

## Когерентность магнитоэкситонного конденсата в квантово-холловском диэлектрике

А. В. Горбунов<sup>1)</sup>, А. В. Ларионов, Л. В. Кулик, В. Б. Тимофеев

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 16 августа 2021 г.

После переработки 3 сентября 2021 г.

Принята к публикации 3 сентября 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/S123456782119006X

Интерес к магнитоэкситонам в двумерной электронной системе (2DЭС), помещенной в квантующее магнитное поле, связан с обнаружением новых когерентных конденсированных состояний, не имеющих очевидных аналогов в физике трехмерных (3D) систем. Наиболее изученными с точки зрения экспериментальных и теоретических исследований являются триплетные циклотронные магнитоэкситоны (ТЦМЭ) в квантово-холловском диэлектрике (электронный фактор заполнения  $\nu = 2$ ), образованные электронной вакансией (ферми-дыркой) на полностью заполненном нулевом электронном уровне Ландау и возбужденным электроном на пустом первом уровне Ландау. ТЦМЭ являются долгоживущими композитными бозонами со спином  $S = 1$ , время жизни которых достигает сотен микросекунд [1] и даже миллисекунды [2]. При температурах  $T < 1$  К и концентрациях  $n_{\text{ex}} \sim (1-10)$  % от плотности квантов магнитного потока в квантово-холловском изоляторе, т.е. в фермионной системе, образуется качественно новая фаза, названная в работе [2] *магнетофермионным конденсатом*. Это состояние является экспериментальным примером конденсации композитных бозонов в пространстве обобщенных импульсов  $q$  – величин, зависящих как от пространственных координат, так и от их градиентов [3]. Макроскопическая когерентность новой фазы приводит к тому, что ее отклик на воздействие внешнего электромагнитного поля выше на порядок, чем в разреженном экситонном газе, причем конденсат

способен растекаться из области фотовозбуждения в объем квантово-холловского изолятора на макроскопические расстояния [2]. Прямые эксперименты по визуализации растекания в высококачественных GaAs/AlGaAs гетероструктурах показали, что механизм переноса – недиффузионный: транспортная длина ТЦМЭ в конденсированном состоянии, по крайней мере, на три порядка больше, чем длина диффузии магнитоэкситонов в газовой фазе [4]. При этом скорость разбегания экситонов из пятна накачки составляет  $\gtrsim 10^3$  см/с [5].

Важнейшим свойством бозе-эйнштейновского конденсата является макроскопическая когерентность: все частицы конденсированной фазы описываются единой волновой функцией. Длина пространственной когерентности  $\xi$  не только превышает дебройлевскую длину волны, но в идеальном случае совпадает с размерами области, которую этот конденсат занимает. На практике длина когерентности зависит от того, насколько неидеальна исследуемая реальная система. В случае двумерных экситонных систем, таких, как пространственно-непрямые экситоны в двойных или широких одночных квантовых ямах, она может составлять от 0.5 мкм [6] до 6–7 мкм [7]. Для внутрирезонаторных экситонных поляритонов величина  $\xi$  определяется характерным размером неоднородности структуры и достигает 20–30 мкм [8]. Настоящая работа посвящена изучению интерферометрическими методами степени пространственной когерентности ТЦМЭ в магнетофермионном (магнитоэкситонном) конденсате.

<sup>1)</sup>e-mail: gorbunov@issp.ac.ru

Для экспериментальных исследований использовалась высококачественная гетероструктура, содержащая одиночную, симметрично легированную, квантовую яму GaAs/AlGaAs шириной 31 нм с концентрацией электронов в 2D канале  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и темновой подвижностью на уровне  $1.5 \cdot 10^7 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Симметричное легирование необходимо для того, чтобы минимизировать проникновение волновой функции электронов проводимости в барьер, а также для уменьшения вкладов в релаксацию возбужденных электронов случайного потенциала на гетерограницах квантовых ям и барьерных примесных состояний. Образец размером  $\sim 3 \times 3 \text{ мм}$  устанавливался в откачиваемую вставку с жидким  $^3\text{He}$ , оснащенную оптическим окном для ввода и вывода излучения, которая, в свою очередь, помещалась в  $^4\text{He}$ -криостат со сверхпроводящим соленоидом. Эксперименты проводились в диапазоне температур от 0.55 до 1.5 К в магнитном поле до 6 Тл, направленном перпендикулярно плоскости квантовой ямы.

В качестве оптического источника для формирования ансамбля неравновесных циклотронных магнитоэкситонов и возбуждения сигнала фотолуминесценции (ФЛ) использовался одномодовый лазерный диод (длина волны  $\simeq 780 \text{ нм}$ ), а для контроля резонансного отражения – перестраиваемый непрерывный полупроводниковый лазер “Toptica DL Pro” с шириной линии 1 МГц. Внутри вставки с  $^3\text{He}$  была установлена светосильная двухлинзовая проекционная система, с помощью которой лазерное излучение фокусировалось на поверхность исследуемого образца. Для достижения точной фокусировки образец, погруженный в жидкий  $^3\text{He}$ , можно было плавно перемещать вдоль оптической оси с помощью специально сконструированного узла механической подачи. Минимальный размер пятна накачки на образце составлял  $\simeq 5 \text{ мкм}$ . С помощью той же пары линз излучение резонансного отражения и ФЛ выводилось наружу в виде параллельного пучка. Увеличенное изображение образца ( $\times 30$ ) проецировалось длиннофокусным объективом ( $f = 360 \text{ мм}$ ) либо на входную щель решетчатого 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. Поскольку в магнитном поле в 2DЭС поглощается и излучается циркулярно поляризованное излучение, то через второй поляризатор сигнал резонансного отражения от 2DЭС проходит,

а сигнал нерезонансного отражения и рассеяния от поверхности образца и гетерослоев подавляется.

Основным способом обнаружения ТЦМЭ является фотоиндуцированное резонансное отражение света (ФРО) [1]. Этот метод детектирует фотовозбужденные ферми-дырки, входящие в состав циклотронных магнитоэкситонов (сами триплетные магнитоэкситоны являются “темными” квазичастицами, не взаимодействующими в дипольном приближении с электромагнитным полем). При этом ФРО не позволяет определить, какой именно обобщенный импульс  $q$  имеют магнитоэкситоны, в состав которых входят эти ферми-дырки. Между тем дисперсионная зависимость ТЦМЭ имеет минимум не при  $q = 0$ , а вблизи обратной магнитной длины,  $q_{\text{min}} \simeq 1/l_B$  [9]. В поле 4 Тл магнитная длина  $l_B = \sqrt{\hbar/eB} \simeq \simeq 10^6 \text{ см}^{-1}$ , т.е. для релаксации нужно отдать довольно большой импульс. Поэтому наряду с ФРО необходимо одновременно регистрировать спектры ФЛ 2DЭС: из них оказывается возможным определить функцию распределения магнитоэкситонов по обобщенным импульсам. При появлении в системе неравновесных возбуждений в спектрах ФЛ появляются особенности, связанные с трансляционно-инвариантными трехчастичными комплексами, построенными из темного триплетного магнитоэкситона и дополнительной ферми-дырки [10, 11] (см. рис. 1). Существуют два вида таких комплексов. Ес-

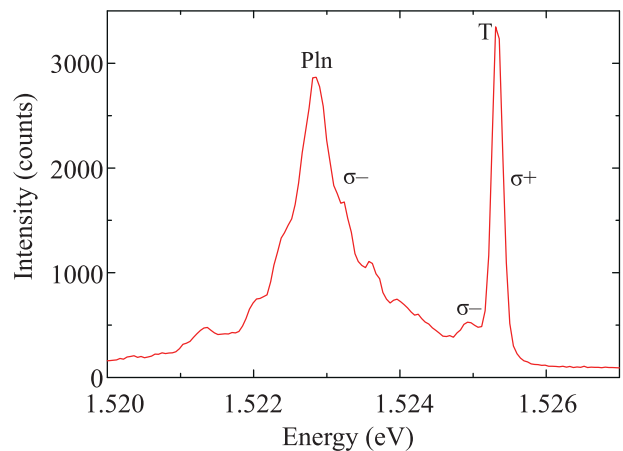


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектр ФЛ 2DЭС при мощности оптической накачки  $P_{\text{pump}} = 1 \text{ мкВт}$ , температуре  $T = 0.65\text{--}0.70 \text{ К}$  и факторе заполнения  $\nu = 2.15$

ли проекции спинов обеих дырок на ось магнитного поля совпадают, то две ферми-дырки образуют спиновой триплет. Если же проекции спинов противоположны, образуется спиновой синглет. Синглетное по дыркам состояние является плазмарионом (PIn),

поскольку фотовозбужденный электрон из триплетного магнитоэкситона может рекомбинировать с одной из ферми-дырок, передавая энергию и импульс новой электрон-дырочной паре (плазменное колебание). Плазмарон можно рассматривать как магнитоэкситон, связанный с дополнительной ферми-дыркой. 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, что объясняется малой дисперсией магнитоэкситонов по сравнению с характерной шириной линии ФЛ триона. Фактически интенсивность линии Т учитывает полную плотность магнитоэкситонов. Спектр ФЛ плазмарона, напротив, несет информацию как о полном числе магнитоэкситонов, так и о функции распределения плазмаронов по энергиям, из которой, в свою очередь, получается функция распределения входящих в плазмарон магнитоэкситонов по обобщенным импульсам  $q$ , которые они имели к моменту формирования плазмарона. В работе [12] удалось показать, что в разреженном газе триплетных магнитоэкситонов не происходит полной термализации из-за невозможности одновременно удовлетворить условиям сохранения энергии и импульса. При оптической накачке создаются неравновесные ТЦМЭ с импульсом  $q \simeq 0$ , а релаксация в нижайшее энергетическое состояние становится возможной за счет экситон-экситонного рассеяния только по достижении некоторой критической экситонной плотности. Вследствие сверхдлинных времен термализации ансамбли ТЦМЭ являются существенно неравновесными, состоящими из надконденсатных магнитоэкситонов с обобщенными импульсами, близкими к нулевым, и магнитоэкситонов в энергетическом минимуме с импульсами порядка обратной магнитной длины. Доказано экспериментально [12], что быстрый перенос экситонной плотности на большие расстояния осуществляется только теми ТЦМЭ, что заполняют энергетический минимум на дисперсионной кривой вблизи обобщенных импульсов порядка обратной магнитной длины,  $q_{\min} \sim 1/l_B \simeq 10^6 \text{ см}^{-1}$ . Таким образом, именно появление в спектре ФЛ интенсивной плазмаронной полосы с максимумом в области  $q_{\min}$  служит доказательством формирования магнитоэкситонного конденсата.

В общем случае результат интерференционного сложения двух волн с интенсивностями  $I_1(\mathbf{r})$  и  $I_2(\mathbf{r})$  имеет вид (см., например, [13]):

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

где  $\mathbf{r}$  – пространственная координата, а  $\Phi(\mathbf{r})$  – пространственное распределение разности фаз между интерферирующими волнами. Степень когерентности определяется величиной нормированного коррелятора 1-го порядка  $g^{(1)}(\mathbf{r})$ , изменяющегося в пределах от 0 до 1 и связанного с видностью интерференционных полос  $V = (I_{\max} - I_{\min})/(I_{\max} + I_{\min})$  соотношением:

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

Таким образом, при равных интенсивностях коррелятор и видность просто совпадают, но в общем случае, измеряя  $I_{\text{if}}(\mathbf{r})$ ,  $I_1(\mathbf{r})$  и  $I_2(\mathbf{r})$ , из эксперимента можно извлечь лишь произведение:

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

и  $g^{(1)}(\mathbf{r})$  – это огибающая пространственного профиля интерференционных полос. Зависимость величины коррелятора 1-го порядка от координаты  $x$  в плоскости волнового фронта в общем случае можно описать функцией  $\exp(-|x|/\xi)$ , где  $\xi$  – поперечная длина пространственной когерентности, которая стремится к нулю для некогерентного источника и к бесконечности – для когерентного.

Используемый интерферометр – это вариант интерферометра Майкельсона с неполяризующим светоделительным кубиком и параллельными пучками, в одном из плеч которого вместо зеркала установлена  $90^\circ$ -призма, оборачивающая изображение. Микроскопный объектив  $\times 10$  на входе в интерферометр и объектив с  $f = 190$  мм на выходе образуют второй каскад увеличения, так что результирующее увеличение составляет  $\simeq 170$ . В результате, на собственной охлаждаемой ПЗС-матрице интерферометра наблюдаются два изображения образца, развернутые друг относительно друга на  $180^\circ$  и промодулированные слегка искривленными интерференционными полосами, параллельными ребру призмы (см. рис. 2а). Видность полос и коррелятор 1-го порядка симметрично спадают в обе стороны от линии, соответствующей нулевому сдвигу между изображениями,  $\delta = 0$  (рис. 2б). Хорошо известно, что при передаче изображения проекционной оптической системой даже в случае некогерентного светового источника пространственное распределение степени когерентности не будет  $\delta$ -функцией из-за дифракции на апертуре входного зрачка [13]. В нашем случае аппаратная функция связана с функцией Эйри для дифракции света на круглом отверстии и описывается выраже-

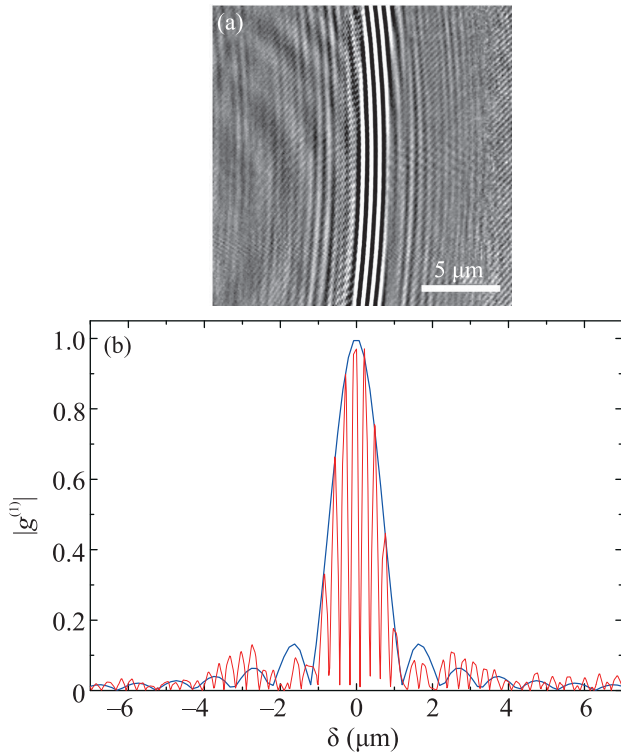


Рис. 2. (Цветной онлайн) Аппаратная функция оптической системы, измеренная в отраженном свете зондирующего лазера ( $P_{\text{probe}} = 1$  мкВт) при минимальной температуре,  $T = 0.55$  К, и в нулевом магнитном поле,  $B = 0$ . (a) – Картина интерференционных полос в плоскости выходного изображения интерферометра –  $g^{(1)}(\mathbf{r}) \cos \Phi(\mathbf{r})$ . (b) – Профиль интерференционных полос  $|g^{(1)}(\delta) \cos \Phi(\delta)|$  (красная линия) и теоретическая кривая  $|2J_1(\nu)/\nu|$ , наилучшим образом описывающая центральный пик (синяя линия)

нием  $g^{(1)}(\delta) = 2J_1(\nu)/\nu$ , где  $J_1(\nu)$  – функция Бесселя первого рода и первого порядка,  $\nu = 2\pi\delta \sin \alpha/\lambda$ ,  $\sin \alpha$  – числовая апертура оптической системы, а  $\lambda$  – длина волны света. Положение первого нуля функции Эйри определяет оптическое разрешение системы [13]. Апертура ближайшей к образцу короткофокусной ( $f = 15$  мм) асферической линзы (Newport FSPA10) составляла  $\sin \alpha \simeq 0.5$ , т.е. расчетное разрешение  $\simeq 1$  мкм.

Как уже было сказано, пространственное распределение коррелятора 1-го порядка можно найти путем измерения по отдельности 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  $g^{(1)}(\mathbf{r}) \cos \Phi(\mathbf{r})$ . На практике для повышения точности измерений на записанной интерферограмме выбирался горизонтальный прямоугольный участок, внутри которого

полосы можно считать прямыми, проводилось суммирование интенсивности по вертикали и получался профиль интерферограммы  $I_{\text{if}}(\delta)$ . Аналогичным образом строились профили  $I_1(\delta)$  и  $I_2(\delta)$ . Из этих трех кривых извлекалась знакопеременная функция  $g^{(1)}(\delta) \cos \Phi(\delta)$ . Точность определения интересующей нас огибающей можно повысить, если перейти к модулю  $|g^{(1)}(\delta) \cos \Phi(\delta)|$ . Поскольку для анализа когерентных свойств резонансно отраженного света необходимо использовать низкокогерентный (в идеале – некогерентный) источник излучения, луч зондирующего лазера фокусировался на поверхность вращающегося матового стекла в пятно, изображение которого проецировалось на поверхность образца. Размер пятна зондирования на образце составлял  $\simeq 50$  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. На рисунке 2 приведен пример измерения аппаратной функции системы в отраженном свете зондирующего лазера при минимальной температуре,  $T = 0.55$  К, и в нулевом магнитном поле,  $B = 0$ . Следует подчеркнуть высокую чувствительность методики измерений к точности фокусировки на поверхность образца. Только при оптимальной настройке оптики, действительно, удается приблизиться к пространственному разрешению  $\gtrsim 1$  мкм (см. рис. 2b).

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 2DЭС и при включенной накачке. В идеальной системе сигнал резонансного отражения от квантово-холловского изолятора при  $\nu = 2.0$  не наблюдается, если фотовозбуждение 2DЭС отсутствует. Причина в том, что 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 поляризаторы не подавляют отражение полностью и какое-то небольшое количество света попадает в интерферометр. Включение лазерного диода накачки приводит к возникновению сигнала ФРО (в нашем случае отражение возрастало, по крайней мере, на порядок величины), что свидетельствует о появлении в 2DЭС макроскопического числа

неравновесных триплетных магнитоэкситонов. Для формирования магнитоэкситонного конденсата необходимо, чтобы ТЦМЭ начали заполнять состояния вблизи минимума дисперсионной зависимости при  $q_{\min} \simeq 1/l_B$ . Процесс рассеяния магнитоэкситонов в нижайшее энергетическое состояние сопровождается появлением в спектрах ФЛ линии плазмарона. Именно максимальная интенсивность плазмаронной полосы относительно линии триона служила критерием при подборе параметров эксперимента: напряженности магнитного поля  $B$  и мощности накачки  $P_{\text{pump}}$ . На рисунке 1 показан пример спектра ФЛ, полученного в таких условиях. Здесь интенсивность линии плазмарона P1n почти сравнялась с линией триона T, а линия одночастичного перехода, наблюдаемая, как и плазмарон, в  $\sigma^-$ -поляризации, почти исчезла. Такая ситуация реализуется при достаточно низкой интенсивности фотовозбуждения, позволяющей не перегревать систему ( $\lesssim 10 \text{ Вт/см}^2$ ), и при факторе заполнения, несколько большем, чем  $\nu = 2.0$ .

Профиль интерферограммы  $|g^{(1)}(\delta) \cos \Phi(\delta)|$  в отсутствие фотовозбуждения приведен на рис. 3а, а при включенной накачке – на рис. 3б. Спектр ФЛ на рис. 1 был записан непосредственно перед регистрацией интерферограмм для рис. 3 и проконтролирован после. На обоих рисунках синим цветом показаны теоретические кривые  $|2J_1(\nu)/\nu|$ , наилучшим образом описывающие центральный пик при  $\delta = 0$ . Видно, что ширины пиков отличаются незначительно. Главное различие состоит в поведении  $|g^{(1)}(\delta)|$  при больших сдвигах. На рисунке 3а величина коррелятора спадает с расстоянием приблизительно так же быстро, как и теоретическая кривая, хотя в целом интенсивность и положение боковых максимумов с теоретической зависимостью не совпадают. Следует заметить, что в этой области  $\delta$  и воспроизводимость  $|g^{(1)}(\delta)|$  от измерения к измерению оставляет желать лучшего: сказывается высокая чувствительность к настройке оптической схемы, а также возможная неоднородность образца (см. ниже). На рисунке 3а показан также результат свертки теоретической кривой и функции  $\exp(-|\delta|/\xi)$  с параметром  $\xi = 0.4 \text{ мкм}$ . Можно предположить, что высокая степень когерентности излучения зондирующего лазера при рассеянии на вращающемся матовом стекле теряется не полностью. Во всяком случае, первый нуль функции  $|2J_1(\nu)/\nu|$  в профиле полос явно не наблюдается и результат свертки здесь ближе к эксперименту. Зависимость  $|g^{(1)}(\delta)|$ , приведенную на рис. 3б, никакой сверткой экспоненты  $\exp(-|\delta|/\xi)$  с теоретической кривой получить невозможно: при такой ширине центрального пика спадание коррелятора с рос-

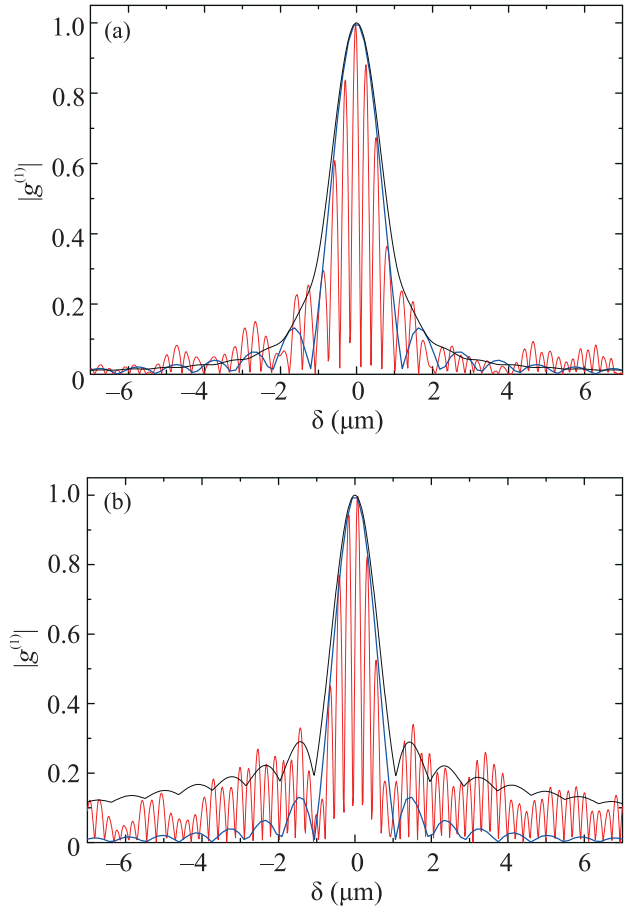


Рис. 3. (Цветной онлайн) Оценка степени когерентности магнитоэкситонного конденсата. Профиль интерференционных полос в свете резонансного отражения  $|g^{(1)}(\delta) \cos \Phi(\delta)|$  (красная линия) без накачки (а),  $P_{\text{pump}} = 0$ ,  $P_{\text{probe}} = 5 \text{ мкВт}$ , и при включенной накачке (б)  $P_{\text{pump}} = P_{\text{probe}} = 1 \text{ мкВт}$ . Синяя линия – теоретическая кривая  $|2J_1(\nu)/\nu|$ , наилучшим образом описывающая центральный пик. Черная кривая на (а) – результат ее свертки с функцией  $\exp(-|\delta|/\xi)$  при  $\xi = 0.4 \text{ мкм}$ . Черная кривая на (б) – результат сложения с весом 0.8 и 0.2, соответственно, теоретической кривой и ее свертки с  $\exp(-|\delta|/\xi)$  при  $\xi = 10 \text{ мкм}$ . Параметры эксперимента совпадают с рис. 1

том сдвига должно происходить гораздо быстрее. Качественно картину можно объяснить, предположив, что имеются два источника излучения: некогерентный ( $\xi \lesssim 0.1 \text{ мкм}$ ) и частично когерентный с величиной  $\xi \sim 10 \text{ мкм}$  (точнее определить здесь вряд ли возможно). На рисунке 3б показан результат суммирования с весом 0.8 и 0.2, соответственно, функции  $|2J_1(\nu)/\nu|$ , показанной синей кривой, и ее свертки с экспонентой  $\exp(-|\delta|/\xi)$  при  $\xi = 10 \text{ мкм}$ . Согласие с экспериментом здесь не самое лучшее, но важно то, что эффект подрастания “крыльев” распределе-

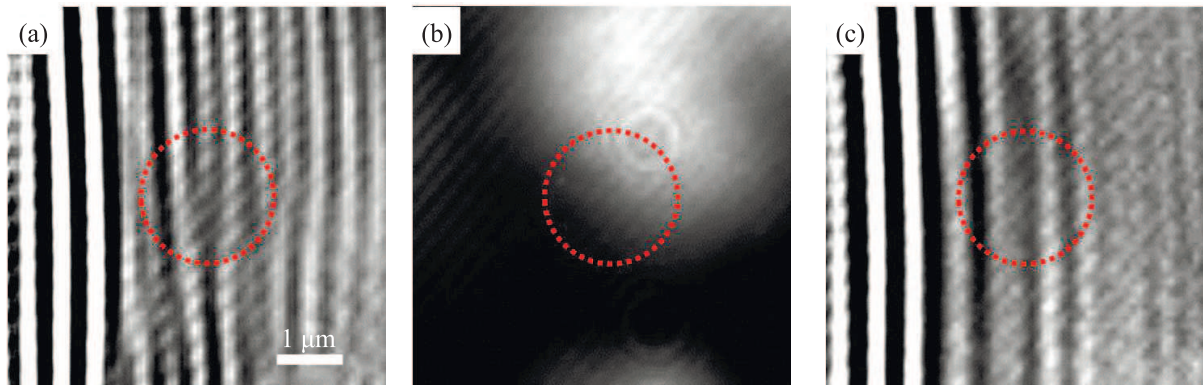


Рис. 4. (Цветной онлайн) Обнаружение вихрей в магнитоэкситонном конденсате в присутствии неоднородностей. (а) – Интерферограмма в свете ФРО  $g^{(1)}(\mathbf{r}) \cos \Phi(\mathbf{r})$  для конденсата при  $P_{\text{pump}} = P_{\text{probe}} = 1$  мкВт. (б) – При тех же условиях распределение интенсивности ФРО – сигнал, регистрируемый в одном из плеч интерферометра,  $I_1(\mathbf{r})$ . (с) – Интерферограмма резонансного отражения для того же места на образце при  $P_{\text{pump}} = 0$  и  $P_{\text{probe}} = 5$  мкВт. Красным пунктирным кружком обозначено положение вихря.  $T = 0.65\text{--}0.70$  К.  $\nu = 2.15$

ния  $|g^{(1)}(\delta)|$  при включении накачки надежно воспроизводится. На рисунке 3 приведен пример, когда этот эффект максимален.

При формировании магнитоэкситонного конденсата на изображениях образца в свете ФРО наблюдаются полосы, ориентированные вдоль определенных кристаллографических направлений и похожие на ступени/террасы на интерфейсах гетероструктуры. Картина интерференционных полос вблизи границ таких неоднородностей может искажаться. Рисунок 4 иллюстрирует подобную ситуацию. Красным пунктирным кружком на рис. 4а обведена область, где одна из интерференционных полос обрывается и наблюдается картина типа “вилки”. На рисунке 4б приведено изображение того же участка, зарегистрированное при пропускании света только через одно из плеч интерферометра, т.е. распределение  $I_1(\mathbf{r})$ . Видно, что в центре кружка находится край более яркой области (из-за большого увеличения он сильно размыт). Наконец, рис. 4с демонстрирует, что при выключенной накачке, т.е. в отсутствие конденсата, картина интерференционных полос остается искаженной. Особенности типа показанной на рис. 4а наблюдаются как в атомных бозе-конденсатах [14], экситон-поляритонных конденсатах [15], так и в конденсатах непрямых экситонов [7]. Их появление – свидетельство фазовой сингулярности в картине интерференции: при круговом обходе вокруг “вилки” фаза меняется на  $2\pi$ . Такая особенность возникает вокруг квантовых вихрей, которые являются отличительным признаком сверхтекучей фазы [8]. В однородной 2D системе элементарное возбуждение в виде пары “вихрь-антивихрь” должно двигаться со скоростью, приближающейся к скорости звука. При

измерениях без временного разрешения его не зарегистрировать, но вихрь, закрепленный на флуктуации потенциала, вызванной дефектом структуры, наблюдать удается (см. [15]). Следует заметить, однако, что наблюдение особенности типа “вилки” само по себе еще не является доказательством сверхтекучести (см. [7, 16, 17]). Поэтому для интерпретации результатов, приведенных на рис. 4, требуется проведение дополнительных исследований.

Таким образом, с помощью методов сдвиговой оптической интерферометрии удалось обнаружить признаки высокой пространственной когерентности магнитоэкситонного конденсата в квантово-холловском диэлектрике. Показано, что картина интерференции в свете резонансного отражения сформирована двумя компонентами: некогерентным (длина поперечной когерентности  $\xi \lesssim 0.1$  мкм) излучением надконденсатной фазы (магнитоэкситонного газа) и излучением конденсированной фазы, для которой величина  $\xi$  составляет  $\sim 10$  мкм. Доля когерентной фазы может достигать 20%. Наличие двух компонент качественно согласуется с выводами работы [12], согласно которым ансамбль триплетных циклотронных магнитоэкситонов в квантово-холловском диэлектрике всегда является неравновесным, состоящим из газа тепловых надконденсатных экситонов с импульсами  $q \simeq 0$  и конденсата экситонов в энергетическом минимуме с импульсами  $q_{\text{min}} \sim 1/l_B$ . В интерференционной картине наблюдаются особенности, которые могут быть связаны с закрепленными на дефектах структуры квантовыми вихрями в сверхтекучей конденсатной фазе. Подобная трактовка находится в качественном согласии с результатами работы [4],

свидетельствующими о недиффузионном растекании магнитоэкситонного конденсата из пятна фотовозбуждения.

Авторы благодарны А. А. Деменеву и А. С. Журавлеву за помощь в постановке и отлаживании экспериментальной методики и В. Д. Кулаковскому – за ценные обсуждения полученных результатов.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, проект # 21-12-00368.

1. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev, V. B. Timofeev, S. Dickmann, and I. V. Kukushkin, *Sci. Rep.* **4**, 10354 (2015).
2. L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, S. Dickmann, A. V. Gorbunov, V. B. Timofeev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, *Nature Comm.* **7**, 13499 (2016).
3. J. E. Avron, I. W. Herbst, and B. Simon, *Ann. Physics* **114**, 431 (1978).
4. L. V. Kulik, V. A. Kuznetsov, A. S. Zhuravlev, A. V. Gorbunov, V. V. Solovyev, V. B. Timofeev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, *Sci. Rep.* **8**, 10948 (2018).
5. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev, V. A. Kuznetsov, I. V. Kukushkin, *Appl. Phys. Lett.* **114**, 062403 (2019).
6. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, *ФНТ* **42**, 438 (2016).
7. A. A. High, J. R. Leonard, A. T. Hammack, M. M. Fogler, L. V. Butov, A. V. Kavokin, K. L. Campman, and A. C. Gossard, *Nature* **483**, 584 (2012).
8. H. Deng, H. Haug, and Y. Yamamoto, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1489 (2010).
9. C. Kallin and B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **30**, 5655 (1984).
10. A. S. Zhuravlev, V. A. Kuznetsov, L. V. Kulik, V. E. Bisti, V. E. Kirpichev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 196802 (2016).
11. V. A. Kuznetsov, L. V. Kulik, M. D. Velikanov, A. S. Zhuravlev, A. V. Gorbunov, S. Schmult, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **98**, 205303 (2018).
12. А. С. Журавлев, В. А. Кузнецов, А. В. Горбунов, Л. В. Кулик, В. Б. Тимофеев, И. В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 260 (2019).
13. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, М. (1973).
14. Z. Hadzibabic, P. Krüger, M. Cheneau, B. Battelier, and J. Dalibard, *Nature* **441**, 1118 (2006).
15. K. G. Lagoudakis, M. Wouters, M. Richard, A. Baas, I. Carusotto, R. André, L. S. Dang, and B. Deveaud-Plédran, *Nature Phys.* **4**, 706 (2008).
16. P. Cilibrizzi, H. Ohadi, T. T. Ostatnicky, A. Askitopoulos, W. Langbein, and P. Lagoudakis, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 103901 (2014).
17. V. H. Nitsche, N. Y. Kim, G. Roumpos, C. Schneider, S. Höfling, A. Forchel, and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. A* **93**, 0536622 (2016).