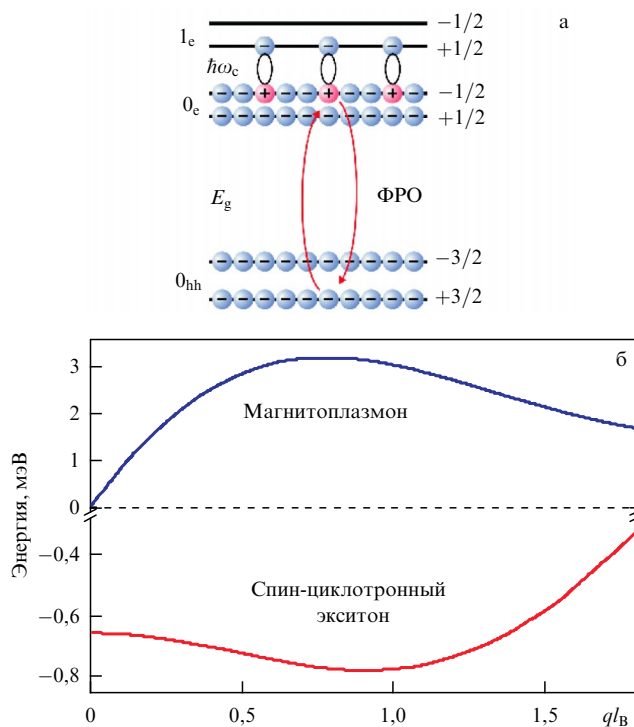
В данном обзоре представлены новые результаты, связанные с экспериментами по конденсации 2D магнитоэкситонов – возбуждений в двумерных электронных системах (2DЭС), помещённых во внешнее квантующее магнитное поле. Стоит заметить, что магнитооптические исследования 2DЭС продолжаются уже давно и соответствующая библиография весьма обширна (см., например, обзоры [14, 15]). Теоретически задача о 2D экситоне Ванье – Мотта в поперечном магнитном поле была рассмотрена в работе [16]. На тот момент перспективы конденсации магнитоэкситонов выглядели весьма обнадеживающими: свойства 2D газа таких возбуждений оказываются близки к идеальному газу бозонов [17]. Однако в экспериментах действие магнитного поля на экситон, образованный дыркой в валентной зоне и электроном в зоне проводимости, даже в случае долгоживущих дипольных экситонов в двойных квантовых ямах GaAs/AlGaAs к конденсации не приводило [18].

Относительно недавно появилась идея конденсации циклотронных магнитоэкситонов, у которых электрон и дырка находятся на разных уровнях Ландау в зоне проводимости [19]. Речь идёт о квантово-холловской 2DЭС, в которой 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 другом (орбитальном или спиновом) состоянии 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 возбуждённым 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-синглетный магнитоэкситон есть не что иное, как магнитоплазмон — бесспиновое возбуждение, у которого, согласно теореме Кона, энергия при нулевом волновом векторе равна одночастичной циклотронной энергии [20, 21]. Компоненты триплетного спинового экситона, для которых проекция спина на направление магнитного поля  $S_z = -1, 0, +1$ , энергетически отделены друг от друга зеемановской щелью. При нулевом обобщённом волновом векторе,  $q = 0$ , и даже при других актуальных значениях,  $q \leq 1/l_B$  ( $l_B = \sqrt{\hbar c/eB}$  — магнитная длина), весь триплет в гетероструктурах GaAs/AlxGa<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 2DЭС [22–24]. Отрицательный "кулоновский сдвиг" позволяет считать компоненту спинового циклотронного экситона (СЦЭ) со значением  $S_z = +1$ , низжайшим по энергии<sup>1</sup> возбуждением при  $\nu = 2$ . СЦЭ, в отличие от магнитоплазмона, оптически не активен. Он представляет собой так называемый "тёмный" (dark) экситон, так как его излучательная рекомбинация запрещена в дипольном приближении. Тем не менее, посредством дипольно-разрешённых межзонных оптических переходов между дискретными состояниями тяжёлых дырок валентной зоны (соответствующих уровням Ландау с номерами  $n_L > 1$ ) и состояниями электронов зоны проводимости можно создать неравновесный ансамбль таких магнитоэкситонов [25]. Основным каналом изменения спина 2DЭС являются процессы переворота спина фотовозбуждённой дырки за счёт сильного спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне GaAs. В процессе последующей трансформации фотовозбуждённой тяжёлой дырки из валентной зоны в ферми-дырку электронной системы, которая происходит вследствие рекомбинации электронов с нулевого заполненного уровня Ландау с фотовозбуждённой дыркой валентной зоны, электронная система изменяет свой результирующий спин. Поскольку прямая релаксация СЦЭ (их также называют спин-флип экситонами [23]) в основное состояние, сопровождающаяся изменением одновременно орбитального и спинового квантовых чисел, запрещена, время жизни этих возбуждений становится чрезвычайно большим [19]. Ещё один фактор, затрудняющий релаксацию СЦЭ, связан с тем обстоятельством, что минимум их дисперсионной зависимости расположен не при нулевых обобщённых импульсах, а при  $q \sim 1/l_B$  [22] (рис. 1б), поэтому для релаксации, кроме энергии, нужно отдать большой импульс,  $\sim 10^6$  см<sup>-1</sup>. В результате, времена рекомбинации СЦЭ приблизительно в  $10^7$  раз превышают времена рекомбинации фотовозбуждённой дырки [27]. Благодаря столь большим временам жизни можно создавать высокие плотности неравновесных СЦЭ,  $N_{ex} \sim 10^{10}$  см<sup>-2</sup>, с помощью фотовозбуждения малой мощности, не перегревающего 2DЭС.

Хотя спин-циклотронные экситоны — это чисто электронные возбуждения, они являются композитными бозонами, поскольку имеют целочисленный спин и подчиняются бозе-статистике — в одном квантовом состоянии может находиться макроскопически большое число

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



**Рис. 1.** (а) Схема одноэлектронных состояний квантово-холловского изолятора при факторе заполнения  $\nu = 2$  в условиях возбуждения триплетного спинового циклотронного магнитоэкситона (СЦЭ). Слева указаны номера уровней Ландау для электрона в зоне проводимости ( $0_e$ ,  $1_c$ ) и тяжёлой 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 запрещённой зоны,  $\hbar\omega_c$  — циклотронная энергия. (б) Результаты расчёта дисперсионной зависимости двухчастичных возбуждений в КЯ шириной 32 нм в магнитном поле 4,2 Тл [26].

экситонов. В коллективе СЦЭ можно было бы ожидать формирования неравновесных бозонных конденсатов, аналогичных тем, что формально изучались ещё в работе [17]. Однако известно, что в 2D (а также 1D) пространственно-неограниченных системах при любой сколь угодно низкой, но конечной температуре  $T$ , тепловые флуктуации разрушают дальний порядок [28, 29]. 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 спадают 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 [30] и независимо, но несколько позже, Костерлицем и Таулессом [31] (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 [32], массивах джозефсоновских контактов [33], в охлажденных газах ато-

мов [34, 35], в газе взаимодействующих экситонных поляритонов [36].

В представленном обзоре обсуждается конденсация в системе 2D фермионов (2D-электронов в зоне проводимости), выведенной из равновесия путём 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 ещё один пример плотной бозе-системы в вырожденном двумерном ферми-газе, демонстрирующей коллективные бозевские свойства, наряду с электрон-электронными бислоями [37]. Недавно были определены экспериментальные условия, необходимые для создания плотного ансамбля магнитоэкситонов со спином  $S = 1$  и сверхдлинным временем жизни (спин-магнитогравитоны) ещё в одном виде квантово-холловского изолятора — лафлиновской жидкости при электронном факторе заполнения  $\nu = 1/3$  [38–41]. До сих пор это единственное состояние энионной материи, которое подтверждено экспериментально [42, 43]. В настоящей работе проведён сравнительный анализ переноса и когерентных свойств магнитоэкситонов в квантово-холловских изоляторах при факторах заполнения  $\nu = 2$  и  $\nu = 1/3$ .

## 2. Методы экспериментов

### 2.1. Выбор гетероструктуры

Основным объектом исследования служили гетероструктуры, содержащие одиночную, симметрично легированную, квантовую яму (КЯ) GaAs/AlGaAs шириной от 31 нм с концентрацией электронов в 2D канале  $n_e \cong \cong 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и темновой подвижностью  $\mu_e = = (10-20) \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ . Симметричное легирование необходимо, чтобы минимизировать проникновение волновой функции электронов проводимости в барьер и уменьшить вклад в релаксацию возбуждённых электронов случайного потенциала на гетерограницах КЯ и примесных состояний в барьере. Выбор ширины КЯ обоснован двумя обстоятельствами. Более узкие КЯ (< 20 нм) не обеспечивают требуемой высокой подвижности электронов, а более широкие КЯ (> 35 нм) не позволяют создать желаемую степень неравновесности. Дело в том, что время релаксации неравновесных спин-флип экситонов быстро укорачивается с ростом ширины КЯ из-за уменьшения глубины кулоновского минимума на дисперсионной кривой [22] (рис. 1б). Экспериментально установлено, что для создания неравновесного ансамбля СЦЭ при  $\nu = 2$  оптимальной является ширина КЯ 30–35 нм. Время релаксации СЦЭ при других целочисленных факторах заполнения намного короче (см., например, [44]). В настоящее время создание квазистационарных неравновесных систем спин-циклотронных экситонов с концентрациями  $N_{ex} \geq 10^{10} \text{ см}^{-2}$  при целочисленных факторах заполнения, отличных от  $\nu = 2$ , представляется невозможным.

Для исследования магнитоэкситонов в лафлиновской жидкости при электронном факторе заполнения  $\nu = 1/3$  использовалась квантовая яма GaAs/AlGaAs шириной 18 нм с концентрацией электронов в 2D канале  $n_e \approx 0,8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при темновой подвижности  $\mu_e \approx 3,5 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ .

## 2.2. Диагностирование "тёмных" триплетных экситонов

Как уже упоминалось, спин-циклотронные экситоны являются "тёмными", т.е. не взаимодействуют со светом в дипольном приближении. Впервые спин-флип экситон в квантово-холловском диэлектрике ( $\nu = 2$ ) был обнаружен с помощью неупругого рассеяния света (НРС) [45, 23]. Можно было бы попытаться диагностировать его по спектру поглощения, приготовив структуру с брэгговским зеркалом, расположенным за квантовой ямой, как это было сделано в работе [46], однако этот метод отличается технической сложностью.

### 2.2.1. Фотоиндуцированное резонансное отражение (ФРО).

В этой связи была отработана экспериментальная методика фотоиндуцированного резонансного отражения [25], с помощью которой можно возбуждать светом ансамбль трансляционно-инвариантных, т.е. свободных, СЦЭ, контролировать их плотность и исследовать кинетику релаксации в основное состояние. Предложенный метод основан на измерениях резонансного отражения в результате прямых межзонных дипольно-разрешённых переходов между дискретными состояниями (уровнями Ландау) тяжёлых дырок валентной зоны и дискретными состояниями электронов (уровнями Ландау) в зоне проводимости (рис. 1а). Априори можно ожидать, что в квантово-холловском изоляторе при факторе заполнения  $\nu = 2$  сигнал резонансного отражения, соответствующий переходу с нулевого уровня Ландау тяжёлых дырок валентной зоны ( $n_L^{hh} = 0$ ) на нулевой уровень Ландау электронов зоны проводимости ( $n_L^c = 0$ ), должен отсутствовать, поскольку все электронные состояния основного электронного циклотронного уровня заняты. При достаточно низкой температуре включение оптической накачки, возбуждающей электроны посредством дипольно-разрешённых межзонных переходов на верхние уровни Ландау ( $n_L^c > 1$ ), должно приводить к образованию СЦЭ с проекцией спина  $S_z = +1$ . Именно этот экситон является возбуждённым состоянием с наименьшей энергией в GaAs/AlGaAs 2DЭС в магнитном поле. Процесс формирования СЦЭ должен привести к одновременному уменьшению числа незанятых состояний первого электронного уровня Ландау ( $n_L^c = 1$ ) и возникновению ферми-дырок на нулевом электронном уровне ( $n_L^c = 0$ ). В спектрах отражения должны проявиться два резонансных пика: положительный пик, соответствующий оптическому переходу  $(0-0)$  с нулевого циклотронного уровня тяжёлых дырок  $n_L^{hh} = 0$  на верхний спиновый подуровень нулевого циклотронного уровня двумерных электронов  $n_L^c = 0$ , и отрицательный пик, отвечающий переходу  $(1-1)$  с первого циклотронного уровня тяжёлых дырок валентной зоны  $n_L^{hh} = 1$  на первый электронный циклотронный уровень  $n_L^c = 1$ . Положительный пик отвечает за возникновение и рост с накачкой числа ферми-дырок на верхнем спиновом подуровне нулевого циклотронного уровня электронов  $n_L^c = 0$ , а отрицательный пик — за уменьшение с ростом накачки числа незанятых состояний на первом циклотронном электронном уровне  $n_L^c = 1$ . Таким образом, метод фотоиндуцированного резонансного отражения (ФРО) является непрямым способом тестирования оптически неактивных СЦЭ с использованием оптически разрешённых переходов  $(0-0)$  и  $(1-1)$  из валентной зоны в зону проводимости.

Поскольку в эксперименте удобнее измерять слабый сигнал на небольшом фоне, чем малую разницу между двумя большими сигналами, то в большинстве случаев контролировалась дырочная составляющая СЦЭ. С другой стороны, измерение интенсивности отрицательного пика ФРО для фотовозбуждённых электронов позволяет корректно оценить достигнутую 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.

### 2.2.2. Фотолюминесценция трёхчастичных экситонных комплексов.

Ещё один способ детектирования "тёмных" спин-флип экситонов связан с тем, что при создании в холловском изоляторе неравновесных возбуждений в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) появляются дополнительные линии, связанные с трансляционно-инвариантными трёхчастичными комплексами, построенными из СЦЭ и ферми-дырки на нулевом электронном уровне Ландау [47, 48]. Эти линии не только являются своего рода "сигнальными метками" о появлении в системе спин-флип экситонов, но и содержат ценную дополнительную информацию. Дело в том, что ФРО успешно детектирует фотовозбуждённые ферми-дырки, входящие в состав СЦЭ, но не позволяет определить, какой именно обобщённый импульс  $q$  имеют магнитоэкситоны, в состав которых эти ферми-дырки входят. В ходе экспериментальных исследований выяснилось, что наряду с ФРО необходимо одновременно регистрировать спектры ФЛ 2DЭС. Именно из них оказывается возможным определить функцию распределения магнитоэкситонов по обобщённым импульсам. При возникновении в системе неравновесных возбуждений в спектрах ФЛ появляются особенности, связанные с трансляционно-инвариантными трёхчастичными комплексами, построенными из тёмного СЦЭ и дополнительной ферми-дырки [47, 48] (рис. 2). Существуют два вида таких комплексов. Если проекции спинов обеих дырок на ось магнитного поля совпадают, то две ферми-дырки образуют спиновый триплет. Если же проекции спинов противоположны, образуется спиновый синглет. Триплетное по дыркам трёхчастичное состояние является трионом ("Т"). Электрон, входящий в трион, не может участвовать в плазменных колебаниях электронной системы. Энергия триона не несёт информации об обобщённом импульсе входящего в него магнитоэкситона, а интенсивность линии "Т" учитывает полную плотность СЦЭ. Синглетное по дыркам состояние является плазмароном ("Pln"): фотовозбуждённый электрон из спинового циклотронного магнитоэкситона может рекомбинировать с ферми-дыркой на нижнем спиновом подуровне, передавая энергию и импульс новой электрон-дырочной паре. Электрон, таким образом, участвует в плазменных колебаниях всей электронной системы, формирующей ферми-дырку. Приблизительно плазмарон можно рассматривать как магнитоплазмон, связанный с дополнительной ферми-дыркой. Спектр ФЛ плазмарона в отличие от триона, несёт информацию как о полном числе магнитоэкситонов, так и о функции распределения плазмаронов по энергиям. Из неё, в свою очередь, получается функция распределения входящих в плазмарон СЦЭ по обобщённым импульсам  $q$ , которые они имели в момент формирования плазмарона [48].

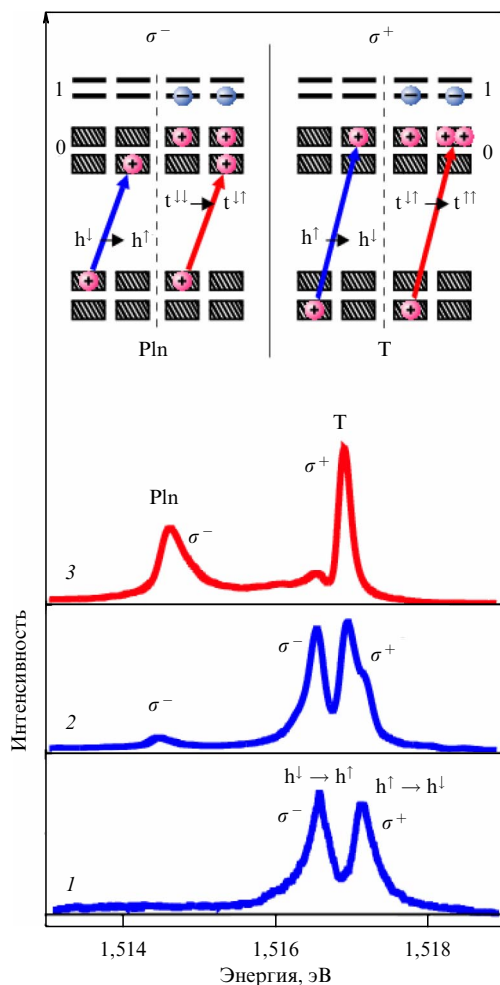


Рис. 2. Спектры ФЛ: (1) импульсное фотовозбуждение,  $t_p = 10$  мкс,  $P_p = 100$  мкВт; (2) и (3) — непрерывное фотовозбуждение с двумя разнесёнными пятнами накачки; (2)  $P_{\text{probe}} = 3$  мкВт,  $P_{\text{pump}} = 0$ ; (3) —  $P_{\text{probe}} = 3$  мкВт,  $P_{\text{pump}} = 150$  мкВт. Вверху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

### 2.3. Геометрия эксперимента

**2.3.1. Световодные измерения.** Образец с характерными размерами  $3 \times 3$  мм<sup>2</sup> помещался во вставку с жидким <sup>3</sup>He, оснащённую системой откачки его паров. Вставка, в свою очередь, устанавливалась в криостат с жидким <sup>4</sup>He и сверхпроводящим соленоидом. Криосистема позволяла выполнять экспериментальные исследования, опускаясь до температуры  $T \approx 0,45$  К в магнитных полях  $B$  вплоть до 14 Тл. Оптические измерения проводились с использованием двух многомодовых кварцевых световодов диаметром  $\phi 400$  мкм с числовой апертурой 0,39. Один световод использовался для подвода к образцу лазерного излучения, а второй — для сбора излучения от образца и последующей его передачи на входную щель дифракционного спектрометра с регистрирующей охлаждаемой ПЗС-камерой. Световоды устанавливались симметрично, под углом  $\sim 10^\circ$  к нормали образца, так чтобы направление отражённого от образца зондирующего лазерного пучка совпадало с осью принимающего световода. Для подавления вклада света, рассеянного и отражённого 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 возбуждения 2ДЭС (оптическая накачка), а другой — для зондирования: измерения спектров ФРО и неупругого рассеяния света (НРС). В ряде экспериментов для накачки применялся одномодовый лазерный диод (длина волны  $\lambda \approx 780$  нм), с помощью которого обеспечивалось нерезонансное подбарьерное фотовозбуждение (энергия кванта меньше ширины запрещённой зоны в барьере AlGaAs). Размер пятна накачки/зондирования на образце составлял  $d_{\text{pump}} \approx 1,5$  мм. Во избежание эффектов перегрева мощность лазерной накачки  $P_{\text{pump}}$ , возбуждающей электроны на высоко расположенные уровни Ландау с квантовыми номерами  $n_L^c > 1$ , не превышала 0,3 мВт. Мощность вводимого в тот же световод излучения зондирующего лазера  $P_{\text{probe}}$  была на порядок меньше. Спектр резонансного отражения получался с помощью сканирования длины волны зондирующего лазера, дифференциальный спектр ФРО — как разность спектров резонансного отражения при включённой лазерной накачке и без неё.

Для измерений в диапазоне сверхнизких температур  $T$  от 40 до 650 мК использовался криостат растворения со сверхпроводящим соленоидом. В этом случае для спектральных измерений использовалась пара многомодовых кварцевых световодов  $\phi 200$  мкм с числовой апертурой 0,22. Размер пятна накачки и зондирования на образце  $\approx 0,8$  мм. Мощность накачки на образце  $P_{\text{pump}} < 10$  мкВт (плотность мощности  $I_{\text{pump}} < 2$  мВт см<sup>-2</sup>), а мощность зондирующего лазера — на два порядка меньше.

**2.3.2. Измерения с пространственным разрешением.** Для измерений с пространственным разрешением была изготовлена <sup>3</sup>He-вставка с оптическим окном, которая, в свою очередь, устанавливалась в <sup>4</sup>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 <sup>3</sup>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  $\approx 5$  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 на входную щель решётчатого спектрометра с охлаждаемой ПЗС-камерой. Изображение образца в свете ФЛ наблюдалось либо в нулевом порядке решётки спектрометра, либо с помощью отдельной охлаждаемой ПЗС-камеры. Пространственное разрешение могло достигать  $\approx 1$  мкм. Спектральная селекция производилась с помощью полосового интерференционного светофильтра (ширина полосы 10 нм). 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 отражённом пучке.

#### 2.4. Измерения кинетики фотоиндуцированного резонансного отражения

При измерениях кинетики ФРО первоначально излучение непрерывного лазера накачки модулировалось механическим прерывателем — вращающимся диском с радиальной щелью: период следования лазерных импульсов  $T_p \approx 11$  мс, а длительность —  $t_p \lesssim 3$  мс. За счёт фокусировки лазерного пятна на поверхность диска длительность фронта/спада лазерного импульса была укорочена до  $\approx 2$  мкс. В последующих экспериментах для фотовозбуждения использовался однодиодный лазерный диод ( $\lambda \approx 780$  нм), ток которого модулировался с помощью генератора прямоугольных импульсов с длительностью фронта/спада  $\approx 10$  нс. Длина волны зондирующего лазера устанавливалась на максимум/минимум в спектре ФРО для записи кривой спада/нарастания сигнала после окончания импульса накачки, соответственно. Отражённое от поверхности образца излучение зондирующего лазера пропускать через узкополосный интерференционный светофильтр (ширина полосы  $\sim 1,1$  нм) для отсекаания света лазера накачки и затем фокусировалось на вход кремниевого лавинного фотодиода, работающего в режиме счёта фотонов. С помощью счётчика фотонов с временным стробированием сигнал ФРО измерялся и накапливался как функция временной задержки от момента выключения лазерного импульса накачки. В результате регистрировалась кривая затухания (либо нарастания) ФРО.

#### 2.5. Измерения пространственной когерентности

Интерференционное сложение двух волн с интенсивностями  $I_1(\mathbf{r})$  и  $I_2(\mathbf{r})$  в общем случае приводит к распределению вида (см., например, [49]):

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

где  $\mathbf{r}$  — пространственная координата, а  $\Phi(\mathbf{r})$  — распределение разности фаз между интерферирующими волнами. Степень когерентности определяется абсолютной величиной нормированного коррелятора первого порядка,  $|g^{(1)}(\mathbf{r})|$ , изменяющейся в пределах от 0 (некогерентное излучение) до 1 (когерентное излучение). Коррелятор напрямую связан с видимостью интерференционных полос  $V = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}})/(I_{\text{max}} + I_{\text{min}})$ . Зависимость величины  $|g^{(1)}|$  от координаты  $x$  в плоскости волнового фронта можно описать функцией  $\exp(-|x|/\xi)$ . Поперечная длина пространственной когерентности  $\xi \rightarrow 0$  в случае некогерентного источника света и  $\xi \rightarrow \infty$  — в случае когерентного. Однако, как уже упоминалось в разделе 1, в однородном двумерном газе взаимодействующих бозонов должен происходить переход БКТ в сверхпроводящую фазу, в которой спадание  $|g^{(1)}(x)|$  происходит по степенному закону [30, 31]. Недавно для конденсата внутривибрационных экситонных поляритонов было экспериментально зарегистрировано степенное спадание  $g^{(1)}(x)$  на расстояниях до  $\sim 40$  мкм [50].

В наших экспериментах использовался интерферометр Майкельсона с неполяризующим светоделительным кубиком и параллельными пучками, в одном из плеч которого вместо зеркала установлена  $90^\circ$ -призма, оборачивающая изображение. Извлеченное из криостата

с оптическим окном увеличенное изображение образца в свете ФРО передавалось на вход интерферометра, где ещё дополнительно увеличивалось. На выходе охлаждаемая ПЗС-камера регистрировала наложенные друг на друга два изображения образца, развернутые друг относительно друга на  $180^\circ$  и промодулированные слегка искривленными интерференционными полосами, параллельными ребру призмы. Видность полос  $V(\delta)$  и модуль коррелятора  $|g^{(1)}(\delta)|$  симметрично спадают по обе стороны от линии, соответствующей нулевому сдвигу между изображениями,  $\delta = 0$ .

Известно, что при передаче изображения идеальной проекционной оптической системой даже в случае некогерентного светового источника пространственное распределение степени когерентности не описывается дельта-функцией из-за дифракции на входной апертуре [49]. При круглом входном зрачке аппаратная функция имеет вид  $g^{(1)}(v) = 2J_1(v)/v$ , где  $J_1(v)$  — функция Бесселя первого рода и первого порядка,  $v = 2\pi\delta \sin \alpha/\lambda$ ,  $\sin \alpha$  — числовая апертура оптической системы,  $\lambda$  — длина волны света. Положение первого нуля этой функции определяет оптическое разрешение системы [49]. Апертура ближайшей к образцу короткофокусной ( $f = 15$  мм) асферической линзы составляла  $\sin \alpha \approx 0,5$ , т.е. расчётное разрешение  $\approx 1$  мкм.

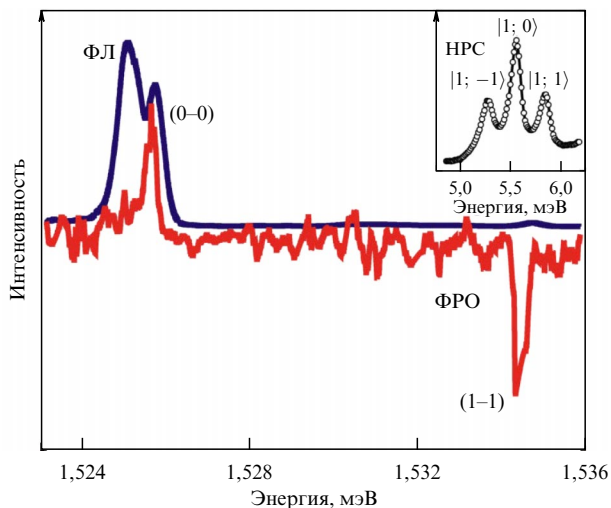
Пространственное распределение коррелятора  $g^{(1)}(\mathbf{r})$  получалось путём регистрации отдельно распределений интенсивности для каждого из плеч интерферометра  $I_1(\mathbf{r})$ ,  $I_2(\mathbf{r})$ , собственно интерферограммы  $I_{\text{if}}(\mathbf{r})$  и построения на их основе распределения  $g^{(1)}(\mathbf{r})\cos\Phi(\mathbf{r})$ . В результате суммирования интенсивности вдоль интерференционных полос получались профили  $I_{\text{if}}(\delta)$ ,  $I_1(\delta)$  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 её определения повышается при переходе к модулю:  $|g^{(1)}(\delta)\cos\Phi(\delta)|$ .

Для анализа когерентных свойств резонансно отражённого света необходим 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  $\approx 50$  мкм, при этом пятно накачки размером  $\approx 5$  мкм находилось в его центре. Для подавления вклада в интерферограмму от когерентного излучения лазерного диода накачки отражённый пучок пропускать через интерференционный светофильтр с шириной полосы 10 нм. Измерение аппаратной функции системы в отражённом свете зондирующего лазера проводилось при минимальной температуре  $T = 0,55$  К, и в нулевом магнитном поле  $B = 0$ .

### 3. Экспериментальные результаты и обсуждение

#### 3.1. Спектроскопия фотоиндуцированного резонансного отражения

В спектре ФРО (рис. 3), в соответствии с изложенным выше, видны положительный пик в области электронных переходов (0–0) и отрицательный пик в области переходов (1–1) [25]. С ростом плотности мощности накачки интенсивность этих пиков ведет себя согласованным образом, что обусловлено образованием СЦЭ, состоя-



**Рис. 3.** Спектры ФЛ и ФРО при  $\nu = 2$ , измеренные в КЯ GaAs/AlGaAs шириной 17 нм ( $\mu_e \cong 5 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ ,  $n_e \cong 2,4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) в перпендикулярном плоскости КЯ магнитном поле  $B_{\perp} = 5 \text{ Тл}$  при температуре  $T = 0,45 \text{ К}$ . Оптический переход (0–0) происходит между основными циклотронными уровнями электронов зоны проводимости ( $n_L^e = 0$ ) и тяжёлых 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  $B_{\parallel} = 5 \text{ Тл}$ , введённой для усиления зеемановского расщепления спиновых компонент экситонного триплета  $|S; S_z\rangle$ .

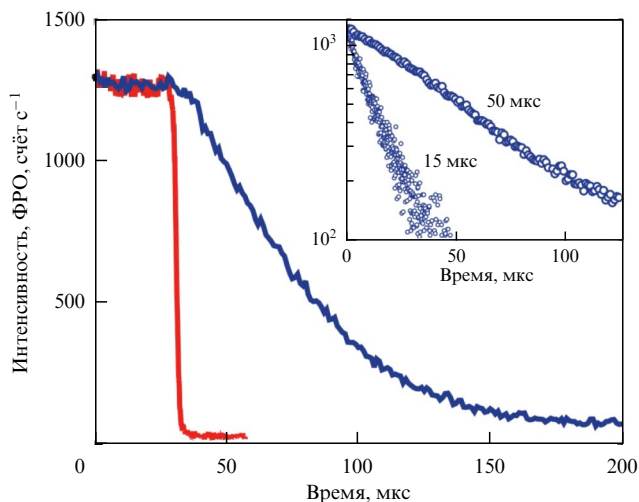
щих из электронов первого электронного уровня Ландау  $n_L^e = 1$ , связанных с ферми-дырками нулевого электронного уровня  $n_L^e = 0$  (рис. 1а). Исходя из зарегистрированных максимальных величин снижения интенсивности резонансного отражения для перехода (1–1), следует, что доля неравновесных СЦЭ, возбуждённых в плотном ансамбле 2D-электронов, достигает 10–15% от общего числа электронных состояний на уровне Ландау  $N_{\Phi}$ .

На рисунке 3 представлен также измеренный в тех же условиях спектр ФЛ, демонстрирующий циркулярно поляризованный ( $\sigma^+ - \sigma^-$ )-дублет, соответствующий электронным переходам (0–0). Величина дублетного расщепления соответствует сумме спиновых расщеплений в магнитном поле для основных циклотронных уровней тяжёлых дырок валентной зоны  $n_L^{hh} = 0$  и электронов зоны проводимости  $n_L^e = 0$ .

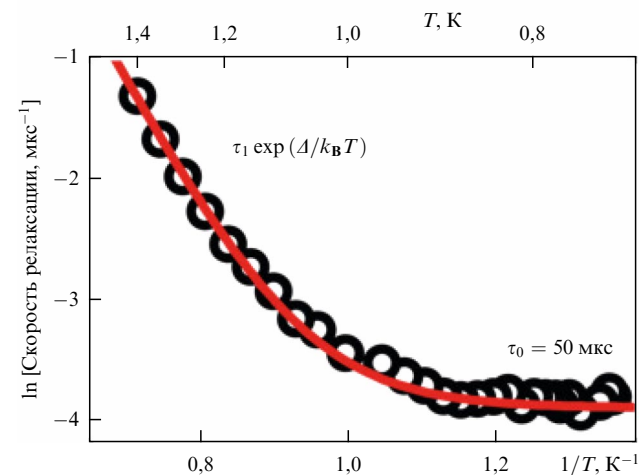
Несмотря на то, что триплетные СЦЭ не являются оптически активными, их существование можно установить прямым образом по спектрам НРС (см. вставку на рис. 3) и с их помощью определить величину синглет-триплетного расщепления экситонов [25, 51]. Синглет-триплетное экситонное расщепление измеряется как 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 [25].

### 3.2. Время жизни спиновых циклотронных экситонов

Использование техники ФРО в импульсном режиме (см. [25]) оказалось очень эффективным для исследования времён релаксации СЦЭ  $\tau$  в зависимости от температуры  $T$ , магнитного поля  $B$ , ширины КЯ, и, что очень важно, качества гетероструктур. Времена релаксации



**Рис. 4.** 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 нм (длинная кинетика) и 17 нм (короткая кинетика) при  $\nu = 2$  в поле  $B_{\perp} = 4 \text{ Тл}$ . Концентрация  $n_e = 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , подвижности  $\mu_e = 15 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$  и  $\mu_e = 5 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ , соответственно.



**Рис. 5.** Поведение скорости релаксации триплетных магнитоэкситонов при изменении температуры в КЯ шириной 35 нм при  $B_{\perp} = 4 \text{ Тл}$ . Кружки — эксперимент, сплошная линия — аппроксимация с учётом двух механизмов релаксации: активационного и не зависящего от температуры.

СЦЭ оказались чрезвычайно большими: в лучших структурах они достигают масштабов миллисекунды [27]. Картины затухания сигнала ФРО в области оптических переходов (0–0) для двух КЯ различной ширины представлены на рис. 4. Видно, что кинетика экспоненциальная, а времена затухания  $\tau$  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 температурной зависимости скорости релаксации, представленной на рис. 5. При  $T > 1 \text{ К}$  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  $\Delta/k_B \approx 11$  К ( $k_B$  — постоянная Больцмана). Такое поведение означает, 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 [19]. 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 области  $T \leq 1$  К время затухания сигнала ФРО перестает зависеть от температуры:  $\tau = \tau_0$  (рис. 5). В этой области температур происходит смена механизма релаксации, и этот механизм уже не является термоактивационным.

### 3.3. Магнитоэкситонный конденсат. Фазовый переход

Обнаруженные большие времена жизни СЦЭ в 2DЭС, рекордные для трансляционно-инвариантных систем, открыли уникальную возможность изучения вырожденной фермиевской системы, в которой с помощью света возбуждён плотный ансамбль долгоживущих спин-флип экситонов, подчиняющихся бозе-статистике. На рисунках ба и б приведены результаты измерения температурной зависимости интенсивности сигнала ФРО  $I_{\text{PRR}}(T)$  и времени его затухания  $\tau_d(T)$  при плавном понижении температуры  $T$  и фиксированной мощности оптической накачки ( $I_{\text{pump}} \approx 30$  мВт см<sup>-2</sup>), создающей плотность СЦЭ  $N_{\text{ex}} \sim 10^{10}$  см<sup>-2</sup>. Обнаружено, что в области  $T \leq 0,8$  К  $I_{\text{PRR}}$  резко возрастает более, чем на порядок (рис. ба), а время  $\tau_d$  — резко уменьшается (рис. бб). Пороговый характер этих явлений наводит на мысль о возникновении новой конденсированной фазы СЦЭ. Сложно себе представить, чтобы при изменении температуры экситонного ансамбля всего лишь на 0,1 К мог кардинально измениться механизм экситонной релаксации. Гораздо более реалистичным выглядит предположение о пороговом ускорении растекания экситонов из области пятна накачки/зондирования (см. следующий раздел). Пороговая для скачка  $I_{\text{PRR}}$  температура  $T_c$  чувствительна к интенсивности оптической накачки: при уменьшении  $I_{\text{pump}}$  она сдвигается в сторону более низких температур. Измерение порога возрастания сигнала ФРО как функции температуры и накачки позволило построить в диапазоне температур  $0,53$  К  $\leq T \leq 0,85$  К, фазовую диаграмму в координатах " $T-I_{\text{pump}}$ " (серые точки на рис. бв) с границей, разделяющей области существования магнитоэкситонного газа и новой, более плотной, конденсированной фазы СЦЭ, которую в дальнейшем будем называть *магнитоэкситонным (магнетофермионным) конденсатом* [27]. Порог возникновения новой экситонной фазы определялся по критической температуре  $T_c$ , соответствующей половине высоты ступеньки, наблюдаемой для параметра  $f(T) = I_{\text{PRR}}(T)\tau_d(T)$ , пропорционального силе осциллятора оптического перехода (0–0).

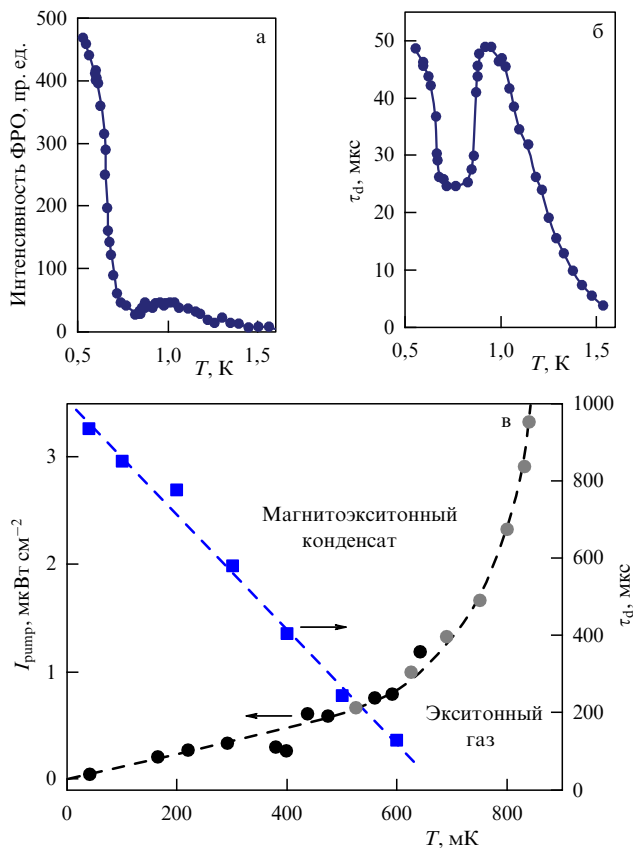


Рис. 6. Температурные зависимости: (а) интенсивности сигнала ФРО и (б) времени его спада  $\tau_d(T)$  для СЦЭ в условиях стационарного фотовозбуждения при накачке  $I_{\text{pump}} \approx 30$  мВт см<sup>-2</sup>. (в) Фазовая граница, разделяющая области существования некогерентного газа и конденсата СЦЭ. Точки — эксперимент (серые кружки — работа [26], чёрные кружки — работа [45]). Чёрный пунктир приведён для удобства. Синие квадраты и пунктир — результат измерений температурной зависимости времени спада сигнала ФРО  $\tau_d(T)$  — правая ось.

В диапазоне температур  $0,04$  К  $\leq T \leq 0,6$  К диаграмма перехода "газ–конденсат СЦЭ" в координатах " $T-I_{\text{pump}}$ " строилась с помощью измерений зависимости амплитуды сигнала ФРО  $I_{\text{PRR}}$  от плотности мощности фотовозбуждения  $I_{\text{pump}}$  при различных фиксированных температурах гелиевой бани и постоянной интенсивности зондирующего резонансного лазерного излучения [52]. При малых накачках  $I_{\text{PRR}}(I_{\text{pump}})$  растёт линейно вследствие линейного увеличения числа СЦЭ. В области перехода "газ–конденсат" может наблюдаться эффект нелинейного усиления (рис. 7а), который ослабевает с понижением температуры и при  $T \lesssim 400$  К уже не наблюдается (рис. 7б). С другой стороны, во всём исследованном температурном диапазоне на зависимости  $I_{\text{PRR}}(I_{\text{pump}})$  наблюдается явно выраженное спадание темпа роста сигнала ФРО с накачкой (рис. 7). Такое поведение естественно связать с переходом "газ–конденсат", в результате которого начинается быстрое растекание СЦЭ из области накачки и регистрации сигнала ФРО. При построении диаграммы перехода "газ–конденсат" в координатах " $T-I_{\text{pump}}$ " за точку перехода принималось значение плотности мощности  $I_{\text{pump}}^0$ , соответствующее излому на зависимости  $I_{\text{PRR}}(I_{\text{pump}})$ , если аппроксимировать её двумя прямыми (см. рис. 7). Полученные результаты показаны на рис. бв (чёрные точки).

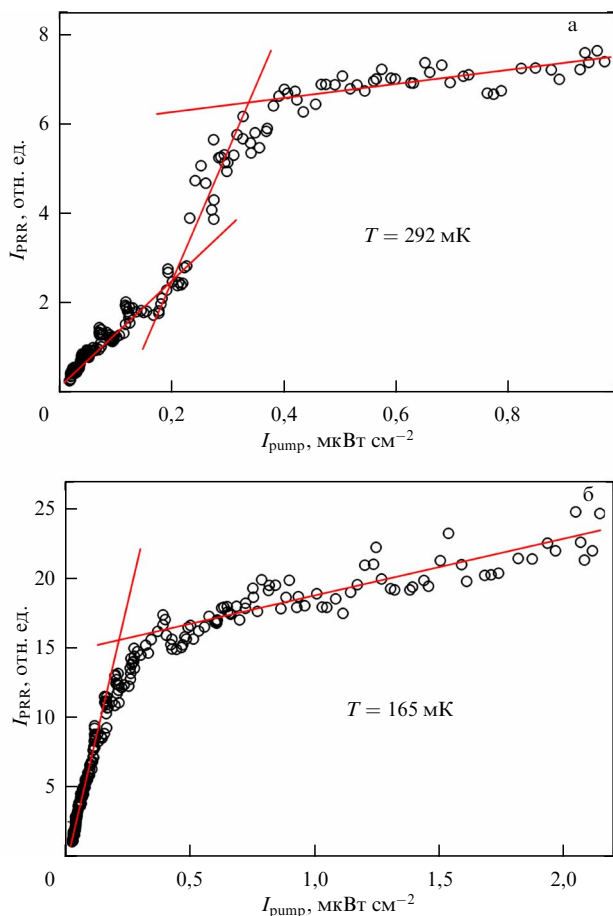


Рис. 7. Зависимость интенсивности сигнала ФРО  $I_{PRR}$  от плотности мощности накачки  $I_{pump}$  при температурах гелиевой бани  $T = 292$  мК (а) и  $T = 165$  мК (б).

При  $T \lesssim 500$  мК зависимость плотности мощности фотовозбуждения от температуры на границе перехода "газ–конденсат"  $I_{pump}^o(T)$  близка к линейной, однако при больших температурах наблюдается сильный сверхлинейный рост. Более того, уже при  $T \gtrsim 1$  К границы перехода "газ–конденсат" достичь не удаётся. Очевидно, с увеличением температуры "время жизни" СЦЭ в пятне фотовозбуждения падает столь быстро, что наращивание скорости их генерации за счёт увеличения  $I_{pump}$  не компенсирует уменьшения квазиравновесной плотности СЦЭ в пятне фотовозбуждения.

Фазовая диаграмма в координатах " $T-I_{pump}$ " даёт представление об экспериментальных возможностях получения магнитоэкситонного конденсата, но не позволяет понять зависимость от температуры критической плотности СЦЭ  $N_{ex}^o(T)$ , необходимой для конденсации. Область фазовой диаграммы на рис. 6в, обозначенная как "магнитоэкситонный конденсат", показывает лишь изменение плотности СЦЭ, возбуждаемых в пятне накачки. При этом увеличение плотности мощности  $I_{pump}$  может и не влиять на квазистационарную плотность СЦЭ в конденсате —  $N_{ex}$ , так как вся "лишняя" плотность квазиравновесных СЦЭ способна растекаться за пределы пятна фотовозбуждения либо релаксировать в основное состояние и не давать вклада в сигнал ФРО. Физически корректная фазовая диаграмма перехода "газ–конденсат" должна строиться в координатах "температура–квазистационарная плотность СЦЭ  $N_{ex}$ ".

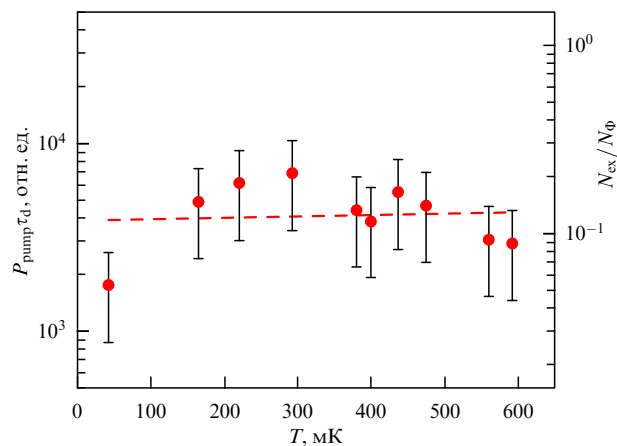


Рис. 8. Фазовая диаграмма перехода "газ–магнитоэкситонный конденсат" в координатах " $T-N_{ex}$ ". Левая шкала — значения экспериментальных данных  $P_{pump}\tau_d$ , описывающих квазистационарную плотность ТЦМЭ в пятне возбуждения. Правая шкала — значения  $N_{ex}$ , соответствующие теоретическим оценкам [26, 55].

Квазистационарная плотность СЦЭ  $N_{ex}$  в пятне возбуждения при непрерывной оптической накачке пропорциональна произведению плотности мощности накачки  $I_{pump}$  и времени  $\tau_d$  вне зависимости от того, определяется ли это время релаксацией экситонов в основное состояние или распространением за пределы пятна накачки/зондирования. Построенная в координатах " $T-I_{pump}\tau_d$ " диаграмма перехода "газ–конденсат" отражает реальную зависимость фазовой границы от квазистационарной плотности СЦЭ —  $N_{ex}$ . Было обнаружено, что с точностью до экспериментальной погрешности измерений положение фазовой границы на диаграмме " $T-N_{ex}$ " не зависит от температуры (рис. 8). Таким образом, можно сделать вывод о том, что магнитоэкситонный конденсат СЦЭ представляет собой несжимаемое в реальном пространстве состояние, причём плотность конденсата с имеющейся экспериментальной точностью не зависит от температуры.

К сожалению, не существует точного метода определения абсолютной величины плотности СЦЭ на границе перехода "газ–конденсат", аналогичного магнитотранспортным измерениям холловской проводимости [53]. Поэтому на данный момент невозможно указать абсолютную величину  $N_{ex}$ , необходимую для их конденсации. Теоретическая оценка этой плотности, сделанная в работе [54], составляет 5–10% от плотности квантов магнитного потока  $N_\Phi$ . По независимым исследованиям ФЛ двумерного электронного газа можно сделать вывод о том, что при плотности ферми-дырок более  $0,15N_\Phi$  СЦЭ становятся нестабильными [27]. Поэтому разумной представляется оценка плотности СЦЭ  $N_{ex}^o$ , необходимой для формирования конденсата, в диапазоне  $N_{ex}^o = (0,05-0,15)N_\Phi$ . Поиск метода повышения точности этой оценки — одна из будущих задач физики магнитоэкситонного конденсата. Сама фазовая диаграмма в координатах " $T-N_{ex}$ " представляет собой две обширные области: область магнитоэкситонного газа,  $N_{ex} < N_{ex}^o$ , и область газа некоррелированных возбуждённых электронов,  $N_{ex} > N_{ex}^o$ , в котором СЦЭ нестабильны. Эти области разделены линией конденсата,  $N_{ex} = N_{ex}^o$ , возможно, уширенной за счёт флуктуаций случайного потенциала КЯ [54].

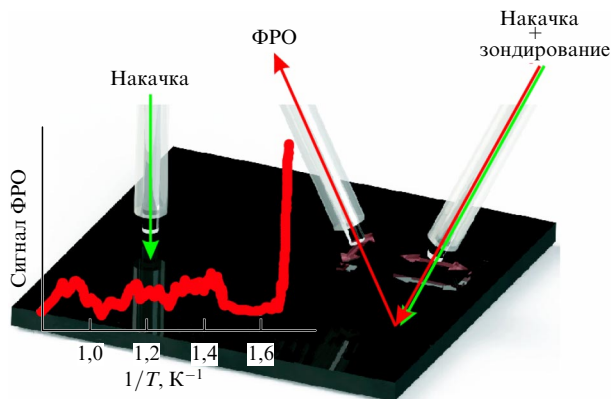


Рис. 9. Схема экспериментов по измерению ФРО. Стандартная двухсветоводная схема регистрации ФРО (справа) и дополнительный световод накачки для измерений ФРО с пространственным разделением (слева). На вставке — температурная зависимость сигнала ФРО, зарегистрированного на расстоянии  $\approx 2$  мм от пятна накачки.

### 3.4. Магнитоэкситонный конденсат. Растекание

Гипотеза о быстром растекании магнитоэкситонного конденсата из пятна фотовозбуждения была проверена экспериментально с помощью пространственного разнесения световодов, используемых для возбуждения и детектирования СЦЭ (рис. 9) [27]. Для подвода излучения оптической накачки использовался дополнительный третий световод, подведённый максимально близко к образцу, т.е. размер пятна фотовозбуждения  $\approx 0,4$  мм. Пара световодов для измерения амплитуды ФРО была расположена на расстоянии  $\approx 2$  мм. При  $T > 1$  К сигнал ФРО для электронного перехода (0–0) оставался малым и терялся в шумах. Понижение температуры до  $T \lesssim 0,75$  К приводило к резкому возрастанию сигнала. Это означает, что заметное число фотовозбуждённых СЦЭ в условиях их конденсации в фермиевской 2DЭС растекается из области возбуждения на макроскопически большие расстояния не диффузионным образом.

Растекание магнитоэкситонного конденсата удалось визуализировать, используя криостат с оптическим окном, позволяющий видеть образец в свете ФЛ либо резонансного отражения [55]. Для регистрации картины ФРО использовалось широкое пятно зондирующего лазера ( $\geq 200$  мкм). Пятно накачки размером  $\approx 10$  мкм было расположено внутри пятна зондирования и визуализировалось в свете ФЛ, отвечающей оптически разрешённому переходу (0–0). Соответствующее время рекомбинации составляет  $\sim 100$  пс, и размер люминесцентного пятна остаётся постоянным при любой исследуемой температуре (рис. 10а). С учётом пространственного разрешения оптической системы длина диффузии в газе спиновых экситонов не превышала 2 мкм. Выход СЦЭ из пятна возбуждения не наблюдается до тех пор, пока их плотность меньше критического значения для образования магнитоэкситонного конденсата. Когда же происходит фазовый переход в конденсированное состояние, длины пробега СЦЭ из пятна возбуждения становятся макроскопическими (рис. 10б, в). Расстояние, на которое спин-флип экситоны распространяются по образцу, растёт с размером пятна возбуждения и с мощностью накачки. На рисунке 10в длина пробега СЦЭ превышает 200 мкм при диаметре пятна накачки 20 мкм. Распределение СЦЭ от края пятна фотовозбуждения до фронта их распро-

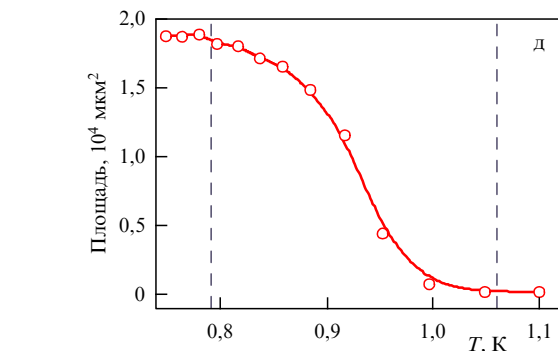
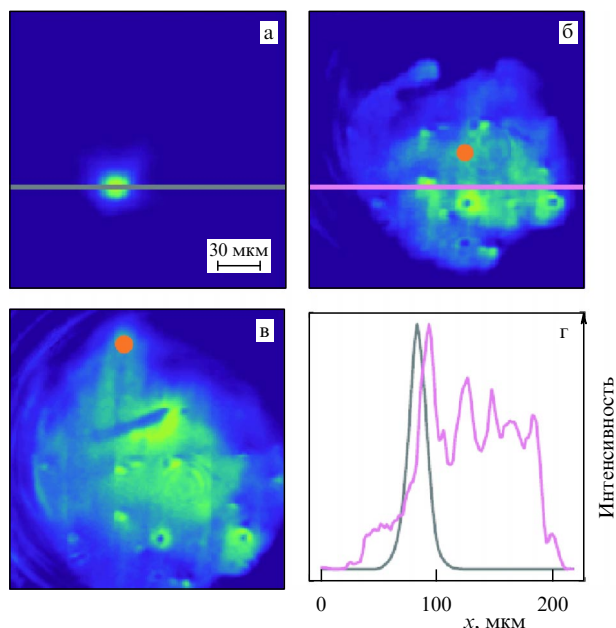


Рис. 10. Распространение СЦЭ на макроскопические расстояния. (а) Пятно фотовозбуждения, наблюдаемое в свете ФЛ — оптический переход (0–0). (б, в) Изображения в свете ФРО одной и той же области образца при разных положениях пятна возбуждения (оранжевый кружок). (г) Сечения интенсивностей ФЛ и ФРО вдоль линий, показанных на (а) и (б).  $T \approx 0,5$  К,  $I_{\text{pump}} = 80$  мВт см $^{-2}$ . (д) Температурная зависимость площади растекания СЦЭ. Фазовый переход в магнитоэкситонный конденсат происходит между двумя пунктирными линиями.

странения не описывается гауссовым распределением. Вместо этого наблюдается плато плотности СЦЭ с провалами из-за наличия дефектов в исследуемой гетероструктуре (рис. 10г). Таким образом, перенос спин-флип экситонов не является диффузионным процессом. Изменяя температуру в узком диапазоне  $\sim 0,2$  К, можно либо полностью блокировать их распространение, либо разрешить его на определённое расстояние (рис. 10д).

Ещё один способ диагностирования растекания магнитоэкситонного конденсата связан с упомянутыми в разделе 2.2.2 "сигнальными метками" СЦЭ, наблюдаемыми в спектрах ФЛ. В экспериментах [56] луч источника возбуждения 2DЭС разделялся на два: накачивающий и зондирующий. Оба луча фокусировались на поверхности образца в пятна диаметром  $\approx 20$  мкм, разнесённые на расстояние  $\approx 200$  мкм. Мощность накачки  $P_{\text{pump}}$  варьировалась в диапазоне от 2 до 200 мкВт, тогда как мощность зондирующего луча поддерживалась постоянной:  $P_{\text{probe}} = 3$  мкВт. Концентрацию тёмных СЦЭ в пятне накачки можно было менять, варьируя  $P_{\text{pump}}$ . Приход

СЦЭ в пятне зондирования регистрировался по спектру ФЛ. Спектр (2) на рис. 2 измерен в отсутствие накачки в пятне фотовозбуждения. В нём видны две линии, отвечающие одночастичным переходам, а также относительно слабые линии "PIn" и "T", возникающие за счёт присутствия в области зондирования небольшого количества СЦЭ, рождаемых самим пучком зондирования. При низком уровне накачки в пятне фотовозбуждения,  $P_{\text{pump}} < 6$  мкВт, форма и интенсивность спектра ФЛ в пятне зондирования, практически не изменялась. То есть 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 линии "PIn" и "T", связанные с оптическими переходами в многочастичных комплексах, растут по интенсивности и становятся доминирующими в пятне зондирования (спектр (3) на рис. 2). Отсюда однозначно следует, что при достаточной мощности накачки СЦЭ из пятна фотовозбуждения приходят в область зондирования, преодолевая расстояние  $\sim 200$  мкм.

После получения столь подробной информации о транспортных свойствах СЦЭ в квантово-холловском изоляторе при  $\nu = 2$ , были проведены сравнительные исследования нового, недавно обнаруженного конденсированного состояния, состоящего из спин-магнитогравионов в лафлиновской жидкости при  $\nu = 1/3$  [38–41]. Некоторые свойства этого нового типа конденсата эквивалентны свойствам конденсата СЦЭ при  $\nu = 2$ , а именно: спиновое квантовое число, импульс и сверхбольшие времена релаксации возбуждений. Однако, несмотря на сходство, транспортные характеристики возбуждений при факторе заполнения  $\nu = 1/3$  совершенно другие. Фактически, при увеличении концентрации возбуждений на два порядка — от одночастичного предела до максимально возможного уровня насыщения лафлиновской жидкости спин-магнитогравионами — никакого растекания в реальном пространстве не наблюдается (рис. 11). Учитывая столь разительный контраст транспортных свойств магнито-возбуждений со спином 1, наблюдаемых в объёме целочисленного и дробного квантово-холловских изоляторов, и принимая во внимание кол-

лективный характер транспорта СЦЭ в реальном пространстве, имело смысл сравнить пространственную когерентность плотных ансамблей возбуждений в этих двух случаях.

**3.4.1. Кинетика растекания спиновых экситонов.** Кинетика растекания СЦЭ исследовалась с помощью двухсветовой методики [57–59]. Модулирование тока однододового лазерного диода ( $\lambda \approx 780$  нм) с помощью генератора прямоугольных импульсов позволяло измерять  $\tau_d$  — время спада сигнала ФРО из пятна фотовозбуждения после окончания импульса накачки. Увеличение длительности импульса накачки  $t_p$ , либо пиковой мощности  $P_p$  приводило к возрастанию плотности 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 счёт чего спадает сигнал ФРО после окончания импульса накачки. Это может быть связано как с релаксацией неравновесных СЦЭ экситонов в основное состояние за время  $\tau$ , так и с их уходом из пятна фотовозбуждения за время  $\tau_{\text{prop}}$ . В том и другом случае фиксируется уменьшение в пятне накачки/зондирования числа ферми-дырок, входящих в состав СЦЭ.

Результаты измерений времени спада сигнала ФРО  $\tau_d$  в зависимости от длительности импульса накачки  $t_p$  при фиксированной пиковой мощности  $P_p$  приведены на рис. 12. На кривой можно выделить три характерных участка. На первом, при низком уровне фотовозбуждения, концентрация СЦЭ составляет менее 1 % от плотности квантов магнитного потока, а время спада слабо зависит от длительности импульса фотовозбуждения:  $\tau_d \approx 600$  мкс. На втором участке наблюдается рост  $\tau_d$  приблизительно на 300 мкс, а на третьем — резкое падение.

Недостатком метода ФРО является то, что регистрируется лишь общее количество фотовозбуждённых ферми-дырок и неизвестно, какой обобщённый импульс имеют СЦЭ, в состав которых эти дырки входят. Чтобы понять поведение спин-флип экситонов в пятне фото-

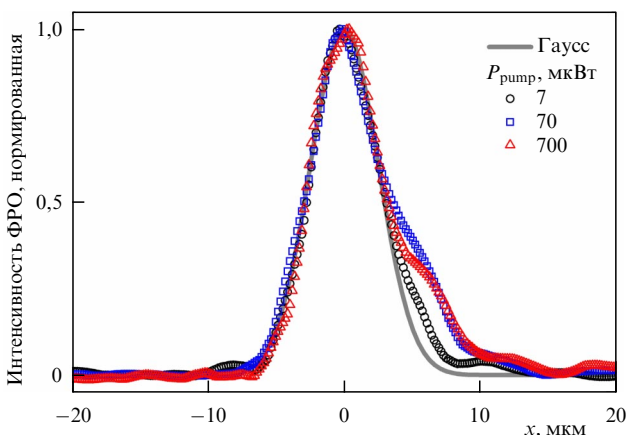


Рис. 11. Профиль пространственного распределения сигнала ФРО из области фотовозбуждения дробного квантово-холловского изолятора ( $\nu = 1/3$ ). Точки — результаты измерений при указанных мощностях накачки. Серая кривая — гауссов профиль распределения с радиусом 5 мкм.  $T \approx 0,55$  К.

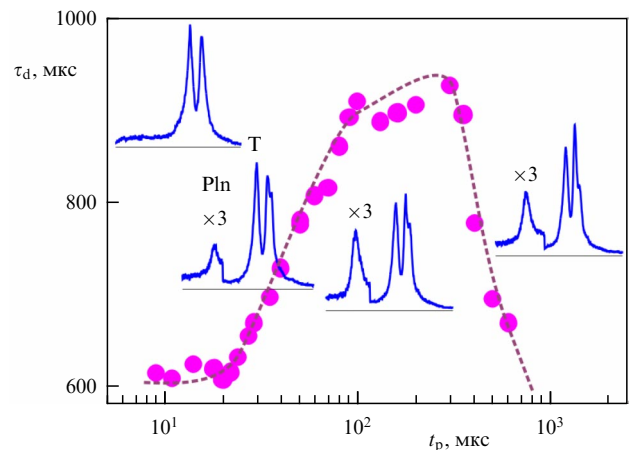


Рис. 12. Время спада сигнала ФРО как функция длительности импульса фотовозбуждения  $\tau_d(t_p)$ . На вставках — спектры ФЛ, измеренные при  $t_p = 10, 30, 100$  и  $1000$  мкс.

возбуждения в зависимости от накачиваемой экситонной плотности, были проведены одновременные измерения спектров ФЛ 2DЭС [59]. На вставках на рис. 12 видно, что при малых плотностях фотовозбуждения число СЦЭ с большими обобщёнными импульсами мало: линия плазмарона отсутствует. С ростом экситонной плотности начинается процесс рассеяния рожденных светом СЦЭ с импульсами  $q \approx 0$  в область минимума дисперсионной зависимости — линия плазмарона с импульсами СЦЭ  $q \approx 1/l_B$  растёт быстрее, чем линия триона. 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. Причина медленной внутримолекулярной релаксации состоит в невозможности одновременно удовлетворить законам сохранения энергии и импульса при испускании акустического фотона. Конкретные значения времени релаксации связаны с параметрами гетероструктуры. В нашем случае оценка снизу на это время — не менее 600 мкс.

Процесс рассеяния СЦЭ в нижайшее энергетическое состояние сопровождается появлением в спектрах ФЛ линии плазмарона, что сигнализирует о заполнении магнитоэкситонных состояний вблизи минимума дисперсионной зависимости. При этом время релаксации СЦЭ в основное состояние, измеренное с помощью ФРО, увеличивается (второй участок на зависимости  $\tau_d(t_p)$ , рис. 12). 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  $\tau_d$  резко уменьшается. Одновременно наблюдается дисбаланс в общем числе накачиваемых в пятне возбуждения СЦЭ, которому пропорциональна интенсивность линии триона, и числе СЦЭ с обобщённым импульсом  $q \approx 1/l_B$ , измеряемом с помощью линии плазмарона. Если первое число растёт, то второе — уменьшается. Очевидно, из пятна возбуждения успевают уходить не все фотовозбуждённые СЦЭ, а главным образом экситоны с обобщённым 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  $\tau_d$  составило  $\approx 30$  мкс [57, 58], что даёт оценку для максимальной скорости растекания  $\approx 25$  м с<sup>-1</sup>.

В экспериментах с пространственно-разнесёнными пятнами накачки и зондирования наблюдается, что с увеличением плотности мощности фотовозбуждения интенсивность линии плазмарона в удалённой области растёт до тех пор, пока не приблизится к интегральной интенсивности линии триона. Это означает, что практически все СЦЭ, пришедшие в область регистрации из пятна возбуждения, имеют обобщённый импульс  $q \approx 1/l_B$ . Вычитая с соответствующим весом спектр ФЛ равновесной 2DЭС из спектров ФЛ в удалённой области, можно получить распределение по обобщённым импульсам неравновесных СЦЭ [59]. Из приведённых на рис. 13 функций распределения  $n_{\text{SCE}}(q)$  при включённом удалённом фотовозбуждении и без него видно, что именно СЦЭ с импульсами  $q \approx 1/l_B$  принимают участие в магнитоэкситонном транспорте.

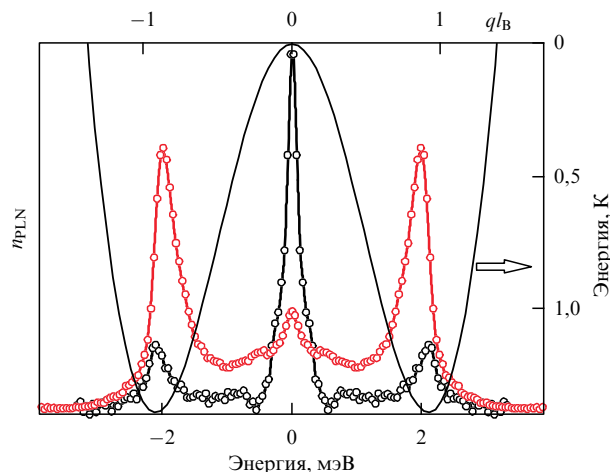
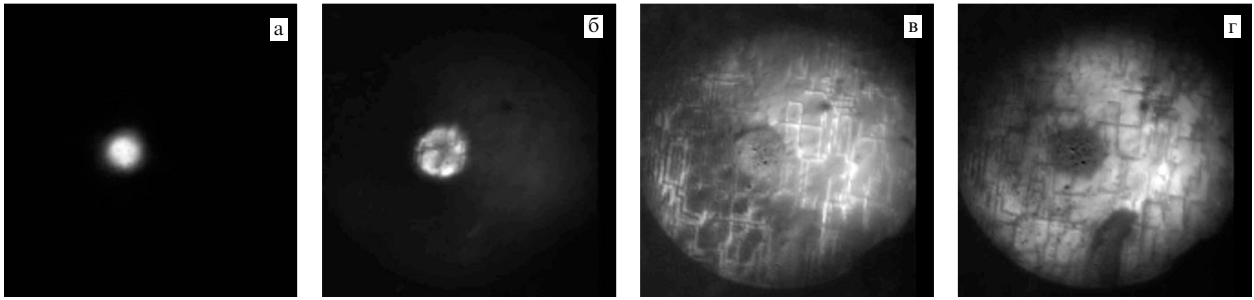


Рис. 13. Распределение плазмаронов по энергиям (нижняя шкала) и импульсам (верхняя шкала) для двух режимов непрерывного фотовозбуждения, соответствующих спектрам (2) (чёрная кривая) и (3) (красная кривая) на рис. 2. Тонкая линия — дисперсия триплетных магнитоэкситонов, рассчитанная в соответствии с результатами работы [22].

Из-за невозможности одновременно удовлетворить законам сохранения энергии и импульса в ансамбле СЦЭ не происходит полной термализации. Релаксация в нижайшее энергетическое состояние протекает за счёт двух-экситонных процессов [60], которые становятся заметными по достижении ансамблем СЦЭ некоторой критической плотности. Вследствие сверхдлинных времён термализации ансамбль СЦЭ является существенно неравновесным. Одна его часть представляет собой газ магнитоэкситонов с обобщёнными импульсами  $q \approx 0$ . Их доля определяется не только температурой, но также динамикой фотовозбуждения, двухэкситонной внутримолекулярной релаксацией и транспортом СЦЭ из пятна накачки. Другая часть — это СЦЭ с импульсами  $q \approx 1/l_B$ , которые формируют магнитоэкситонный конденсат и растекаются на макроскопические расстояния.

**3.4.2. Особенности растекания магнитоэкситонного конденсата.** Интересные, более тонкие, особенности растекания СЦЭ удалось обнаружить в результате совершенствования методов его визуализации [61–63]. Высокая пространственная когерентность зондирующего лазера затрудняет наблюдение образца в свете ФРО из-за паразитной интерференции и спекл-структуры. Для снижения степени когерентности луч зондирующего лазера фокусировался на поверхность вращающегося матового стекла в пятно, изображение которого проецировалось на поверхность образца. В последних экспериментах по визуализации использовалась светосильная проекционная оптическая система с высоким пространственным разрешением и прецизионной настройкой на резкость.

В примере, приведённом на рис. 14, размер области фотовозбуждения (пятно ФЛ) составляет  $\approx 30$  мкм (рис. 14а). При спектральной регистрации сигнала ФРО  $I_{\text{PRR}}(\lambda)$  и настройке длины волны зондирующего лазера на максимум ( $\lambda = \lambda_{\text{max}}$ ), наблюдается правильное яркое круглое пятно диаметром  $\approx 40$  мкм (рис. 14б). С ростом мощности накачки  $P_{\text{pump}}$  размер пятна может вырасти в 2–3 раза, но не более. Картина кардинально меняется при плавной отстройке зондирующего лазера в синюю сто-

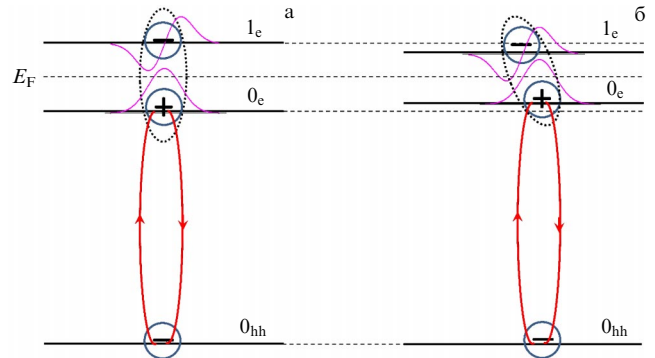


**Рис. 14.** Изображение образца: (а) в свете фотолюминесценции и в свете резонансного отражения на длинах волн (б)  $\lambda_{\max}$ , (в)  $\lambda_1 \approx (\lambda_{\max} - 0,1 \text{ нм})$  и (г)  $\lambda_2 \approx (\lambda_{\max} - 0,2 \text{ нм})$  (см. текст). Размер стороны кадра  $\approx 310 \text{ мкм}$ .  $P_{\text{pump}} = 10 \text{ мВт}$ .  $T \approx 0,55 \text{ К}$ .

рону от  $\lambda_{\max}$ : яркость центрального пятна снижается, оно становится более однородным, а вокруг, по всему полю зрения (в данном случае  $\approx 350 \text{ мкм}$ ), возгорается менее яркая картина, изрезанная сеткой из светлых тонких линий, ориентированных перпендикулярно друг другу (рис. 14в). В какой-то момент, при достижении некоторой длины волны  $\lambda = \lambda_2$ , яркость картины отражения на периферии становится максимальной, а контраст сетки линий меняется на противоположный: теперь они тёмные на светлом фоне. Пятно в центре также выглядит более тёмным (рис. 14г). При дальнейшем уменьшении длины волны вся картина ФРО постепенно гаснет. Из-за неоднородности образца величина  $\lambda_2$  варьируется, оставаясь меньше  $\lambda_{\max}$  на  $0,1-0,3 \text{ нм}$ . Длина волны  $\lambda_{\max}$  практически совпадает с положением линии триона в спектре ФЛ: возможен совсем малый синий сдвиг. Следует заметить, что в спектре ФРО  $I_{\text{PRR}}(\lambda)$  могут наблюдаться не два, а три и даже четыре резонанса, но только в одном из них, при  $\lambda = \lambda_2$ , наблюдается растекание на всё поле зрения. В остальных резонансах картина качественно близка к случаю  $\lambda = \lambda_{\max}$ . Что касается интенсивности резонансов, то при  $\lambda = \lambda_{\max}$  резонанс всегда самый сильный и превышает интенсивность резонанса при  $\lambda = \lambda_2$  на один-два порядка.

Почему же на длине волны  $\lambda_{\max}$  размер яркой области отражения вокруг пятна накачки ограничен десятками микрон, тогда как при небольшой отстройке в сторону более коротких длин волн высвечивается гораздо большая площадь, ограниченная полем зрения оптической системы? Ответ связан с выводом предыдущего раздела: ансамбль рожденных светом триплетных циклотронных магнитоэкситонов состоит из СЦЭ с импульсами  $q \approx 0$  и тех СЦЭ, что заполняют энергетический минимум вблизи  $q_{\min} \approx 1/l_B$  и осуществляют перенос спина, фактически, на весь образец. Из результатов на рис. 14 следует, что с помощью ФРО на длине волны  $\lambda_{\max}$  регистрируются только СЦЭ с малой величиной  $q$ , которые оказываются способны к распространению в пространстве на гораздо меньшие расстояния. При спектральной регистрации  $I_{\text{PRR}}(\lambda)$  самый интенсивный максимум резонанса получается при детектировании сигнала ФРО от СЦЭ, сосредоточенных в небольшой области вокруг пятна накачки. Смещение в сторону меньших  $\lambda$  детектирует СЦЭ, сконденсировавшиеся в энергетическом минимуме, которые быстро растекаются на макроскопические расстояния и заполняют все поле зрения.

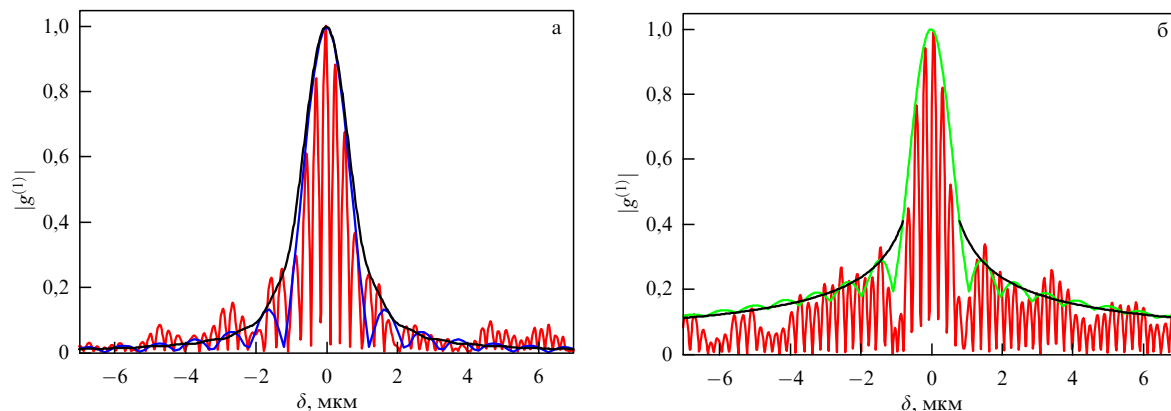
Почему это происходит именно при синем смещении, можно понять на качественном уровне из рис. 15. Дело в том, что ферми-дырка на нулевом уровне Ландау описы-



**Рис. 15.** Схема перекрытия волновых функций (сиреневые линии) и энергетических уровней ферми-дырки на нижайшем электронном уровне Ландау и возбуждённого электрона на первом уровне, а также оптических переходов (0-0) при детектировании ферми-дырки с помощью резонансного отражения света (красные линии): (а) для триплетных магнитоэкситонов с обобщённым импульсом  $q \approx 0$  и (б)  $q \approx 1/l_B$ .

вается волновой функцией  $s$ -типа, тогда как возбуждённый электрон на первом уровне Ландау — волновой функцией  $p$ -типа. Как следствие, интеграл перекрытия и, соответственно, энергия связи у электрона и ферми-дырки в СЦЭ с обобщённым импульсом  $q \approx 0$  (рис. 15а) меньше, чем у экситона с  $q \approx 1/l_B$  (рис. 15б). В результате, уровни энергии у возбуждённого электрона на первом уровне Ландау и ферми-дырки на нулевом уровне Ландау "притягиваются" к уровню Ферми несколько ближе у магнитоэкситона с  $q \approx 1/l_B$ , чем у магнитоэкситона с  $q \approx 0$ . Поэтому энергия фотона, детектирующего с помощью ФРО ферми-дырку в СЦЭ с  $q \approx 1/l_B$ , несколько выше, чем у фотона, детектирующего ферми-дырку с  $q \approx 0$ .

Из полученных результатов следует, что СЦЭ с малой величиной  $q$  тоже распространяются в пространстве далеко не тривиально. Их пространственное распределение также не имеет ничего общего с диффузией и описывается ступенчатой функцией, а диаметр однородного плато на два порядка величины превосходит длину свободного пробега отдельного СЦЭ с  $q \approx 0$  в газовой фазе [27]. Таким образом, можно предположить, что и при малых импульсах растекание СЦЭ имеет коллективный характер. Это наблюдение качественно подтверждает теоретическое утверждение, сделанное в работе [54], о том, что при  $\nu = 2$  должно существовать два типа конденсированных состояний: одно из которых формируется из СЦЭ с  $q \approx 0$ , а второе — это конденсат при  $q \approx 1/l_B$ .



**Рис. 16.** Оценка степени когерентности магнитоэкситонного конденсата. Красная линия — профиль интерференционных полос в свете резонансного отражения  $|g^{(1)}(\delta) \cos \Phi(\delta)|$ . (а)  $P_{\text{pump}} = 0$ ,  $P_{\text{probe}} = 5$  мкВт; синяя линия — аппаратная функция  $|2J_1(v)/v|$ , наилучшим образом описывающая центральный пик; чёрная линия — результат её свертки с функцией  $\exp(-|\delta|/\xi)$  при  $\xi = 0,4$  мкм. (б)  $P_{\text{pump}} = P_{\text{probe}} = 1$  мкВт; зелёная кривая — результат суммирования с весом 0,8 и 0,2, соответственно, аппаратной функции и её свертки с  $\exp(-|\delta|/\xi)$  при  $\xi = 10$  мкм; чёрная кривая — функция  $(0,18/|\delta|)^{0,6}$ .

### 3.5. Когерентность магнитоэкситонного конденсата

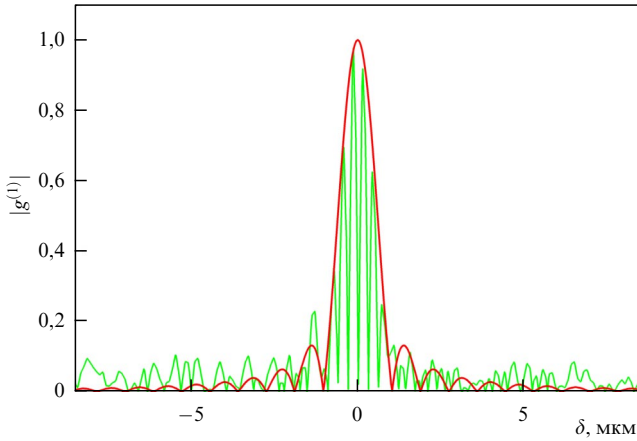
При исследовании пространственной когерентности магнитоэкситонного конденсата [64, 65] сравнивались интерферограммы в свете резонансного отражения для оптического перехода (0–0) между состояниями нулевых уровней Ландау тяжёлых дырок валентной зоны и электронов зоны проводимости, полученные без оптической накачки и при включенной накачке. В идеальной 2D электронной 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 некоторое 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 2DЭС макроскопического числа неравновесных СЦЭ. Максимальная интенсивность пика полосы плазмарона при  $q_{\text{min}} \approx 1/l_B$  относительно линии триона служила критерием формирования магнитоэкситонного конденсата при подборе параметров эксперимента: напряжённости магнитного поля  $B$  и мощности накачки  $P_{\text{pump}}$ . Выяснилось, что интенсивность линии "Pln" сравнивается с линией "T", а линия одночастичного перехода, наблюдаемая, как и плазмарон, в  $\sigma^-$ -поляризации, практически исчезает при интенсивности накачки  $I_{\text{pump}} \lesssim 10$  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 приведён на рис. 16а, а при включенной накачке — на рис. 16б.

На рисунке 16а синим цветом показана аппаратная функция, наилучшим образом описывающая центральный пик при  $\delta = 0$ . Здесь же приведен результат свертки аппаратной кривой и функции  $\exp(-|\delta|/\xi)$  с параметром  $\xi = 0,4$  мкм. Очевидно, высокая степень когерентности излучения зондирующего лазера при рассеянии на матовом стекле теряется не полностью. Во всяком случае,

первый ноль функции  $|2J_1(v)/v|$  в профиле полос явно не наблюдается и результат свертки ближе к эксперименту.

Ширины центральных пиков на рис. 16а и б отличаются 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 надёжно. На рисунке 16б приведён пример, когда этот эффект максимален. Зависимость  $|g^{(1)}(\delta)|$  на рис. 16б никакой сверткой  $\exp(-|x|/\xi)$  с аппаратной функцией получить невозможно: при такой ширине центрального пика спадание коррелятора с расстоянием будет происходить гораздо быстрее. Качественно картина объясняется в предположении, что имеются два независимых источника излучения: некогерентный ( $\xi \lesssim 0,1$  мкм) и частично когерентный с параметром  $\xi \sim 10$  мкм (точнее определить здесь невозможно). Результат суммирования аппаратной функции и её свертки с экспонентой  $\exp(-|\delta|/\xi)$  при  $\xi = 10$  мкм с весом 0,8 и 0,2, соответственно, показан на рис. 16б зелёной кривой.

Зависимость  $|g^{(1)}(\delta)|$  на рис. 16б очень похожа на ту, что впервые наблюдалась для внутривибрационных экситонных поляритонов в работе [50]. В том случае центральный пик хорошо описывался гауссианом, ширина которого напрямую связана с тепловой дебройлевской длиной волны  $\lambda_{\text{дВ}}$ , достигающей 5–6 мкм при высокой интенсивности оптической накачки. Масса СЦЭ гораздо больше ( $m_{\text{SCЭ}} \approx 0,13m_e$ ), поэтому для него при  $T = 0,5$  К  $\lambda_{\text{дВ}} \approx 0,3$  мкм. Поскольку разрешение нашей оптической системы не лучше 1 мкм, то именно оно определяет ширину пика при  $\delta \approx 0$ . Поведение коррелятора на больших расстояниях можно описать и степенной зависимостью вида  $(b/|\delta|)^a$ , которая должна наблюдаться при переходе БКТ: чёрная кривая на рис. 16б. Точность определения показателя невелика, но всё же можно утверждать, что  $a \approx 0,5–0,7$ . Согласно теории БКТ в конденсате 2D бозонов значение показателя степени подчиняется условию  $a \leq 1/4$  [29, 30]. В экспериментах [50], где точность измерений гораздо выше, были получены значения  $a \approx 0,9–1,2$ . Последующие исследования показали, что быстрое спадание коррелятора  $g^{(1)}$  с расстоя-



**Рис. 17.** Когерентность ансамбля магнитовозбуждений в дробном квантово-холловском изоляторе при  $\nu = 1/3$ ,  $P_{\text{pump}} = 80$  мкВт. Зелёная линия — профиль интерференционных полос в свете ФРО:  $|g^{(1)}(\delta) \cos \Phi(\delta)|$ . Красная кривая — аппаратная функция, наилучшим образом описывающая центральный пик.  $T \approx 0,55$  К.

нием связано с возбуждением одновременно нескольких пространственных мод [66]. Лишь при накачке лазерным пучком с гауссовым поперечным профилем, возбуждающим одну, нижайшую по энергии, моду, показатель степени совпадает с теоретическим вблизи порога возникновения БКТ-конденсата и становится ещё меньше с ростом интенсивности фотовозбуждения [67].

Нужно уточнить, что результаты, показанные на рис. 16б, получены при настройке на основной максимум сигнала ФРО: при  $\lambda = \lambda_{\text{max}}$ . Здесь размер пятна накачки составлял  $\approx 5$  мкм, размер пятна зондирования  $\approx 50$  мкм, а размер области растекания  $\approx 20$  мкм, т.е. детектировалось ФРО для СЦЭ не в энергетическом минимуме, при  $q \approx 1/l_B$ , а при  $q \approx 0$ . В дальнейшем интерферометрические измерения были проведены на всех упомянутых в предыдущем разделе менее интенсивных резонансах ФРО с использованием пятна зондирования размером  $\approx 100$  мкм. Ни в одном случае не наблюдалось более выраженной макроскопической когерентности в свете ФРО, чем показано на рис. 16б. Какой-то систематической зависимости картины интерференции и параметра  $\xi$  от длины волны резонанса не обнаружено. В режиме растекания СЦЭ на сотни микрометров ( $\lambda = \lambda_2$ ) были проведены эксперименты с регистрацией интерференции на удалении до  $\sim 100$  мкм от пятна накачки. Предположение о том, что компонента с длиной когерентности  $\xi \gtrsim 10$  мкм связана именно с далеко растекающимися СЦЭ, не получило подтверждения.

На рисунке 17 приведены результаты интерференционных измерений, характерные для конденсата магнитогравитонов при факторе заполнения  $\nu = 1/3$ . Данные получены с использованием той же экспериментальной установки и методики измерений, что и в предыдущем случае, при  $\nu = 2$ . Отметим, что характер распределения  $|g^{(1)}(\delta)|$  остаётся неизменным в широком диапазоне мощностей накачки. Очевидно, что длина пространственной когерентности света, резонансно отражённого от фотовозбуждённой лафлиновской жидкости, заведомо меньше пространственного разрешения  $\approx 1$  мкм, обеспечиваемого регистрирующей оптической системой.

#### 4. Заключение

Магнитоэкситонный конденсат — это первый экспериментальный пример конденсации композитных бозонов не в обычном пространстве, как в случае электрон-дырочной жидкости в объёмных полупроводниках [68], и не в обычном импульсном пространстве, как в случае атомных бозе-конденсатов [69], а в пространстве обобщённых импульсов — величин, зависящих как от пространственных координат, так и от их градиентов [70]. Магнитоэкситонный (магнетофермионный) конденсат формируется из тёмных циклотронных спиновых 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 СЦЭ не происходит полной термализации. Вследствие сверхдлинных времён термализации ансамбль СЦЭ является существенно неравновесным. Он состоит из газа экситонов с обобщёнными 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, фотовозбуждённая система СЦЭ существенно отличается от системы непрямых в импульсном пространстве экситонов в объёмных полупроводниках, таких, как Ge и Si, где долгоживущие экситоны термализуются на масштабах их времён жизни [71]. Примером неравновесной бозе-системы, близкой к системе циклотронных спиновых магнитоэкситонов, следует рассматривать параметрически накачиваемые бозе-эйнштейновские конденсаты магнонов в пленках железо-иттриевого граната [72].

Также можно сделать общий вывод, что пространственная когерентность исследованных конденсатов магнитовозбуждений в квантово-холловских изоляторах коррелирует с их способностью распространяться в реальном пространстве. Конденсат СЦЭ в целочисленном холловском изоляторе  $\nu = 2$  с  $q \approx 0$  обладает высокой пространственной когерентностью, а также способностью растекаться на макроскопические расстояния. Плотный ансамбль спин-магнитогравитонов в лафлиновской жидкости  $\nu = 1/3$ , напротив, не демонстрирует ни пространственной когерентности, ни заметного растекания. Безусловно, было бы интересно проследить связь между когерентностью и транспортными свойствами ансамблей возбуждений в квантово-холловских системах при факторах заполнения, отличных от 2 и 1/3. Однако на данный момент в целочисленных или дробных квантово-холловских системах не существует факторов заполнения, за исключением  $\nu = 2$  и  $\nu = 1/3$ , при которых можно было бы создавать плотные долгоживущие неравновесные ансамбли возбуждений. О первых оптических исследованиях возбуждённого дробного состояния  $\nu = 2/5$  сообщалось недавно в работе [73]. Есть вероятность, что фактор заполнения 2/5 в обозримом будущем станет доступен для экспериментальных исследований, подобных проведённым в настоящей работе.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 24-12-00411.

## Список литературы

1. Москаленко С А *ФТТ* **4** 276 (1962); Moskalenko S A *Sov. Phys. Solid State* **4** 199 (1962)
2. Blatt J M, Böer K W, Brandt W *Phys. Rev.* **126** 1691 (1962)
3. Casella R C *J. Phys. Chem. Solids* **24** 19 (1963)
4. Келдыш Л В, Козлов А Н *Письма в ЖЭТФ* **5** 238 (1967); Keldysh L V, Kozlov A N *JETP Lett.* **5** 190 (1967)
5. Келдыш Л В, Козлов А Н *ЖЭТФ* **54** 978 (1968); Keldysh L V, Kozlov A N *Sov. Phys. JETP* **27** 521 (1968)
6. Cornell E A, Wieman C E *Rev. Mod. Phys.* **74** 875 (2002)
7. Ketterle W *Rev. Mod. Phys.* **74** 1131 (2002)
8. Snoke D, Kavoulakis G M *Rep. Prog. Phys.* **77** 116501 (2014)
9. Сибельдин Н Н *УФН* **187** 1236 (2017); Sibeldin N N *Phys. Usp.* **60** 1147 (2017)
10. Kulakovskii V D, Timofeev V B, in *Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6, Eds C D Jeffries, L V Keldysh) (Amsterdam: North-Holland, 1983) p. 95
11. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *Письма в ЖЭТФ* **22** 556 (1975); Lozovik Yu E, Yudson V I *JETP Lett.* **22** 274 (1975)
12. Шевченко С И *ФНТ* **2** 505 (1976); Shevchenko S I *Sov. J. Low Temp. Phys.* **2** 251 (1976)
13. Deng H, Haug H, Yamamoto Y *Rev. Mod. Phys.* **82** 1489 (2010)
14. Kukushkin I V, Timofeev V B *Adv. Phys.* **45** 147 (1996)
15. Aroga A J *Appl. Phys.* **129** 120902 (2021)
16. Лернер И В, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **78** 1167 (1980); Lerner I V, Lozovik Yu E *Sov. Phys. JETP* **51** 588 (1980)
17. Лернер И В, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **80** 1488 (1981); Lerner I V, Lozovik Yu E *Sov. Phys. JETP* **53** 763 (1981)
18. Butov L V et al. *Phys. Rev. B* **60** 8753 (1999)
19. Dickmann S *Phys. Rev. Lett.* **110** 166801 (2013)
20. Kohn W *Phys. Rev.* **123** 1242 (1961)
21. Бычков Ю А, Иорданский С В, Элиашберг Г М *Письма в ЖЭТФ* **33** 152 (1981); Bychkov Yu A, Iordanskii S V, Eliashberg G M *JETP Lett.* **33** 143 (1981)
22. Kallin C, Halperin B I *Phys. Rev. B* **30** 5655 (1984)
23. Kulik L V et al. *Phys. Rev. B* **72** 073304 (2005)
24. Dickmann S, Kukushkin I V *Phys. Rev. B* **71** 241310 (2005)
25. Kulik L V et al. *Sci. Rep.* **5** 10354 (2015)
26. Кулик Л В и др. *УФН* **189** 925 (2019); Kulik L V et al. *Phys. Usp.* **62** 865 (2019)
27. Kulik L V et al. *Nature Commun.* **7** 13499 (2016)
28. Hohenberg P C *Phys. Rev.* **158** 383 (1967)
29. Mermin N D, Wagner N *Phys. Rev. Lett.* **17** 1133 (1966)
30. Березинский В Л *ЖЭТФ* **59** 907 (1970); Berezinskii V L *Sov. Phys. JETP* **32** 493 (1971); Бerezinskii В Л *ЖЭТФ* **61** 1144 (1971); Berezinskii V L *Sov. Phys. JETP* **34** 610 (1972)
31. Kosterlitz J M, Thouless D J *J. Phys. C* **6** 1181 (1973)
32. Bishop D J, Reppy J D *Phys. Rev. Lett.* **40** 1727 (1978); *Phys. Rev. B* **22** 5171 (1980)
33. van der Zant H S J, Rijken H A, Mooij J E *J. Low Temp. Phys.* **82** 67 (1991)
34. Hadzibabic Z et al. *Nature* **441** 1118 (2006)
35. Cladé P et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 170401 (2009)
36. Roumpos G et al. *Nature Phys.* **7** 129 (2011)
37. Eisenstein J P, MacDonald A H *Nature* **432** 691 (2004)
38. Kulik L V et al. *Nature Commun.* **12** 6477 (2021)
39. Kulik L V et al. *Appl. Phys. Lett.* **123** 083101 (2023)
40. Кулик Л В и др. *Письма в ЖЭТФ* **118** 462 (2023); Kulik L V et al. *JETP Lett.* **118** 455 (2023)
41. Ларионов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **120** 451 (2024); Larionov A V et al. *JETP Lett.* **120** 434 (2024)
42. Bartolomei H et al. *Science* **368** 173 (2020)
43. Nakamura J et al. *Nature Phys.* **16** 931 (2020)
44. Zhuravlev A S et al. *Phys. Rev. B* **89** 161301 (2014)
45. Eriksson M A et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 2163 (1999)
46. Groshaus J G et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 156803 (2007)
47. Zhuravlev A S et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 196802 (2016)
48. Kuznetsov V A et al. *Phys. Rev. B* **98** 205303 (2018)
49. Борн М, Вольф Э *Основы оптики* (М.: Наука, 1973); Пер. с англ. яз.: Born M, Wolf E *Principles of Optics* (Oxford: Pergamon Press, 1968)
50. Roumpos G et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **109** 6467 (2012)
51. Kulik L V et al. *Phys. Rev. B* **79** 121310 (2009)
52. Koreyev A S et al. *Phys. Rev. B* **110** 165417 (2024)
53. Ando T, Fowler A B, Stern F *Rev. Mod. Phys.* **54** 437 (1982)
54. Dickmann S, Kulik L V, Kuznetsov V A *Phys. Rev. B* **100** 155304 (2019)
55. Kulik L V et al. *Sci. Rep.* **8** 10948 (2018)
56. Горбунов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **106** 651 (2017); Gorbunov A V et al. *JETP Lett.* **106** 682 (2017)
57. Kulik L V et al. *Appl. Phys. Lett.* **114** 062403 (2019)
58. Gorbunov A V et al. *Ann. Physik* **531** 1800443 (2019)
59. Журавлев А С и др. *Письма в ЖЭТФ* **110** 260 (2019); Zhuravlev A S et al. *JETP Lett.* **110** 284 (2019)
60. Dickmann S, Kaysin B D *JETP Lett.* **114** 585 (2021)
61. Горбунов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **116** 756 (2022); Gorbunov A V et al. *JETP Lett.* **116** 779 (2022)
62. Gorbunov A V et al. *J. Appl. Phys.* **132** 244301 (2022)
63. Горбунов А В и др. *Изв. РАН, сер. физ.* **87** 167 (2023); Gorbunov A V et al. *Bull. RAS: Physics* **87** 141 (2023)
64. Горбунов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **114** 479 (2021); Gorbunov A V et al. *JETP Lett.* **114** 417 (2021)
65. Горбунов А В, Тимофеев В Б *Изв. РАН, сер. физ.* **86** 467 (2022); Gorbunov A V, Timofeev V B *Bull. Ross. Acad. Nauk Phys.* **86** 380 (2022)
66. Nitsche W H et al. *Phys. Rev. A* **93** 053622 (2016)
67. Nitsche W H et al. *Phys. Rev. B* **90** 205430 (2014)
68. Keldysh L V *Contemp. Phys.* **27** 395 (1986)
69. Anglin J R, Ketterle W *Nature* **416** 211 (2002)
70. Avron J E, Herbst I W, Simon B *Ann. Phys.* **114** 431 (1978)
71. Кукушкин И В, Кулаковский В Д, Тимофеев В Б *Письма в ЖЭТФ* **34** 36 (1981); Kukushkin I V, Kulakovskii V D, Timofeev V B *JETP Lett.* **34** 34 (1981)
72. Demokritov S O et al. *Nature* **443** 430 (2006)
73. Knüppel P et al. *Nature* **572** 91 (2019)

## Exciton condensates in integer and fractional quantum Hall dielectrics

A.V. Larionov<sup>(a)</sup>, A.V. Gorbunov<sup>(b)</sup>, L.V. Kulik<sup>(c)</sup>

*Osipyan Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences,  
ul. Akademika Osip'yana 2, 142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation  
E-mail: <sup>(a)</sup>larionov@issp.ac.ru, <sup>(b)</sup>gorbunov@issp.ac.ru, <sup>(c)</sup>kulik@issp.ac.ru*

A review of experimental studies of the properties of a recently discovered new coherent collective state, a magnetoexciton condensate, is presented. Condensation occurs at temperatures below 1 K in a Fermi system, an integer quantum Hall dielectric (filling factor  $\nu = 2$ ), as a result of the formation of a dense ensemble of long-lived triplet spin cyclotron magnetoexcitons, composite bosons. Using a high-aperture, high-resolution optical system, the formation and spreading of dense photoexcitation ensembles in real space in integer and fractional quantum Hall dielectrics with filling factors  $\nu = 2$  and  $\nu = 1/3$  is visualized. The correlation between the transport and coherence properties of these ensembles is analyzed.

**Keywords:** magnetoexcitons, quantum Hall insulator, collective excitations, magnetoexciton condensate

PACS numbers: 71.35.Ji, 71.35.Lk, 73.21.Fg, 73.43.Lp

Bibliography — 73 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **196** (5) 490–505 (2026)DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.04.040008>

Received 11 July 2025

*Physics – Uspekhi* **69** (5) (2026)DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.04.040008>