

08,09

Динамика спиновой экситон-поляритонной системы в латерально сжатых GaAs микрорезонаторах при резонансном фотовозбуждении

© А.А. Деменев¹, Н.А. Гиппиус^{1,2}, В.Д. Кулаковский^{1,¶}

¹ Институт физики твердого тела РАН,
Черноголовка, Россия

² Сколковский институт науки и технологий, ИЦ „Сколково“,
Москва, Россия

¶ E-mail: kulakovskulakovs@mail.ru

Исследована эволюция пространственной когерентности и поляризации в свободно затухающем поляритонном конденсате, возбуждаемом резонансно на нижнем и верхнем подуровнях нижней поляритонной ветви в микрорезонаторе на основе GaAs с высокой добротностью и пониженной латеральной симметрией линейно поляризованными пикосекундными лазерными импульсами, не приводящими к возбуждению экситонного резервуара. Обнаружено, что конденсат как на нижнем, так и на верхнем подуровне наследует когерентность возбуждающего лазерного импульса в широком диапазоне плотностей возбуждения и сохраняет ее в течение десятков ps. Линейная поляризация фотовозбужденного конденсата сохраняется только в конденсате на нижнем подуровне. Линейно поляризованный конденсат, возбужденный на верхнем подуровне, теряет свою устойчивость при плотностях возбуждения выше некоторого порогового значения: он переходит в режим внутренних джозефсоновских колебаний с сильно осциллирующими циркулярной и диагональной линейной степенями поляризации. При больших плотностях конденсата поляритон-поляритонное взаимодействие приводит к нелинейному эффекту Джозефсона. Все эффекты хорошо описываются в рамках спиновых уравнений Гросса–Питаевского. Показано, что причиной поляризационной неустойчивости конденсата является спиновая анизотропия поляритон-поляритонного взаимодействия.

Работа выполнена при частичной поддержке фонда РФФИ (грант 16-29-0333) и Программы РАН „Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий“.

DOI: 10.21883/FTT.2018.08.46245.06Gr

1. Введение

Квазидвумерные экситонные поляритоны в полупроводниковых планарных микрорезонаторах (МР) формируются из экситонов и фотонов в условиях их сильного взаимодействия [1]. Как следствие, экситон-поляритонные системы демонстрируют коллективные свойства, типичные как для материи, так и для света. Большой интерес к экситон-поляритонным конденсатам в МР в последние годы обусловлен несколькими причинами. Во-первых, поляритонная система является весьма удобной модельной системой для исследования свойств бозе-конденсатов благодаря (i) высокой температуре (десятки и даже сотни К) конденсации вследствие очень малой эффективной массы поляритонов, (ii) возможности контроля величины поляритон-поляритонного взаимодействия путем вариации зазора между экситонным и фотонным резонансом в МР и (iii) возможности прямого определения всех параметров поляритонного конденсата из оптических измерений благодаря наличию фотонной компоненты [2–6]. Кроме того поляритонные системы в отличие от бозе-конденсатных фаз холодных атомов допускают возможность формирования сильно неравновесных макроскопически когерентных состояний, между которыми возможны неравновесные переходы, которыми можно управлять на масштабе микрометров и пико-

секунд [7]. Наконец, дополнительная спиновая степень свободы у поляритонов ведет к экстраординарным свойствам как бозе-конденсата, так и его возбуждений, исследование которых представляет интерес не только с академической точки зрения.

Большинство исследований свойств поляритонных конденсатов до настоящего времени проводилось в условиях межзонного возбуждения [8–11]. В этих условиях возбуждаются свободные электроны и дырки в квантовых ямах в активной области МР, которые сначала связываются в долгоживущие экситоны. Конденсированное состояние поляритонов возникает вследствие рассеяния экситонов в состояния с малыми квазиимпульсами k на нижней поляритонной ветке и формированию макрозаполненного состояния на ее дне при достижении критической плотности поляритонов.

В исследованиях макрозаполненных поляритонных состояний в МР был открыт целый ряд эффектов, схожих с явлениями, присущими бозе-эйнштейновским конденсатам, таких как сверхтекучесть [12], подавление зеemannовского расщепления в магнитном поле [13], вихри [14], эффект Джозефсона [15], и др. Следует, однако, отметить, что экситон-поляритонная система в МР является сильно термодинамически неравновесной из-за малых времен жизни поляритонов, которые в доступных в настоящее время МР не превышают сотню пикосекунд, что

приводит к особенностям в свойствах конденсата. Кроме того, взаимодействие экситон-поляритонного конденсата с плотным экситонным резервуаром, формирующемся при межзонном возбуждении, также влияет на его свойства. Так в исследованиях пространственной когерентности в поляритонных конденсатах при нерезонансном возбуждении было найдено, что она расширяется со скоростью $\sim 10^8$ cm/s [16], что на много порядков выше, чем в газе ультрахолодных атомов, в то же время длина когерентности не превышает нескольких десятков μm . Основными причинами декогеренции конденсата, кроме ограниченного времени жизни поляритонов, являются потенциальный беспорядок и взаимодействие с экситонным резервуаром [17,18].

Избежать возбуждения экситонного резервуара можно при резонансном возбуждении поляритонной системы ниже энергии экситона E_X . Большинство исследований поляритонных конденсатов с использованием резонансного фотовозбуждения до сих пор проводилось с использованием импульсов с длительностью, значительно превышающей время жизни поляритонов. В этих условиях свойства конденсата контролируются возбуждающим светом, а конденсат демонстрирует мультистабильное поведение [19–22], обусловленное обратной связью в конденсате со спин-анизотропным поляритон-поляритонным взаимодействием между амплитудой и эффективной резонансной частотой поля в МР [23,24]. Переключения между стационарными состояниями вблизи точек бифуркации сопровождаются резкими скачками напряженности поля и поляризации и приводят к таким явлениям как оптические параметрические осцилляции [25,26], поляритонные солитоны [27–29], спиновые кольца [20,30] и т.д.

В настоящей работе рассматриваются когерентные и поляризационные свойства поляритонных конденсатов в высокодобротных МР со временем жизни поляритонов более десятка пикосекунд при резонансном возбуждении пикосекундными лазерными импульсами. При возбуждении по нормали к плоскости МР такие импульсы создают когерентное макрозаполненное чисто поляритонное состояние с $k = 0$, которое постепенно затухает со временем жизни поляритонов. Динамика его когерентных и поляризационных свойств исследуется с использованием время-разрешенных оптических методик.

2. Образец и экспериментальная методика

В работе исследовался полупроводниковый МР на основе GaAlAs/AlAs наноструктуры, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии на GaAs подложке. МР содержал четыре GaAs квантовые ямы толщиной 7 nm, разделенных AlAs барьерами толщиной 4 nm и находящихся в пучностях электрического поля в активном слое толщиной $\lambda/2$. Нижнее (верхнее) зеркало состояло из 36 (32) $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{AlAs}$ брэгговских слоев. Добротность МР $Q \sim 10^4$, расщепление Раби — 10.5 meV.

Для исследования спинорного конденсата поляритонов была выбрана область на образце с рассогласованием фотонного и экситонного уровней $E_{\text{cav}}(0) - E_X(0) = -6.5$ meV. Для измерения сигнала в режиме пропускания в GaAs подложке было вытравлено окно размером $700 \times 300 \mu\text{m}$, что привело к некоторой анизотропии напряжений в образце и расщеплению основного состояния нижней поляритонной ветки на две моды с ортогональными линейными поляризациями π_x и π_y . Разность их энергий $\delta_l = E_x(0) - E_y(0)$ лежала в области 0.1 meV. Моды поляризованы вдоль сторон вытравленного окна, которые, в свою очередь, параллельны горизонтальной (π_x) и вертикальной (π_y) осям.

Исследуемый образец находился при температуре около 8 K в оптическом гелиевом криостате, позволяющем исследовать распределение поляритонов с высоким пространственным ($\sim 1.5 \mu\text{m}$) и угловым ($\sim 1^\circ$) разрешениями. Для фотовозбуждения экситон-поляритонной системы использовался перестраиваемый Ti-сапфировый лазер (Tsunami, Spectra Physics), генерирующий световые импульсы с длительностью 2–3 ps и частотой повторения 80 MHz. Детектирование сигнала осуществлялось с помощью скоростной камеры (стрик-камеры) с временным разрешением 3 ps. Для записи поляризованных компонент излучения использовались пластинки $\lambda/4$ и $\lambda/2$ и поляризаторы.

Для нахождения пространственной корреляционной функции первого порядка $g^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t_1 - t_2 = 0)$, анализировалась интерференция света, испускаемого из разных точек на образце, поскольку амплитуда и фаза электрического поля излучения из МР наследует амплитуду и фазу волновой функции конденсата ψ [6]. Временная эволюция интерферограмм измерялась с использованием интерферометра Майкельсона в режиме, обеспечивающем наложение прямого и зеркального изображений, с временным разрешением 3 ps. Наложение было получено путем пропускания луча света через интерферометр Майкельсона, одним из плеч которого была отражающая призма, которая обеспечивала наложение исходного изображения на зеркальное по отношению к вертикальной оси. Разность хода между двумя лучами регулировалась линией задержки. Два световых пучка, проходящих через интерферометр, собирались на детекторе стрик-камеры, расположенной в фокусе объектива. Процедура извлечения $g^{(1)}$ из интерферограмм описана в работе [31].

3. Динамика поляризации и пространственной когерентности поляритонного конденсата, возбужденного на нижнем подуровне

Большое время жизни экситонных поляритонов в исследованном МР ($\tau_{\text{LP}} \sim 20$ ps) позволяет исследовать когерентные свойства чисто поляритонной системы,

поскольку резонансное возбуждение поляритонов импульсами длительностью 2 ps (спектральная ширина — ~ 1.2 meV) ниже энергии экситона на 8 meV не возбуждает экситонный резервуар.

Для возбуждения поляритонов на нижнем подуровне с линейной π_y -поляризацией состояний использовались π_y -поляризованные импульсы. Это состояние остается нижайшим и при его заселении поляритонами, поскольку невозбужденный отщепленный π_x -поляризованный поляритонный подуровень сдвигается вверх по энергии быстрее, чем заполненный нижний, из-за того, что отталкивающее взаимодействие между кросс-поляризованными поляритонами больше, чем между поляритонами с одинаковой линейной поляризацией. Измерения поляризованных спектров излучения поляритонной системы показали, что π_y поляризация излучения сохраняется в течение длительного времени: степень линейной поляризации уменьшается не более чем на 10% за 100 ps. Поэтому такую систему можно рассматривать как однокомпонентную.

На рис. 1 показана динамика интенсивности излучения поляритонов $I(t)$, измеренная в МР с отрицательной расстройкой $E_{\text{cav}} - E_X = -6.5$ meV при возбуждении $\hbar\omega_p = E_{\text{LP}}(k=0) + 0.3$ meV импульсами с энергией $P \sim 0.12$ nJ/pulse в пятне диаметром $d = 40$ μm . Как и ожидалось в отсутствие экситонов в экситонном резервуаре, I монотонно уменьшается после окончания импульса накачки. Время жизни поляритонов $\tau_{\text{LP}} \approx 19$ ps.

Количественная информация о величине корреляционной функции первого порядка $g^{(1)}(x, -x)$ была получена из исследований временных зависимостей интерферограмм излучения конденсата, зарегистрированных с использованием интерферометра Майкельсона.

Зависимости $g^{(1)}(x, -x)$, найденные из набора интерферограмм, измеренных с различными задержками между прямым и зеркальным изображениями, показаны на рис. 1 для нескольких значений $\Delta x = 2|x|$ меньше и больше диаметра возбуждающего пятна $d = 40$ μm . Видно, что $g^{(1)}$ при $\Delta x < d$ достигает ~ 0.7 , что близко к предельному значению величины $g^{(1)} = 0.87$ при измерении интерферограммы с периодом осцилляций $T_{\text{fr}} = 7.5$ μm при используемом пространственном разрешении 2 μm . Далее на рис. 1 видно, что заметное уменьшение $g^{(1)}$ становится выраженным только при $t > 60$ ps, когда плотность конденсата n_c уменьшается более чем в 100 раз. Такое поведение $g^{(1)}$ в резонансно возбужденном конденсате поляритонов сильно отличается от наблюдаемого ранее в нерезонансно возбужденных МР [16–18] и свидетельствует в пользу высказанных в этих работах предположениях о том, что основной причиной нарушения пространственной когерентности в конденсате является его взаимодействие с экситонным резервуаром.

Для более корректного подтверждения этого вывода мы провели сравнение поведения $g^{(1)}$ при резонансном и нерезонансном возбуждении в одной и той же области МР. Результаты сравнения показали, что в то время

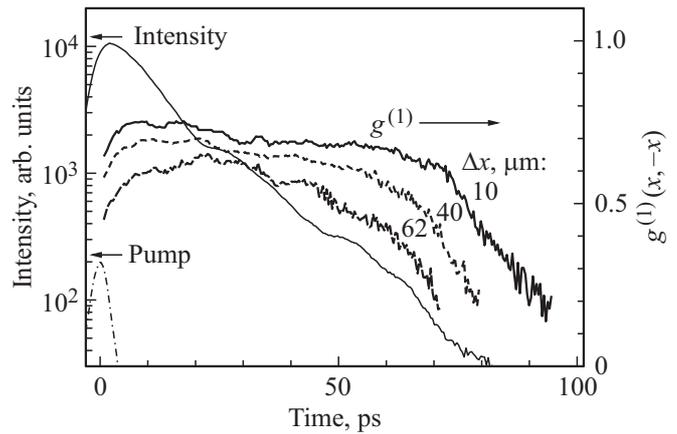


Рис. 1. Временные зависимости интенсивности излучения конденсата (тонкая сплошная линия) и корреляционные функции первого порядка (толстые линии), измеренные в МР при отрицательной расстройке $E_c - E_X = -6.5$ meV и возбуждении $\hbar\omega_p = E_{\text{LP}}(k=0) + 0.3$ meV импульсами с энергией $P \sim 0.12$ nJ/pulse в пятне диаметром $d = 40$ μm . Профиль импульса возбуждения показан тонким пунктиром.

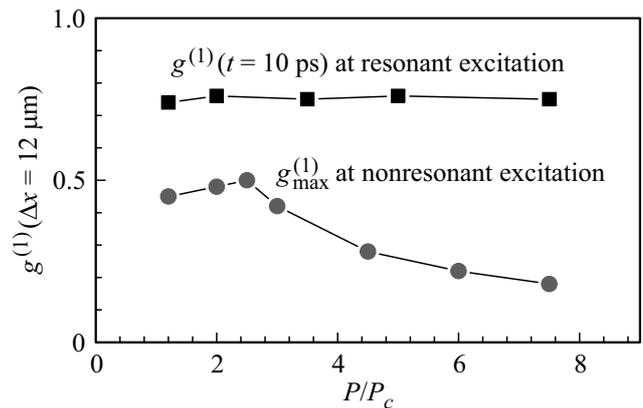


Рис. 2. Зависимости $g^{(1)}(\Delta x = 12$ $\mu\text{m})$ от накачки в резонансно и нерезонансно возбужденных конденсатах. При резонансном фотовозбуждении $g^{(1)}$ измерена при $t = 10$ ps, величина $P_c = 0.03$ nJ/pulse. Для нерезонансной накачки показаны максимальные значения $g^{(1)}(\Delta x = 12$ $\mu\text{m})$ для приведенных накачек, $P_c = P_{\text{thr}}$.

как при резонансном фотовозбуждении $g^{(1)}$ почти не изменяется при вариации плотности возбуждения в 7 раз, при нерезонансном возбуждении $g^{(1)}$ немного растет при увеличении плотности возбуждения выше порога конденсации до $P \sim 2.4P_{\text{thr}}$ и затем монотонно уменьшается. Результаты сравнения показаны на рис. 2 и 3. В частности, на рис. 2 видно, что при резонансном возбуждении $g^{(1)}(\Delta x = 12$ $\mu\text{m})$ во всей области плотностей возбуждения превышает 0.7, а при нерезонансном возбуждении даже при $P \sim 2.4P_{\text{thr}}$ величина $g^{(1)}$ не превышает 0.5 и уменьшается в 3 раза при $P = 7P_{\text{thr}}$. Из зависимостей же $g^{(1)}$ от Δx , приведенных на рис. 3, видно, что длина когерентности в резонансно возбужденном конденсате при $t = 15$ ps превышает 80 μm , в то

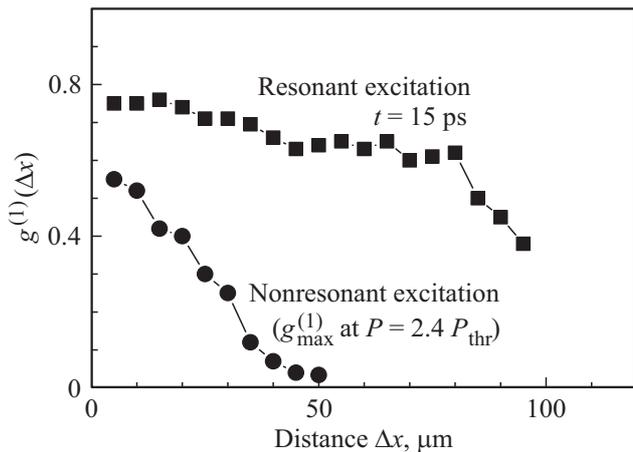


Рис. 3. Зависимости $g^{(1)}(\Delta x)$ при резонансном (квадраты) и нерезонансном (кружки) возбуждениях. Зависимости при резонансном возбуждении измерены при $t = 15$ ps, а при нерезонансном для случая, когда реализуется максимальная длина когерентности.

время как при нерезонансном возбуждении она почти в 3 раза меньше даже при $P = 2.4P_{\text{thr}}$. Таким образом, можно сделать однозначный вывод о том, что основной причиной нарушения когерентности поляритонного конденсата при нерезонансном возбуждении является его взаимодействие с плотным экситонным резервуаром.

4. Динамика поляризации и пространственной когерентности поляритонного конденсата, возбужденного на верхнем подуровне

Для возбуждения поляритонов на верхнем подуровне с линейной π_x -поляризацией состояний использовались π_x -поляризованные импульсы. На рис. 4 приведены временные зависимости суммарной интенсивности излучения поляритонов и ее компонент с разной поляризацией, записанных с разрешением 3 ps при энергии накачки ~ 2 nJ/pulse, возбуждении импульсами длительностью 3 ps при нормальном падении луча с малой апертурой ($< 2^\circ$) на МР и $\hbar\omega_p = E_{\text{LP}}(k=0) + 0.7$ meV.

На рис. 4, *a* видно, что π_x -поляризованные импульсы генерируют π_x -поляризованный конденсат. Однако уже при $t \sim 11$ ps интенсивность излучения в поляризации π_y сравнивается с интенсивностью в π_x -поляризации. При дальнейшем увеличении t наблюдаются осцилляции интенсивностей в поляризациях π_x и π_y , при этом полная интенсивность излучения уменьшается монотонно. Кроме того, на рис. 4, *a* видно, что при больших t интенсивность излучения в поляризации π_y становится доминирующей, что свидетельствует о перераспределении поляритонов в спиновой системе в пользу нижнего подуровня. При этом конденсат не переходит в какое-либо

определенное стационарное спиновое состояние: на рис. 4, *b* и 4, *c* видно, что в диагональных линейных ($\pi_{x\pm y}$) и круговых (σ^\pm) поляризациях наблюдаются ярко выраженные осцилляции во всем интервале времен.

На рис. 4, *d* показаны временные зависимости степеней циркулярной ($\rho_c = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$), линейных ($\rho_{x,y} = (I_x - I_y)/(I_x + I_y)$ и $\rho_{x\pm y} = (I_{x+y} - I_{x-y})/(I_{x+y} + I_{x-y})$) поляризаций, а также полной поляризации излучения $\rho_\Sigma = (\rho_c^2 + \rho_{x,y}^2 + \rho_{x\pm y}^2)^{1/2}$. На рисунке видно, что в области $t > 60$ ps, в которой плотность конденсата уменьшилась на порядок и межчастичное взаимодействие сильно ослабло, периоды осцилляций ρ_c и $\rho_{x\pm y}$ совпадают и остаются неизменными, равными $T = 47 \pm 1$ ps. Этот период, как и следовало ожидать, соответствует величине расщепления уровней π_x и π_y в МР: $T = \hbar/\delta_l$. Таким образом, мы находим, что после развития поляризационной неустойчивости поляритонный конденсат переходит в режим поляризационных биений, иногда называемых в литературе „внутренними джозефсоновскими осцилляциями“ поляритонов.

При $t < 50$ ps, когда плотность конденсата велика, период осцилляций меньше: период первой осцилляции

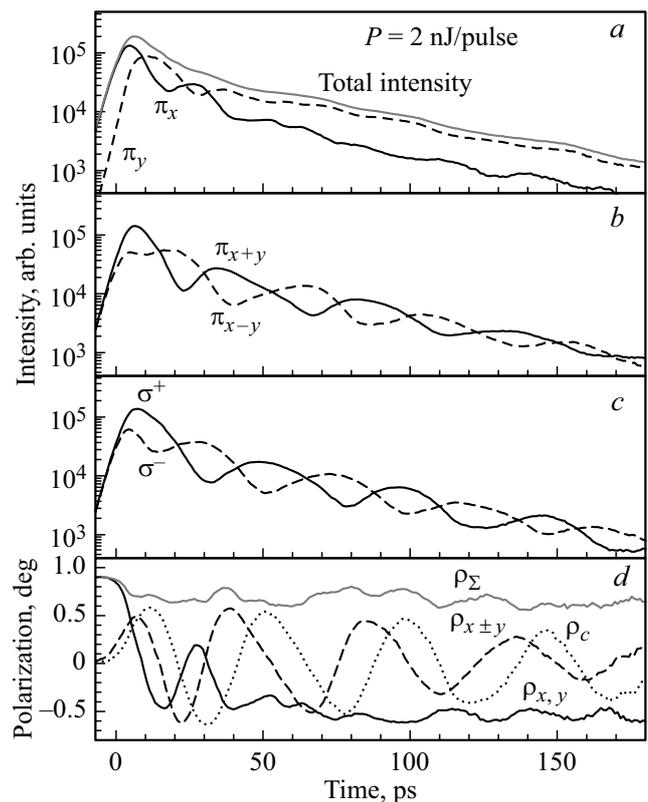


Рис. 4. Временные зависимости суммарной интенсивности излучения поляритонов — (*a*) и ее компонент с разной поляризацией (*a–c*), записанных с разрешением 3 ps при энергии накачки ~ 2 nJ/pulse, возбуждении π_x -поляризованными импульсами при нормальном падении луча с малой апертурой ($< 2^\circ$) на МР и $\hbar\omega_p = E_{\text{LP}}(k=0) + 0.7$ meV. Рис. 4, *d*: зависимости от времени циркулярной (ρ_c), линейных ($\rho_{x,y}$ и $\rho_{x\pm y}$) поляризаций, а также полной поляризации излучения (ρ_Σ).

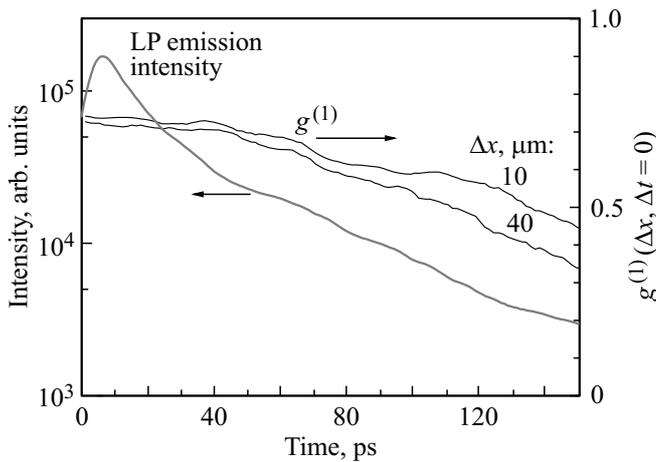


Рис. 5. Зависимости интенсивности излучения поляритонов и корреляционной функции $g^{(1)}$ при $\Delta x = 10$ и $40 \mu\text{m}$ от времени при возбуждении π_x -поляризованными импульсами длительностью 3 ps с $P \sim 2 \text{ nJ/pulse}$ и $\hbar\omega_p = E_{\text{LP}}(k=0) + 0.7 \text{ meV}$.

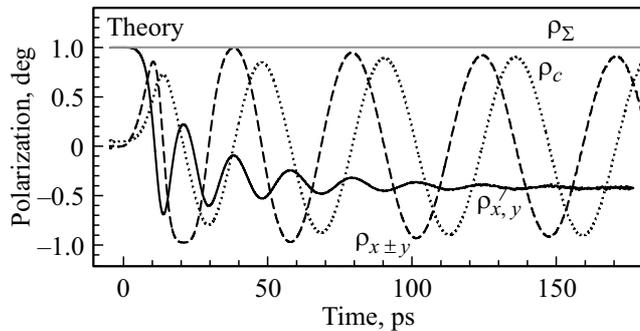


Рис. 6. Рассчитанные зависимости от времени и циркулярной (ρ_c), линейных ($\rho_{x,y}$ и $\rho_{x\pm y}$) поляризаций, а также полной поляризации излучения (ρ_Σ) с использованием уравнений Гросса–Питаевского и параметров, соответствующих исследуемой системе поляритонов.

в $\rho_{x\pm y}$ равен $32 \pm 2 \text{ ps}$, что свидетельствует о переходе в нелинейный режим джоозефсоновских осцилляций из-за увеличения расщепления резонансных частот поляритонных состояний, вызванного сильным поляритон-поляритонным взаимодействием. На рис. 4, *d* видно также, что на больших временах $\rho_{x,y}$ меняет знак. Смена знака $\rho_{x,y}$ свидетельствует о перераспределении поляритонов на нижний подуровень. Поскольку все изменения степеней циркулярной и линейных поляризаций происходят при относительно небольшой потере полной поляризации конденсата ρ_Σ , их причиной являются когерентные процессы в конденсате, а не некогерентное рассеяние поляритонов.

Сохранение пространственной когерентности в затухающей спинорной поляритонной системе подтверждается и измерениями корреляционной функции первого порядка. Так, на рис. 5 показаны зависимости $g^{(1)}$ от t при $\Delta x = 10$ и $40 \mu\text{m}$ наряду с $I(t)$. Видно, что $g^{(1)}$ в возбужденном пятне уменьшается до 0.5 только при

$t > 110 \text{ ps}$, когда плотность поляритонов уменьшается почти в 30 раз. На рис. 4 видно, что степень линейной поляризации $\rho_{x,y}$ при $t < 110 \text{ ps}$ изменяется от $+0.9$ до -0.6 , а ρ_c и $\rho_{x\pm y}$ демонстрируют 2 периода осцилляций.

Наблюдаемое медленное уменьшение пространственной когерентности подтверждает, что некогерентное рассеяние играет незначительную роль во временной эволюции поляризации конденсата. Это позволяет использовать в качестве первого приближения для описания динамики поляризации резонансно возбужденного поляритонного конденсата модель, основанную на уравнениях Гросса–Питаевского [19,32].

Результаты моделирования эволюции поляризации в свободно затухающем поляритонном конденсате с использованием спинорных уравнений Гросса–Питаевского показаны на рис. 6. Зависимости были рассчитаны с параметрами, соответствующими исследуемой системе поляритонов: $\hbar\omega_p = E_{\text{LP},x}(k=0) + 0.7 \text{ meV}$, возбуждение по нормали к плоскости МР с почти линейной поляризацией импульса ($\rho_{x,y} = 0.997$, $\rho_c = 0.05$), расщепление $\delta_l = 80 \mu\text{eV}$ и $\tau_{\text{LP}} = 20 \text{ ps}$. Поскольку в GaAs МР константа поляритон-поляритонного взаимодействия для поляритонов с параллельными спинами много больше, чем с антипараллельными, в расчетах предполагалось, что $\alpha_2 = 0$.

Сравнение экспериментальных зависимостей степеней циркулярной и линейных поляризаций, приведенных на рис. 4, с рассчитанными на рис. 6 показывает, что спинорные уравнения Гросса–Питаевского хорошо описывают все наблюдаемые особенности динамики поляризации конденсата, возбуждаемого на верхнем подуровне, за исключением его небольшой деполаризации, вызванной некогерентным рассеянием. В частности, уравнения описывают (i) поляризационную неустойчивость конденсата, сопровождающуюся сильными осцилляциями $\rho_{x\pm y}$ и ρ_c , (ii) соответствие периода осцилляций $\rho_{x\pm y}$ и ρ_c в конденсате с низкой плотностью расщеплению поляритонного уровня в МР и уменьшение периода при малых t из-за перенормировки резонансных частот поляритонов в плотном конденсате и, наконец, (iii) смену знака $\rho_{x,y}$ при больших t , являющуюся свидетельством перераспределения на нижний подуровень поляритонов, без какого-либо некогерентного рассеяния.

Для выяснения физической причины поляризационной неустойчивости конденсата и его постепенного когерентного перехода с верхнего подуровня на нижний рассмотрим более простую — нульмерную — спинорную систему со спин-анизотропным взаимодействием. Динамика двухкомпонентного поляритонного поля $\psi_\sigma(\mathbf{r})$ описывается нелинейным гамильтонианом

$$i d\psi_\sigma/dt = H_{\sigma,\sigma'}\psi_{\sigma'}, \quad (1)$$

где

$$H_{\sigma,\sigma'}\psi_{\sigma'} = H_{0,\sigma,\sigma'}\psi_{\sigma'} + \alpha_1|\psi_\sigma|^2 + (\alpha_2|\psi_{-\sigma}|^2)\delta_{\sigma,\sigma'}, \quad H_{0,\sigma,\sigma'}$$

описывает поляризационное расщепление при нулевой плотности. Для описания матрицы 2×2 используем

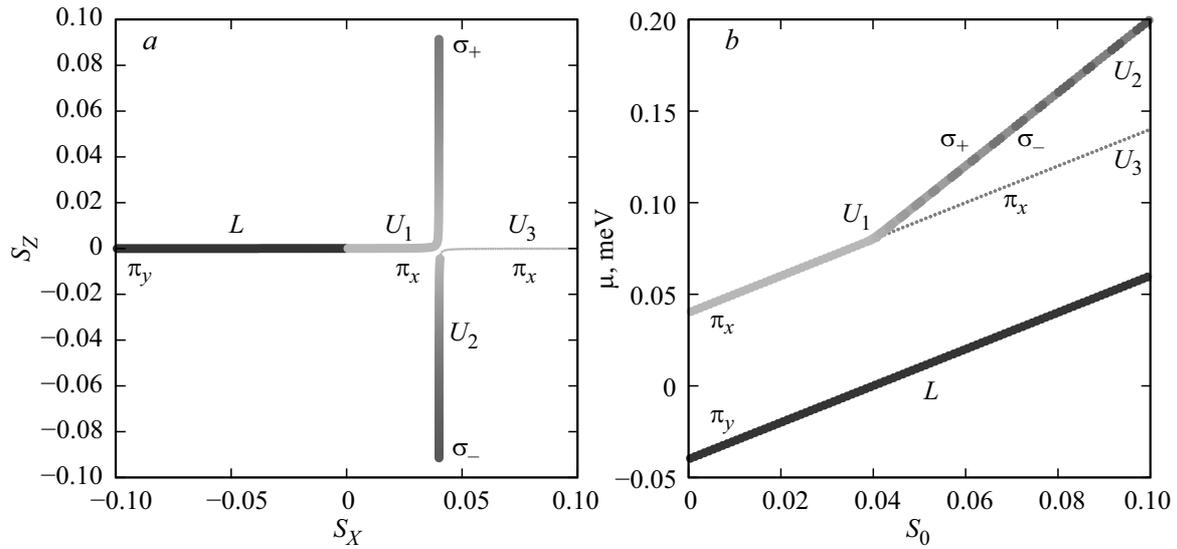


Рис. 7. (а) Рассчитанные зависимости стационарных спиновых состояний поляритонного конденсата от S_x в МР с $\delta_l = 0.08$ meV. Стабильные и неустойчивые состояния показаны толстыми и тонкими линиями, соответственно. (б) Химические потенциалы стационарных состояний конденсата как функция его плотности, рассчитанные по тем же параметрам, что и на панели (а). При $S_0 > 0.04$ ветвь U_1 идет выше U_2 на $\delta_c = 0.1$ μ eV и визуально совпадает с U_2 .

вектор Стокса или псевдоспин, представляющий разложение матрицы по единичной матрице и матрицам Паули

$$\rho_{\sigma,\sigma'} = |\psi_{\sigma}\rangle\langle\psi_{\sigma'}| = S_0\mathbf{1} + S_x\sigma_x + S_y\sigma_y + S_z\sigma_z, \quad (2)$$

и гамильтониан, соответственно, в виде

$$H_{\sigma,\sigma'} = 1/2(\Omega_0\mathbf{1} + \Omega_x\sigma_x + \Omega_y\sigma_y + \Omega_z\sigma_z). \quad (3)$$

В частности, $S_z = (|\psi_+|^2 - |\psi_-|^2)/2$ и $S_0 = (|\psi_+|^2 + |\psi_-|^2)/2$ — длина псевдоспина. Ω_y можно занулить поворотом осей в xy -плоскости. В этом случае $\Omega = (\delta_l, 0, \delta_c + 2(\alpha_1 - \alpha_2)S_z)$ и $\Omega_0 = H_{\sigma\sigma}^0 + 2(\alpha_1 + \alpha_2)S_0$, где δ_c и δ_l — зеемановское расщепление и расщепление линейно поляризованных состояний в нулевом магнитном поле соответственно.

Используя уравнение фон Неймана для матрицы плотности $i\hbar\dot{\rho} = H\rho - \rho H$, получаем уравнение для псевдоспина

$$\hbar d\mathbf{S}/dt = \mathbf{\Omega} \times \mathbf{S}. \quad (4)$$

В стационарном состоянии $\mathbf{\Omega} \times \mathbf{S} = 0$, т. е. \mathbf{S} параллелен или антипараллелен $\mathbf{\Omega}$ и, следовательно,

$$\delta_l/S_x = \delta_c/S_z + 2(\alpha_1 - \alpha_2). \quad (5)$$

Решениями этого уравнения являются 2 гиперболы в плоскости „ $S_x - S_z$ “ с асимптотами $2S_x^\infty = \delta_l/(\alpha_1 - \alpha_2)$ и $2S_z^\infty = -\delta_c/(\alpha_1 - \alpha_2)$.

Все возможные стационарные спиновые состояния конденсата показаны на рис. 7,а. На рисунке видно, что есть четыре ветви, объединенные в две гиперболы на плоскости „ $S_x - S_z$ “. Вблизи $S_x = 0$ существуют две устойчивые ветви с противоположными псевдоспинами,

L и U_1 , соответствующие нижнему и верхнему поляритонным подуровням, показанным на рис. 7,б. Вблизи $S = 0$ энергетическое расщепление между устойчивыми ветвями в нулевом магнитном поле равно δ_l .

С ростом плотности на нижней ветви ($S_x < 0$) конденсат сохраняет линейную поляризацию π_y , тогда как увеличение плотности на верхней ветви ($S_x > 0$) приводит к превращению поляризации конденсата в циркулярную. Знак ρ_c определяется знаком δ_c , на рис. 7,а показан случай $\delta_c > 0$. Обе ветви этой гиперболы устойчивы. В дальнейшем в расчетах $\delta_l = 80\mu$ eV, $\delta_c = 0.1\mu$ eV, $\alpha_1 = 1$ meV и $\alpha_2 = 0$.

Вторая гипербола на рис. 7,а делится на две ветви точкой с минимальной длиной псевдоспина $S_{\min} = \delta_l/2(\alpha_1 - \alpha_2)$. Эта величина определяет критическую плотность конденсата, выше которой возможны еще два стационарных состояния, U_2 и U_3 . При этом только одна ветвь с поляризацией, приближающейся при высоких плотностях к круговой, U_2 , является стабильной, другая — U_3 — с поляризацией, приближающейся к линейной π_x , оказывается неустойчивой и показана меньшими символами на рис. 7. Критическая длина псевдоспина стремится к бесконечности в системе с симметричным по спину межчастичным взаимодействием. Это означает, что наблюдаемая в эксперименте неустойчивость линейной поляризации в конденсате на верхнем поляритонном подуровне, обусловлена спиновой анизотропией поляритон-поляритонного взаимодействия.

Рассчитанная динамика псевдоспина при большой плотности конденсата с конечным временем жизни $\tau_{LP} = 15$ ps, возбуждаемого на верхнем подуровне, показана на рис. 8. Толстые (тонкие) линии отображают эволюцию псевдоспина для $|\mathbf{S}|$ больше (меньше) S_{\min} .

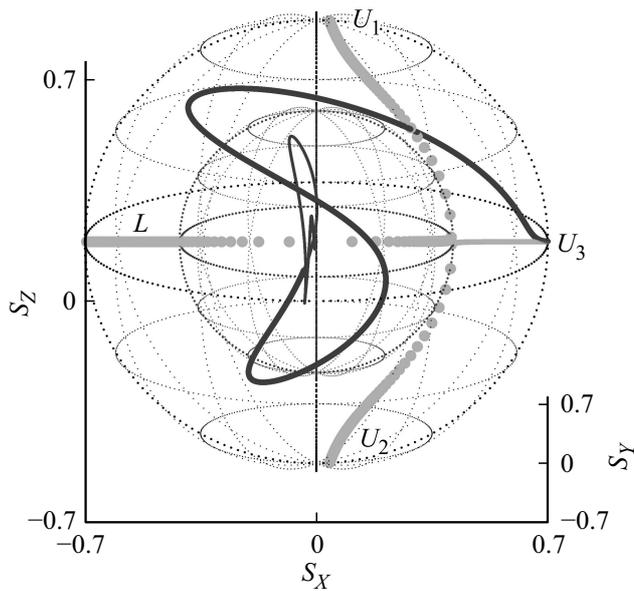


Рис. 8. Рассчитанная динамика прецессии псевдоспина с инверсией линейной поляризации для конечного времени релаксации. Жирные (тонкие) линии отображают эволюцию псевдоспина для $|S|$ больше (меньше) S_{\min} . Длина псевдоспина логарифмически масштабирована (направление не изменяется). Радиус внешней черной сферы соответствует длине псевдоспина $|S(t=0)| = 0.7$, а внутренней сферы — $S_{\min} = 0.04$. Стационарные состояния из рис. 7 показаны серыми линиями (они деформированы вследствие логарифмического представления).

Длина псевдоспина — логарифмическая шкала (направление неизменное). Внешняя черная сфера соответствует $S_0 = 0.7$, а внутренняя соответствует $S_{\min} = 0.04$. Стационарные состояния из рис. 7 показаны серыми линиями.

Рис. 8 показывает, что неустойчивость π_x -поляризованного состояния U_3 приводит к вращению псевдоспина S с одновременным уменьшением его амплитуды, сначала, вокруг стабильного состояния U_1 с частью траектории в области $S_x < 0$, затем вокруг U_2 и снова попаданием в область отрицательного S_x , где амплитуда S становится уже меньше S_{\min} . Уменьшение длины S меньше S_{\min} приводит к изменению его оси вращения с U_2 на L , что ведет к инверсии линейной поляризации. Система переходит в режим линейных джозефсоновских осцилляций с периодом, определяемым величиной расщепления поляритонных подуровней расщеплением δ_l . Таким образом, рассмотрение 0D модели показывает, что для инверсии поляризации, наблюдаемой в эксперименте при высоких P , некогерентное рассеяние не требуется.

Обсудим причину некогерентной инверсии поляризации. В конденсате с постоянной плотностью псевдоспин S после развития поляризационной неустойчивости движется по замкнутой траектории на сфере Блоха: сначала становится частично циркулярно поляризованным вследствие подмешивания состояний из нижнего состо-

яния π_y и затем возвращается в исходное состояние π_x . Наличие циркулярной компоненты приводит к увеличению полной энергии взаимодействия вследствие нелинейного вклада $(\alpha_1 + \alpha_2)S_0^2 + (\alpha_1 - \alpha_2)S_z^2$, которое полностью компенсируется понижением линейного вклада, пропорционального $\delta_l S_x$, из-за подмешивания состояний с нижнего подуровня, в соответствии с законом сохранения энергии. Величина же химпотенциала μ при этом не остается постоянной из-за наличия квадратичного по S_z вклада в энергию: μ минимален при линейной поляризации конденсата и растет с ростом ρ_c . В затухающем конденсате это приводит к тому, что исчезающие из конденсата частицы с эллиптической поляризацией в течение периода осцилляции ρ_c уносят больше энергии, чем из линейно поляризованного конденсата за это же время. Возникающий дефицит компенсируется заменой в остающемся конденсате части π_x -компоненты компонентой π_y , имеющей меньшую энергию, без нарушения когерентности конденсата.

5. Выводы

Исследованы пространственная когерентность и поляризации свободно затухающего поляритонного конденсата, возбуждаемого резонансно на разных подуровнях нижней поляритонной ветви в МР с пониженной латеральной симметрией линейно поляризованными пикосекундными лазерными импульсами, не приводящими к возбуждению экситонного резервуара. Обнаружено, что конденсат, возбуждаемый как на нижнем, так и на верхнем подуровне, наследует когерентность лазерного импульса в широком диапазоне плотностей возбуждения и сохраняет ее в течение десятков пикосекунд. Поляризация же конденсата сохраняется только в конденсате на нижнем подуровне.

Линейно поляризованный конденсат, возбужденный на верхнем подуровне, теряет свою устойчивость при плотностях выше некоторого порогового значения: он переходит в режим внутренних джозефсоновских колебаний с сильно осциллирующими циркулярной и диагональной линейной степенями поляризации и постепенным увеличением в конденсате поляритонной компоненты с нижнего подуровня. При больших плотностях конденсата поляритон-поляритонное взаимодействие приводит к нелинейному эффекту Джозефсона.

Найдено, что все эффекты хорошо описываются в рамках спиновых уравнений Гросса–Питаевского. Показано, что причиной поляризационной неустойчивости конденсата является спиновая анизотропия поляритон-поляритонного взаимодействия ($\alpha_1 \neq \alpha_2$): пороговая плотность для возникновения неустойчивости растет с уменьшением разности констант пропорционально отношению $\delta_l/(\alpha_1 - \alpha_2)$. Увеличение в конденсате поляритонной компоненты с нижнего подуровня также связано со спиновой анизотропией поляритон-поляритонного взаимодействия. Неравенство α_1 и α_2 ведет к зависимо-

сти химпотенциала конденсата от ρ_c даже при постоянной плотности: μ минимален при линейной поляризации конденсата и растет с ростом ρ_c . В затухающем конденсате дефицит энергии, возникающий при исчезновении из конденсата частицы с эллиптической поляризацией, компенсируется заменой части компоненты с верхнего подуровня компонентой с нижнего подуровня с сохранением когерентности конденсата.

Авторы выражают благодарность С.С. Гаврилову, М.М. Глазову, С.Г. Тиходеву и В.Б. Тимофееву за плодотворные обсуждения.

Список литературы

- [1] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, Y. Arakawa. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3314 (1992).
- [2] J. Kasprzak J., M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J.M.J. Keeling, F.M. Marchetti, M.H. Szymánska, R. André, J.L. Staehli, V. Savona, P. Littlewood, B. Deveaud-Plédran, Le Si Dang. *Nature (London)* **443**, 409 (2006).
- [3] R. Balili, V. Hartwell, D. Snoke, L. Pfeiffer, K. West. *Science* **316**, 1007 (2007).
- [4] A.V. Kavokin, J.J. Baumberg, G. Malpuech, F.P. Laussy. *Microcavities*. Oxford University Press, Oxford (2007).
- [5] D. Sanvitto, V. Timofeev. *Exciton Polaritons in Microcavities*. Springer-Verlag, Berlin (2012).
- [6] A. Bramati, M. Modugno. *Physics of Quantum Fluids*. Springer-Verlag, Berlin (2013).
- [7] S.S. Gavrilov, A.V. Sekretenko, S.I. Novikov, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, V.D. Kulakovskii. *Appl. Phys. Lett.* **102**, 011104 (2013).
- [8] H. Deng, G.S. Solomon, R. Hey, K.H. Ploog, Y. Yamamoto. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 126403 (2007).
- [9] G. Nardin, K.G. Lagoudakis, M. Wouters, M. Richard, A. Baas, R. André, Le Si Dang, B. Pietka, B. Deveaud-Plédran. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 256402 (2009).
- [10] H. Ohadi, E. Kammann, T.C. H.Liew, K.G. Lagoudakis, A.V. Kavokin, P.G. Lagoudakis. *Phys. Rev. Lett.* **109**, 016404 (2012).
- [11] M. Steger, G. Liu, B. Nelsen, C. Gautham, D.W. Snoke, R. Balili, L. Pfeiffer, K. West. *Phys. Rev. B* **88**, 235314 (2013).
- [12] A. Amo A., J. Lefrère, S. Pigeon, C. Adrados, C. Ciuti, L. Carusotto, R. Houdré, E. Giacobino, A. Bramati. *Nature Phys.* **5**, 805 (2009).
- [13] A.V. Larionov, V.D. Kulakovskii, S. Höfling, C. Schneider, L. Worschech, A. Forchel. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 256401 (2010).
- [14] K.G. Lagoudakis, M. Wouters, M. Richard, A. Baas, I. Carusotto, R. André, Le Si Dang, B. Deveaud-Plédran. *Nature Phys.* **4**, 706 (2008).
- [15] K.G. Lagoudakis, B. Pietka, M. Wouters, R. André, B. Deveaud-Plédran. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 120403 (2010).
- [16] V.V. Belykh, N.N. Sibeldin, V.D. Kulakovskii, M.M. Glazov, M.A. Semina, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 137402 (2013).
- [17] D.A. Mylnikov, V.V. Belykh, N.N. Sibeldin, V.D. Kulakovskii, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel. *JETP. Lett.* **101**, 513 (2015).
- [18] J. Schmutzler, T. Kazimierczuk, O. Bayraktar, M. Assmann, M. Bayer, S. Brodbeck, M. Kamp, C. Schneider, S. Höfling. *Phys. Rev. B* **89**, 115119 (2014).
- [19] N.A. Gippius, I.A., Shelykh, D.D. Solnyshkov, S.S. Gavrilov, Y. Rubo, A.V. Kavokin, S.G. Tikhodeev, G. Malpuech. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 236401 (2007).
- [20] I.A. Shelykh, T.C.H. Liew, A.V. Kavokin. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 116401 (2008).
- [21] T.K. Paraíso, M. Wouters, Y. Leger, F. Morier-Genoud, B. Deveaud-Plédran. *Nature Mater.* **9**, 655 (2010).
- [22] S.S. Gavrilov, A.V. Sekretenko, N.A. Gippius, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, V.D. Kulakovskii. *Phys. Rev. B* **87**, 201303(R) (2013).
- [23] A.V. Sekretenko, S.S. Gavrilov, V.D. Kulakovskii. *Phys. Rev. B* **88**, 195302 (2013).
- [24] M. Vladimirova, S. Cronenberger, D. Scalbert, K.V. Kavokin, A. Miard, A. Lemaître, J. Bloch, D. Solnyshkov, G. Malpuech, A.V. Kavokin. *Phys. Rev. B* **82**, 075301 (2010).
- [25] D.N. Krizhanovskii, S.S. Gavrilov, A.P.D. Love, D. Sanvitto, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev, V.D. Kulakovskii, D.M. Whittaker, M.S. Skolnick, J.S. Roberts. *Phys. Rev. B* **77**, 115336 (2008).
- [26] S.S. Gavrilov, A.S. Brichkin, A.A. Demenev, A.A. Dorodnyy, S.I. Novikov, V.D. Kulakovskii, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius. *Phys. Rev. B* **85**, 075319 (2012).
- [27] A.V. Yulin, O.A. Egorov, F. Lederer, D.V. Skryabin. *Phys. Rev. A* **78**, 061801(R) (2008).
- [28] M. Sich, D.N. Krizhanovskii, M.S. Skolnick, A.V. Gorbach, R. Hartley, D.V. Skryabin, E.A. Cerda-Mendez, K. Biermann, R. Hey, P.V. Santos. *Nature Photon.* **6**, 50 (2012).
- [29] G. Slavcheva, A.V. Gorbach, A. Pimenov, A.G. Vladimirov, D.V. Skryabin. *Opt. Lett.* **40**, 1787 (2015).
- [30] C. Adrados, A. Amo, T.C.H. Liew, R. Hivet, R. Houdré, E. Giacobino, A.V. Kavokin, A. Bramati. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 216403 (2010).
- [31] A.A. Demenev, Ya.V. Grishina, S.I. Novikov, V.D. Kulakovskii, C. Schneider, S. Höfling. *Phys. Rev. B* **94**, 195302 (2016).
- [32] D.N. Krizhanovskii, E.A. Cerda-Méndez, S.S. Gavrilov, D. Sarkar, K. Guda, R. Bradley, P.V. Santos, R. Hey, K. Biermann, M. Sich, F. Fras, M.S. Skolnick. *Phys. Rev. B* **87**, 155423 (2013).

Редактор Т.Н. Василевская