

УДК 538.915

## МАГНИТОЭКСИТОННЫЙ КОНДЕНСАТ В ХОЛЛОВСКОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ: КОГЕРЕНТНЫЕ СВОЙСТВА

© 2022 г. А. В. Горбунов<sup>1</sup>, \*, В. Б. Тимофеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, Черноголовка, Россия

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

Поступила в редакцию 15.11.2021 г.

После доработки 06.12.2021 г.

Принята к публикации 22.12.2021 г.

Методами сдвиговой интерферометрии исследованы когерентные свойства плотного ансамбля триплетных циклотронных магнитоэкситонов в квантово-холловском диэлектрике вблизи фактора заполнения  $\nu = 2$ . Обнаружено, что по сравнению с газом надконденсатных магнитоэкситонов магнитоэкситонный конденсат, формирующийся при достаточно низких температурах с помощью нерезонансного фотовозбуждения, отличается повышенной степенью когерентности: поперечная длина когерентности по порядку величины достигает  $\sim 10$  мкм. Доля конденсата может достигать 20% от полного числа триплетных магнитоэкситонов.

DOI: 10.31857/S036767652204010X

### ВВЕДЕНИЕ

Магнитоэкситонный конденсат — когерентное состояние, реализующееся при низкой температуре в плотном ансамбле триплетных циклотронных магнитоэкситонов (ТЦМЭ) в квантово-холловском диэлектрике (фактор электронного заполнения  $\nu = 2$ ). ТЦМЭ состоит из электронной вакансии (ферми-дырки) на полностью занятом нулевом уровне Ландау и возбужденного электрона с перевернутым спином на пустом первом уровне Ландау [1, 2]. Его также называют спин-флип (spin-flip) экситоном. Это нижайшее по энергии возбуждение в данной системе [2]. Дисперсионная кривая спин-флип экситона — зависимость его энергии  $E$  от величины обобщенного импульса  $q$  — имеет минимум не при нулевом импульсе,  $q = 0$ , а вблизи обратной магнитной длины,  $q_{min} \approx 1/l_B$  [3]. В поле 4 Тл  $l_B = \sqrt{c\hbar/eB} \approx 10^{-6}$  см, т.е. для релаксации необходимо отдать довольно большой импульс. Кроме того, ТЦМЭ оптически не активен: его излучательная рекомбинация запрещена по спину. Согласно теоретическим оценкам [4], при температуре  $T \leq 0.25$  К время релаксации такого спин-флип экситона путем испускания высокочастотного акустического фонона находится в секундном диапазоне. Измеренное в эксперименте время жизни ТЦМЭ в высококачественной GaAs/AlGaAs-гетероструктуре с квантовой ямой (КЯ) шириной 25 нм достигало 1 мс при  $T = 0.45$  К [5]. За счет столь долгого времени жизни ансамбль ТЦМЭ с плотностью  $n_{ex} \geq 10^{10}$  см<sup>-2</sup> удается создавать с помощью фотовозбуждения с низкой

плотностью мощности, не перегревая систему. С другой стороны, ТЦМЭ представляет собой композитный бозон со спином  $S = 1$ , и при температурах  $T \leq 1$  К создание столь плотного бозонного ансамбля приводит к формированию магнитоэкситонами в холловском изоляторе (чисто фермионной системе) когерентного состояния, названного в работе [5] магнитофермионным конденсатом (МФК). МФК — первый экспериментальный пример конденсации композитных бозонов не в обычном пространстве, как в случае электрон-дырочной жидкости в объемных полупроводниках [6], и не в импульсном пространстве, как в случае атомных бозе-конденсатов [7], а в пространстве обобщенных импульсов — величин, зависящих как от пространственных координат, так и от их градиентов [8]. Когерентность МФК следует уже из того, что его отклик на воздействие внешнего электромагнитного поля выше, по крайней мере, на порядок, чем в разреженном экситонном газе [5]. Строгое теоретическое обоснование этого вывода было выполнено позднее в работах [9, 10]. Другой отличительной особенностью МФК является способность растекаться на макроскопические расстояния, ограниченные лишь размерами исследуемого образца [5, 11]. Прямые эксперименты по визуализации растекания показывают, что механизм растекания — не диффузионный: транспортная длина ТЦМЭ в конденсированном состоянии увеличивается, по крайней мере, на три порядка величины по сравнению с длиной диффузии магнитоэкситонов в газовой фазе [11]. Скорость растекания ТЦМЭ из пятна фотовоз-

буждения в объем квантово-холловского изолятора может достигать  $\sim 10^3$  см/с [12].

Таким образом, есть все основания предполагать высокую степень пространственной когерентности МФК. Как известно, макроскопическая когерентность является важнейшим отличительным свойством бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК): все частицы конденсированной фазы описываются единой волновой функцией. Длина пространственной когерентности  $\xi$  не только превышает тепловую дебройлевскую длину волны  $\lambda_{dB} = \sqrt{2\pi\hbar^2/mk_B T}$ , но в идеальном случае совпадает с размерами области, которую этот конденсат занимает. На практике величина  $\xi$  зависит от того, насколько неидеальна исследуемая реальная система. В случае двумерных (2D) экситонных систем, таких, как пространственно-непрямые экситоны в двойных или широких одиночных квантовых ямах, она может составлять от 0.5 [13] до 6–7 мкм [14]. Для внутрирезонаторных экситонных поляритонов величина  $\xi$  определяется характерным размером неоднородности структуры и достигает 20–30 мкм [15].

Количественно пространственную когерентность можно оценить с помощью интерференционного сложения двух волн с интенсивностями  $I_1(\vec{r})$  и  $I_2(\vec{r})$ , что в общем случае приводит к распределению вида (см., например, [16]):

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

где  $\vec{r}$  – пространственная координата, а  $\Phi(\vec{r})$  – пространственное распределение разности фаз между интерферирующими волнами. Степень когерентности определяется абсолютной величиной нормированного комплексного коррелятора 1-го порядка,  $|g^{(1)}(\vec{r})|$ , изменяющейся в пределах от 0 (некогерентное излучение) до 1 (когерентное излучение). Коррелятор связан соотношением:

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

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. Известно, однако, что при  $T > 0$  в однородном 2D бозе-газе дальний порядок невозможен [17]. Вместо этого в газе взаимодействующих бозонов происходит переход Березинского–Костерлица–Таулесса (БКТ) в сверхпроводящую фазу, для которой характерно спадание  $|g^{(1)}(x)|$  по степенному закону [18, 19]. Сравнительно недавно для конденсата внутрирезона-

торных экситонных поляритонов в структурах высокого качества было экспериментально подтверждено степенное спадание  $g^{(1)}(x)$  на расстояниях до  $\sim 40$  мкм [20]. Настоящая работа посвящена изучению интерферометрическими методами пространственной когерентности магнитофермионного (магнитоэкситонного) конденсата.

## МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

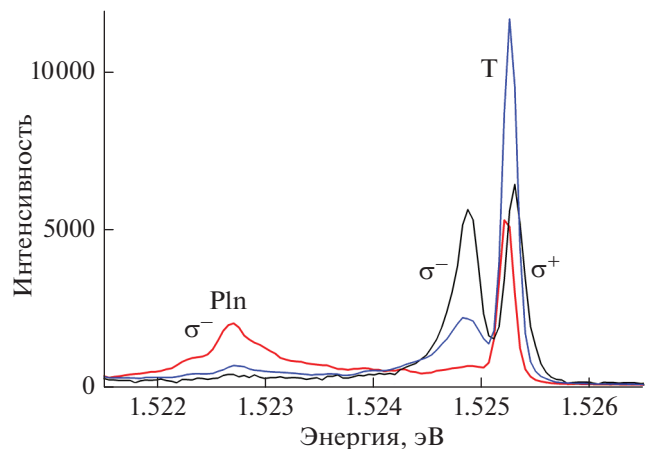
Исследовалась гетероструктура, содержащая одиночную, симметрично легированную, квантовую яму GaAs/AlGaAs шириной 31 нм с концентрацией электронов в 2D канале  $2 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> и темновой подвижностью более  $1.5 \cdot 10^7$  см<sup>2</sup>/В · с. Симметричное легирование необходимо, чтобы минимизировать проникновение волновой функции электронов проводимости в барьер и уменьшить вклад в релаксацию возбужденных электронов случайного потенциала на гетерограницах КЯ и примесных состояний в барьере. Образец размером  $\approx 3 \times 3$  мм помещался в <sup>3</sup>He-вставку с оптическим окном, которая, в свою очередь, устанавливалась в <sup>4</sup>He-криостат со сверхпроводящим соленоидом. Оптические измерения проводились при температурах от 0.55 до 1.5 К в магнитном поле до 6 Тл, направленном перпендикулярно плоскости КЯ.

Для формирования ансамбля неравновесных ТЦМЭ и возбуждения сигнала фотолюминесценции (ФЛ) использовался однодиодный лазерный диод ( $\lambda \approx 780$  нм), а для контроля резонансного отражения – перестраиваемый непрерывный лазер с шириной линии  $\approx 1$  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 ( $f = 360$  мм) либо на входную щель решеточного спектрометра с охлаждаемой ПЗС-камерой, либо на вход интерферометра. 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.

Как уже упоминалось, спин-флип экситон является “темным”, т.е. не взаимодействует со светом в дипольном приближении. Для его детектирования использовалось резонансное отражение света, соответствующего переходу “0–0” с нулевого уровня Ландау валентной зоны на нулевой

уровень Ландау зоны проводимости, где находится ферми-дырка, входящая в состав ТЦМЭ. В равновесии переход “0–0” невозможен, поскольку все состояния в зоне проводимости заняты. При фотовозбуждении появляются неравновесные ферми-дырки и возникает резонансное поглощение фотонов с соответствующей энергией. В эксперименте регистрируется резонансное отражение, которое сводится к поглощению и переизлучению резонансного фотона. Фотоиндуцированное резонансное отражение (ФРО) успешно используется для детектирования ТЦМЭ [21]. Существенным недостатком ФРО является то, что при этом учитывается лишь общее количество фотовозбужденных ферми-дырок и не известно, какой обобщенный импульс имеют ТЦМЭ, в состав которых эти дырки входят.

Функцию распределения магнитоэкситонов по обобщенным импульсам оказывается возможным определить из спектров ФЛ двумерной электронной системы (2D-ЭС). Дело в том, что при создании в 2D-ЭС неравновесных возмущений в спектрах ФЛ появляются особенности, связанные с трансляционно-инвариантными трехчастичными комплексами, построенными из “темного” ТЦМЭ и дополнительной ферми-дырки [22, 23]. Если проекции спинов обеих дырок на направление магнитного поля совпадают, то они образуют спиновой триплет. Триплетное по дыркам трехчастичное состояние является трионом (“Т”). Электрон, входящий в трион, не может участвовать в плазменных колебаниях. Энергия триона не несет информации об обобщенном импульсе входящего в него магнитоэкситона, а интенсивность линии “Т” учитывает, фактически, полную плотность магнитоэкситонов. Если проекции спинов ферми-дырок противоположны, образуется спиновой дырочный синглет. В синглетном по дыркам состоянии фотовозбужденный электрон из ТЦМЭ может рекомбинировать с ферми-дыркой на нижнем спиновом подуровне нулевого уровня Ландау, передавая энергию и импульс новой электрон-дырочной паре (магнитоплазменное колебание). Такое состояние называется плазмароном (“Pln”) [24]. Его можно рассматривать как магнитоплазмон, связанный с дополнительной ферми-дыркой. Спектр ФЛ плазмарона несет информацию как о полном числе ТЦМЭ, так и о функции распределения плазмаронов по энергиям, из которой, в свою очередь, получается функция распределения входящих в плазмарон ТЦМЭ по обобщенным импульсам  $q$ , которые они имели к моменту формирования плазмарона. В работе [25] было показано, что в разреженном газе ТЦМЭ не происходит полной термализации из-за невозможности одновременно удовлетворить условиям сохранения энергии и импульса. Оптическая накачка создает неравновесные надконденсатные ТЦМЭ с импульсом  $q \approx 0$ , а их релаксация в нижайшее энергетическое состоя-



**Рис. 1.** Примеры наблюдаемых спектров ФЛ: черная кривая — типичный одночастичный “ $\sigma^+$ – $\sigma^-$ ”-дублет; красная кривая — интенсивные линии плазмарона (Pln) в  $\sigma^-$ - и триона (Т) — в  $\sigma^+$ -поляризации (одночастичные переходы подавлены) ( $T = 0.53$  К); синяя кривая — промежуточная ситуация.  $T = 0.55$ – $0.7$  К.  $P_{pump} = 1$  мкВт.  $\nu = 2.15$ .

ние с  $q_{min}$  становится возможной только за счет экситон-экситонного рассеяния по достижении некоторой критической экситонной плотности. Именно появление в спектре ФЛ интенсивной плазмаронной полосы с максимумом в области  $q_{min}$  свидетельствует о формировании МФК. Максимальная интенсивность полосы “Pln” относительно линии “Т” служила критерием при подборе параметров эксперимента: напряженности магнитного поля  $B$  и мощности накачки  $P_{pump}$ . На рис. 1 показаны примеры спектров ФЛ. Было выяснено, что интенсивность линии плазмарона “Pln” сравнивается с линией триона “Т”, а линия одночастичного перехода, наблюдаемая, как и плазмарон, в  $\sigma^-$ -поляризации, практически исчезает при интенсивности фотовозбуждения  $\lesssim 10$  Вт/см<sup>2</sup> и факторе заполнения  $\nu \gtrsim 2$ .

В работе использовался интерферометр Майкельсона с неполяризующим светоделительным кубиком и параллельными пучками, в одном из плеч которого вместо зеркала установлена 90°-призма, оборачивающая изображение (рис. 2). Микроскопный объектив  $\times 10$  ( $f_1 \approx 20$  мм) на входе в интерферометр и объектив  $s f_2 = 190$  мм на выходе образуют второй каскад увеличения. Результирующее увеличение составило  $\times 170$ . В плоскости выходного изображения интерферометра собственная охлаждаемая ПЗС-камера регистрирует два изображения образца, развернутые друг относительно друга на 180° и промодулированные слегка искривленными интерференционными полосами, параллельными ребру призмы. Видность полос  $V(\delta)$  и коррелятор  $g^{(1)}(\delta)$  симметрично спадают по обе стороны от линии, соответствующей нулевому

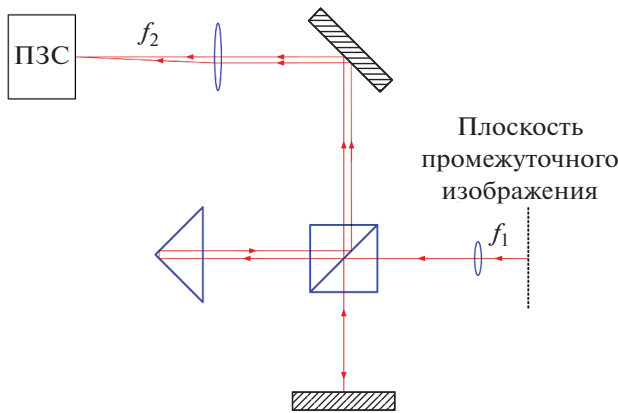


Рис. 2. Оптическая схема используемого интерферометра.

сдвигу между изображениями,  $\delta = 0$ . При передаче изображения проекционной оптической системой даже в случае некогерентного светового источника пространственное распределение степени когерентности не будет дельта-функцией из-за дифракции на входной апертуре [16]. При круглом входном зрачке аппаратная функция описывается выражением  $g^{(1)}(\nu) = 2J_1(\nu)/\nu$ , где  $J_1(\nu)$  – функция Бесселя 1-го рода и 1-го 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 [16]. Апертура ближайшей к образцу короткофокусной ( $f = 15$  мм) асферической линзы составляла  $\sin \alpha \approx 0,5$ , т.е. расчетное разрешение  $\approx 1$  мкм.

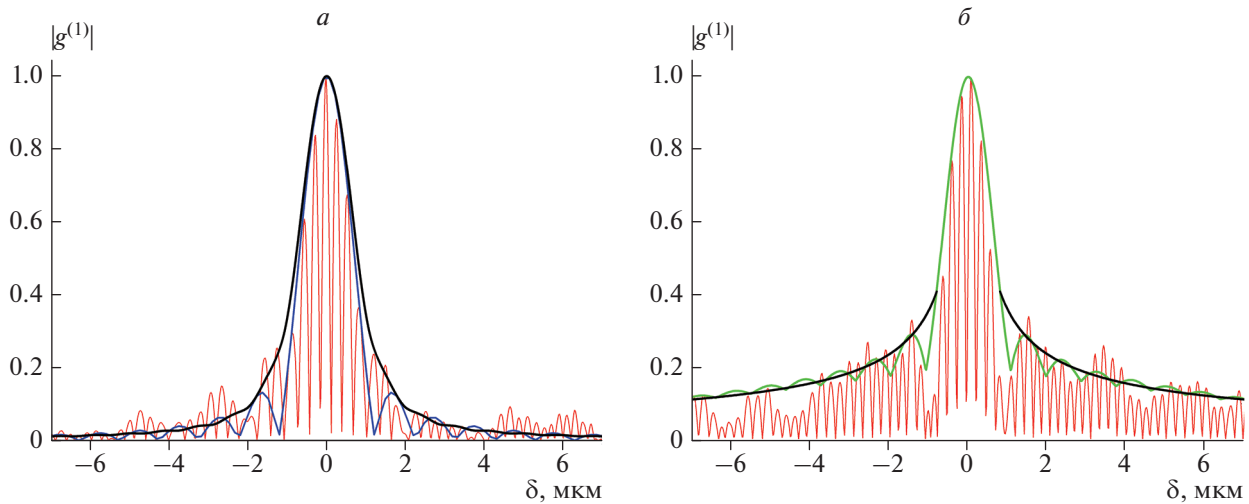
Пространственное распределение коррелятора  $g^{(1)}(\vec{r})$  получалось путем измерения отдельно распределений интенсивности для каждого из плеч интерферометра  $I_1(\vec{r})$ ,  $I_2(\vec{r})$ , собственно интерферограммы  $I_{if}(\vec{r})$  и построения на их основе распределения  $g^{(1)}(\vec{r}) \cos \Phi(\vec{r})$ . 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  $\approx 50$  мкм, при этом пятно накачки находилось в его центре. Для подавления вклада в интерферограмму от когерентного излучения лазера 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  $\geq 1$  мкм (см. рис. 3а).

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

При исследовании пространственной когерентности магнитоэкситонного конденсата 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. На самом деле 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 триплетных магнитоэкситонов. Для формирования магнитоэкситонного конденсата необходимо, чтобы ТЦМЭ начали эффективно заполнять состояния вблизи минимума дисперсионной зависимости при  $q_{min} \approx 1/l_B$ . 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. 3а, а при включенной накачке – на рис. 3б.

На рис. 3а синим цветом показана аппаратная функция  $\left| \frac{2J_1(\nu)}{\nu} \right|$ , наилучшим образом описывающая центральный пик при  $\delta = 0$ . В целом характер



**Рис. 3.** Оценка степени когерентности магнитоэкситонного конденсата. Профиль интерференционных полос в свете резонансного отражения  $|g^{(1)}(\delta) \cos \Phi(\delta)|$  – красная линия. Без накачки (а):  $P_{pump} = 0$ ,  $P_{probe} = 5$  мкВт; синяя линия – теоретическая кривая  $|2J_1(v)/v|$ , наилучшим образом описывающая центральный пик; черная линия – результат ее свертки с функцией  $\exp(-|\delta|/\xi)$  при  $\xi = 0.4$  мкм. При включенной накачке (б):  $P_{pump} = P_{probe} = 1$  мкВт; зеленая кривая – результат сложения с весом 0.8 и 0.2, соответственно, теоретической кривой на (а) и ее свертки с  $\exp(-|\delta|/\xi)$  при  $\xi = 10$  мкм; черная кривая – функция  $(0.18/|\delta|)^{0.6}$ .

спадания коррелятора с расстоянием согласуется с теоретической кривой, но в деталях (интенсивность и положение боковых максимумов) имеются расхождения. На рис. 3а приведен также результат свертки аппаратной кривой и функции  $\exp(-|x|/\xi)$  с параметром  $\xi = 0.4$  мкм. Можно предположить, что 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.

Из сравнения рис. 3а и 3б видно, что ширины центральных пиков отличаются незначительно. Главное различие состоит в поведении  $|g^{(1)}(\delta)|$  при больших сдвигах. Следует заметить, что в этой области  $\delta$  воспроизводимость  $|g^{(1)}(\delta)|$  от измерения к измерению оставляет желать лучшего: сказывается высокая чувствительность к настройке оптической схемы, а также, возможно, неоднородность образца. Важно то, что сам эффект подрастания “крыльев” распределения  $|g^{(1)}(\delta)|$  при включении накачки надежно воспроизводится. На рис. 3б приведен пример, когда этот эффект максимален. Очевидно, что зависимость  $|g^{(1)}(\delta)|$ , показанную на рис. 3б, никакой сверткой  $\exp(-|x|/\xi)$  с аппаратной функцией получить невозможно: при такой ширине центрального пика спадание коррелятора с расстоянием будет происходить гораздо

быстрее. Качественно картину можно объяснить, предположив, 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). На рис. 3б показан (синяя кривая) результат суммирования аппаратной функции и ее свертки с экспонентой  $\exp(-|x|/\xi)$  при  $\xi = 10$  мкм с весом 0.8 и 0.2, соответственно.

Качественно зависимость  $|g^{(1)}(\delta)|$  на рис. 3б очень похожа на ту, что впервые наблюдалась для внутрирезонаторных экситонных поляритонов в работе [20]. 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 циклотронного магнитоэкситона гораздо больше ( $m_{ТСМЕ} \approx 0.13m_e$ ), поэтому для него при  $T = 0.5$  К  $\lambda_{dB} \approx 0.3$  мкм. Поскольку разрешение используемой оптической системы не лучше 1 мкм, то в нашем случае именно оно определяет ширину пика при малых  $\delta$ . Возможность описания поведения коррелятора на больших расстояниях степенной зависимостью вида  $(b/|x|)^a$  продемонстрирована на рис. 3б черной кривой. Хотя точность определения показателя невелика, все же можно утверждать, что  $a = 0.5–0.7$ . Согласно теории БКТ в конденсате 2D бозонов значение показателя степени подчиняется условию  $a \leq 1/4$  [18, 19], одна-

ко в эксперименте [20], где точность измерений гораздо выше, были получены значения в диапазоне 0.9–1.2. Последующие исследования показали, что быстрое спадание коррелятора  $g^{(1)}$  с расстоянием связано с возбуждением одновременно нескольких пространственных мод [26]. Лишь при накачке лазерным пучком с гауссовым поперечным профилем, возбуждающим только одну, нижайшую по энергии, моду, показатель степени совпадает с теоретическим вблизи порога возникновения БКТ-конденсата и становится еще меньше с ростом интенсивности накачки [27]. Установлено также [26], что именно возбуждение нескольких пространственных мод ответственно за нерегулярное поведение  $|g^{(1)}(\delta)|$  на больших расстояниях.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью методов сдвиговой оптической интерферометрии обнаружена высокая пространственная когерентность магнитоэкситонного конденсата в квантово-холловском диэлектрике. Картина интерференции в свете резонансного отражения свидетельствует о наличии двух компонент: некогерентного (длина поперечной когерентности  $\xi \lesssim 0.1$  мкм) излучения надконденсатного магнитоэкситонного газа и излучения конденсата, для которого  $\xi \sim 10$  мкм или даже более. Этот результат согласуется с выводами работы [25], согласно которой ансамбль триплетных циклотронных магнитоэкситонов в квантово-холловском диэлектрике всегда является неравновесным, состоящим из газа тепловых надконденсатных экситонов с импульсами  $q \approx 0$  и конденсата экситонов в энергетическом минимуме с импульсами  $q_{min} \sim 1/l_B$ .

Авторы благодарны В.Д. Кулаковскому за ценные обсуждения полученных результатов. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-12-00368).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dickmann S., Kukushkin I.V.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. Art. No. 241310.
2. *Kulik L.V., Kukushkin I.V., Dickmann S. et al.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. Art. No. 073304.
3. *Kallin C., Halperin B.I.* // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. P. 3635.
4. *Dickmann S.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. Art. No. 166801.
5. *Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Dickmann S. et al.* // Nature Commun. 2016. V. 7. Art. No. 13499.
6. *Keldysh L.V.* // Contemp. Phys. 1986. V. 27. P. 395.
7. *Anglin J.R., Ketterle W.* // Nature. 2002. V. 416. P. 211.
8. *Avron J.E., Herbst I.W., Simon B.* // Ann. Phys. 1978. V. 114. P. 431.
9. *Dickmann S.* // JETP Lett. 2019. V. 109. P. 63.
10. *Dickmann S.* // Lith. J. Phys. 2019. V. 59. P. 79.
11. *Kulik L.V., Kuznetsov V.A., Zhuravlev A.S. et al.* // Sci. Rep. 2018. V. 8. Art. No. 10948.
12. *Kulik L.V., Gorbunov A.V., Zhuravlev A.S. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 114. Art. No. 062403.
13. *Горбунов А.В., Тимофеев В.Б.* // ФНТ. 2016. Т. 42. С. 438.
14. *High A.A., Leonard J.R., Hammack A.T. et al.* // Nature. 2012. V. 483. P. 584.
15. *Deng H., Haug H., Yamamoto Y.* // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. P. 1489.
16. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 721 с.
17. *Hohenberg P.C.* // Phys. Rev. 1967. V. 158. P. 383.
18. *Беззунский В.Л.* // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 1144.
19. *Kosterlitz J.M., Thouless D.J.* // J. Phys. C. 1973. V. 6. P. 1181.
20. *Roumpos G., Lohse M., Nitsche W.H. et al.* // Proc. Nat. Acad. Sci. 2012. V. 109. P. 6467.
21. *Kulik L.V., Gorbunov A.V., Zhuravlev A.S. et al.* // Sci. Rep. 2015. V. 5. Art. No. 10354.
22. *Zhuravlev A.S., Kuznetsov V.A., Kulik L.V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. Art. No. 196802.
23. *Kuznetsov V.A., Kulik L.V., Velikanov M.D. et al.* // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. Art. No. 205303.
24. *Heidin L., Lundqvist B.I., Lundqvist S.* // Solid State Commun. 1967. V. 5. P. 237.
25. *Журавлев А.С., Кузнецов В.А., Горбунов А.В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. С. 260.
26. *Nitsche W.H., Kim N.Y., Roumpos G. et al.* // Phys. Rev. A. 2016. V. 93. Art. No. 053622.
27. *Nitsche W.H., Kim N.Y., Roumpos G. et al.* // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. Art. No. 205430.

## Magnetoexciton condensate in a Hall dielectric: coherent properties

A. V. Gorbunov<sup>a,\*</sup>, V. B. Timofeev<sup>a</sup>

<sup>a</sup> *Osipyan Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*

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

Shear interferometry is used to study the coherent properties of a dense ensemble of triplet cyclotron magnetoexcitons in a quantum Hall dielectric near the filling factor  $\nu = 2$ . It was found that, in comparison with the gas of uncondensed magnetoexcitons, the magnetoexciton condensate formed at sufficiently low temperatures using nonresonant photoexcitation is characterized by an increased degree of coherence: the transverse coherence length reaches  $\sim 10$   $\mu\text{m}$  in order of magnitude. The fraction of condensate can reach 20% of the total number of triplet magnetoexcitons.