

## Спиновая динамика вихревого экситон-поляритонного конденсата в GaAs микрорезонаторах

А. А. Деменев<sup>+1)</sup>, А. В. Ларионов<sup>+</sup>, С. И. Новиков<sup>+</sup>, Д. Р. Домарецкий<sup>+\*</sup>, В. Д. Кулаковский<sup>+\*</sup>

<sup>+</sup> Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

<sup>\*</sup> Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 30 августа 2017 г.

Исследована временная динамика спирного экситон-поляритонного конденсата в высокодобротном анизотропном GaAs микрорезонаторе при резонансном импульсном возбуждении светом с ненулевым орбитальным моментом. Обнаружено явление пространственного разделения спиновых компонент поляритонного конденсата при накачке когерентной суперпозицией двух пучков с противоположными циркулярными поляризациями и орбитальными моментами. Ключевыми факторами для наблюдения эффекта являются латеральная анизотропия микрорезонатора, обеспечивающая расщепление линейных компонент основного поляритонного состояния, и наличие у спиновых компонент конденсата противоположных орбитальных моментов. Экспериментальные результаты качественно согласуются с теоретической моделью явления, развитой в работе Письма в ЖЭТФ **104**, 12 (2016).

DOI: 10.7868/S0370274X17190018

Экситон-поляритонные системы в полупроводниковых микрорезонаторах (МР) привлекают большое внимание благодаря обнаружению в таких системах неравновесной Бозе-Эйнштейновской конденсации и целого ряда коллективных эффектов в поляритонном конденсате [1–3]. Поляритон представляет собой смешанное состояние фотона в активной области резонатора и экситона в квантовой яме и формируется благодаря сильному экситон-фотонному взаимодействию [4]. Важным преимуществом поляритонной системы является то, что благодаря наличию в поляритоне фотонной компоненты можно достаточно просто, непосредственно из оптических измерений, определить такие свойства поляритонной системы, как распределение поляритонов в импульсном и координатном пространствах, их когерентность, статистику и т.д. В последнее время исследования корреляционных свойств конденсата выявили формирование целого ряда топологических дефектов, таких как квантовые вихри, пары вихрей [5–7], солитоны [8–13] и полувихри [14, 15] в спирном конденсате экситонных поляритонов.

В то же время экситонные поляритоны обладают уникальным, анизотропным по спину, парным взаимодействием [16–18], что открывает возможность управления спином поляритонного конденсата, в частности, на основе явления оптической мультистабильности в МР [19–21]. В этом случае, при

спин-симметричной (линейно-поляризованной) оптической накачке переходами между поляризационными состояниями конденсата можно управлять путем вариации мощности накачки [22] или, например, короткими акустическими импульсами [23–25]. Дополнительные возможности открываются при использовании для накачки света с ненулевым орбитальным моментом [26]. В этом случае, в частности, открывается возможность управления в мультистабильной поляритонной системе также пространственным распределением спина конденсата. В недавней теоретической работе [27] был продемонстрирован эффект пространственного разделения спиновых компонент поляритонного конденсата в пространственно анизотропном МР при резонансном возбуждении когерентной суперпозицией двух пучков равной интенсивности с противоположными циркулярными поляризациями и орбитальными моментами.

Цель данной работы заключалась в проверке возможности создания пространственного разделения циркулярно-поляризованных компонент экситон-поляритонного конденсата в анизотропном МР при спин-симметричной накачке с ненулевым орбитальным моментом. Для этого с помощью время-разрешающей методики была изучена динамика поляризационных компонент поляритонной системы с высоким пространственным разрешением в условиях возбуждения, предложенного в теоретической работе [27].

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

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

Для исследования спириноного конденсата поляритонов была выбрана область на образце с рассогласованием экситонного и фотонного уровней  $E_{\text{cav}}(0) - E_{\text{exc}}(0) = -5$  мэВ. Для измерений сигнала в режиме пропускания в GaAs подложке было вытравлено окно размером  $700 \times 300$  мкм, что привело к некоторой анизотропии напряжений в образце и расщеплению основного состояния нижней поляритонной ветки на две моды с ортогональными линейными поляризациями  $\pi_x$  и  $\pi_y$ , отличающимися по энергии на  $g_{xy} = E_x(0) - E_y(0) \approx (80 \pm 5)$  мкэВ. Моды поляризованы вдоль сторон вытравленного окна, которые, в свою очередь, параллельны горизонтальной ( $\pi_x$ ) и вертикальной ( $\pi_y$ ) осям.

Исследуемый образец находился при температуре около 8 К в оптическом гелиевом криостате, позволяющем исследовать распределение поляритонов с высоким пространственным разрешением (порядка 1.5 мкм). Для фотовозбуждения экситон-поляритонной системы использован перестраиваемый Ti-сапфировый лазер (Tsunami, Spectra Physics), генерирующий световые импульсы с энергией кванта  $E_p = 1619.3$  мэВ =  $E_x(0) + 0.3$  мэВ, длительностью 2 пс (спектральной ширине 1.2 мэВ) и частотой повторения 80 МГц. Детектирование сигнала осуществляли с помощью скоростной камеры (стрик-камеры) с временным разрешением 3 пс. Импульсы света с ненулевым угловым моментом формировались с помощью специальной фазовой пластинки (вихревая фазовая пластинка), с функцией пропускания  $f = e^{-im\phi}$ , где  $m$  – целое число,  $\phi$  – азимутальный угол. При освещении когерентным монохроматическим светом такая фазовая пластинка производит винтовой волновой фронт, имеющий спиральный вектор Пойнтинга и осевую фазовую особенность, определяющую характерную нулевую интенсивность на оси пучка. В нашем случае пластинка создавала у проходящего через нее света орбитальный момент  $|m| = 1$ . Для возбуждения экситон-поляритонной системы приготавливалась когерентная суперпозиция двух лазерных пучков с контролируемо изменяе-

мыми значениями интенсивности, поляризации и орбитального момента.

Циркулярно поляризованное лазерное поле в моде Лагерра–Гаусса порядка  $(m, 0)$ , детектируемое в плоскости образца, может быть качественно представлено в виде [26]:

$$\mathbf{E}(\rho, \phi) \sim \mathbf{A}_+ \left( \frac{\rho}{W_0} \right)^{|m|} L_0^{|m|} \left( \frac{2\rho^2}{W_0^2} \right) e^{-\frac{\rho^2}{W_0^2}} e^{-im\phi}, \quad (1)$$

где  $(\rho, \phi)$  – цилиндрические координаты в плоскости образца,  $L_0^{|m|}$  – полином Лагерра порядка  $(|m|, 0)$ ,  $W_0$  – константа, определяющая радиус пучка.

Когерентная суперпозиция двух лазерных пучков с противоположными круговыми поляризациями и орбитальными моментами  $m_1$  и  $m_2$  записывается в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\Sigma(\rho, \phi) \sim \\ \sim \mathbf{A}_+ \left( \frac{\rho}{W_0^1} \right)^{|m_1|} L_0^{|m_1|} \left( \frac{2\rho^2}{(W_0^1)^2} \right) e^{-\frac{\rho^2}{(W_0^1)^2}} e^{-im_1\phi} + \\ + \mathbf{A}_- \left( \frac{\rho}{W_0^2} \right)^{|m_2|} L_0^{|m_2|} \left( \frac{2\rho^2}{(W_0^2)^2} \right) e^{-\frac{\rho^2}{(W_0^2)^2}} e^{-im_2\phi}. \quad (2) \end{aligned}$$

Распределения интенсивности электромагнитного поля в циркулярных ( $\sigma^+, \sigma^-$ ), двух линейных ( $\pi_x, \pi_y$ ) и диагональных ( $\pi_{x+y}, \pi_{x-y}$ ) поляризациях в плоскости образца рассчитывали численно для случая, когда суммарный возбуждающий пучок состоит из двух когерентных пучков, одновременно приходящих к плоскости образца и центры которых разнесены друг от друга на малое расстояние ( $\pm 0.3$  мм). Рассчитанные пространственные распределения для случая линейно поляризованного базиса ( $\pi_x, \pi_y$ ) при смешивании двух когерентных пучков равной интенсивности с противоположными значениями спина и углового момента ( $\sigma^+, +1$ ) и ( $\sigma^-, -1$ ) показаны на рис. 1а, б. Как следует из рис. 1, распределение демонстрирует характерную “вилку” относительно центра вихря, поскольку в фазе выражения для интенсивностей линейных компонент лазера появляется член  $2m\phi$ , зависящий от полярного угла. При суммировании линейно поляризованных компонент получается радиально симметричная структура моды Лагерра–Гаусса с  $(\pm 1, 0)$ .

На рис. 1с, d показаны экспериментально полученные распределения интенсивностей лазерного поля при смешивании когерентных пучков ( $\sigma^+, +1$ ) и ( $\sigma^-, -1$ ). В полученном распределении хорошо прослеживается характерная фазовая особенность, а суммирование спектров линейных компонент дает радиально симметричную структуру моды Лагерра–

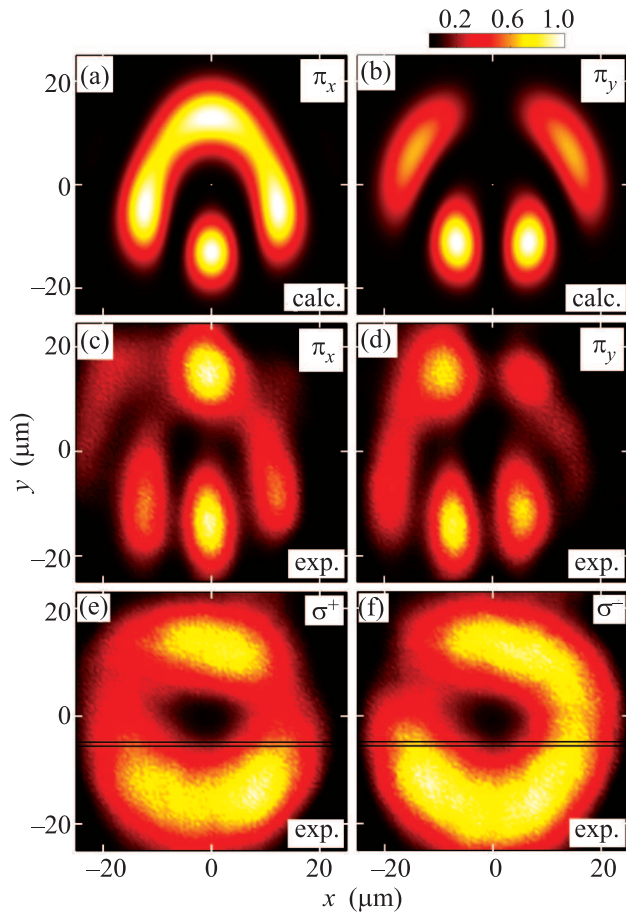


Рис. 1. (Цветной онлайн) Рассчитанные (a, b) и экспериментально реализованные (c, d) пространственные распределения интенсивности электромагнитного поля в линейных  $\pi_x$  (a, c) и  $\pi_y$  (b, d) поляризациях при смешивании двух когерентных пучков равной интенсивности с противоположными значениями спина и углового момента ( $\sigma^+$ , +1) и ( $\sigma^-$ , -1). (e) и (f) показывают измеренные распределения интенсивности в  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  поляризациях соответственно. Для каждого распределения приведена нормированная интенсивность

Гаусса с  $(\pm 1, 0)$ , которая наблюдается также для каждой из компонент в циркулярно-поляризованном базисе на рис. 1e, f. Некоторая неоднородность интенсивности лазерного поля по полярному углу (см. рис. 1e, f) на представленном рисунке связана с настройкой экспериментальной оптической схемы и на суть представленных в дальнейшем результатов не влияет. Сравнение экспериментально наблюдаемого пространственного распределения интенсивности лазерного поля с рассчитанным позволяет утверждать, что приготавливаемое оптическое поле является когерентной суперпозицией пучков ( $\sigma^+$ , +1) и ( $\sigma^-$ , -1) примерно равной интенсивности.

Исследование временной динамики пространственного распределения поляритонов с помощью стрик-камеры предполагает интеграцию интенсивности излучения вдоль оси, например,  $0y$ , поэтому в выполненных измерениях излучение записывалось из узких полосок с  $\delta y \approx 0.6$  мкм (на рис. 1e, f показан срез  $y = -5$  мкм шириной 0.6 мкм).

На рис. 2 представлены временные зависимости распределения интенсивности излучения из

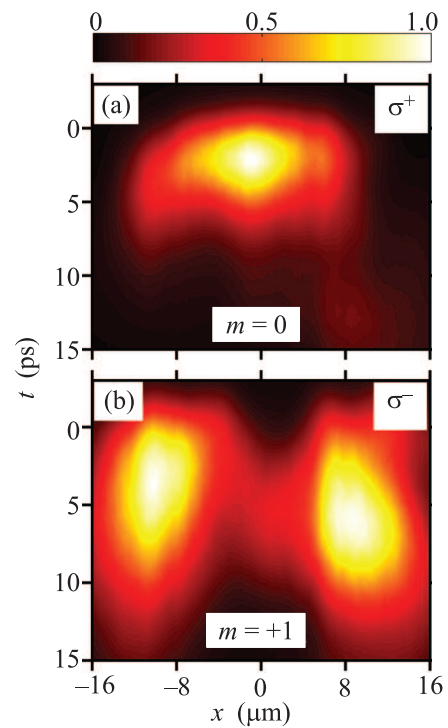


Рис. 2. (Цветной онлайн) Динамика пространственного распределения интенсивности излучения из центральной полоски  $y = 0$  при возбуждении двухпикосекундным импульсом с нулевым (a) и ненулевым  $m = +1$  (b) орбитальным моментом и детектировании в  $\sigma^-$  поляризации. Для каждого распределения приведена нормированная интенсивность

центральной полоски  $y = 0$  при возбуждении импульсом с нулевым (a) и ненулевым  $m = +1$  (b) орбитальным моментом и детектировании в  $\sigma^-$  поляризации. Из рис. 2 следует, что импульс с  $m = +1$  возбуждает поляритонный конденсат с сильно пониженной плотностью в центре вихря  $x = 0$  мкм и такое распределение сохраняется в течение всего затухания сигнала. Экситонные поляритоны под действием вихревого оптического поля приобретают орбитальный момент благодаря наличию фотонной компоненты.

Обратимся теперь к исследованию предсказанного в работе [27] эффекта пространственного разделе-

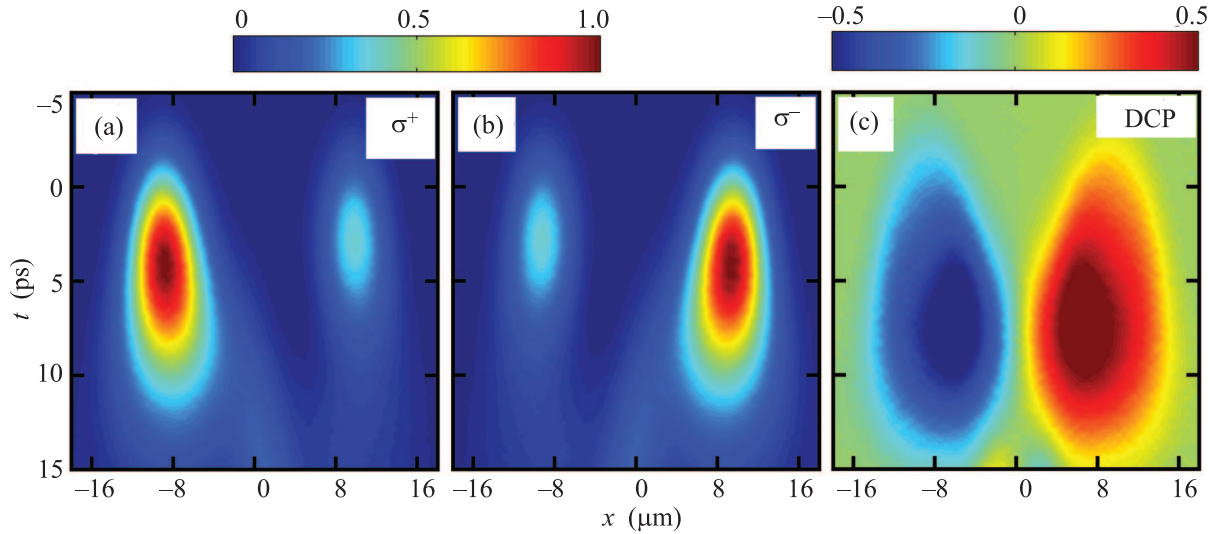


Рис. 3. (Цветной онлайн) Рассчитанная временная динамика пространственного распределения  $\sigma^+$  (а) и  $\sigma^-$ -компонент (б) поляритонной плотности для полоски  $y = -5$  мкм при накачке когерентной суперпозицией двух лазерных пучков равной интенсивности с противоположными  $(S, m)$  ( $(\sigma^+, +1)$  и  $(\sigma^-, -1)$ ) выше порога мультистабильности ( $P/P_{\text{thr}} \approx 1.5$ ). (с) – Динамика степени циркулярной поляризации. Возбуждение системы происходит в момент времени  $t = 0$

ния спиновых компонент поляритонного конденсата при накачке когерентной суперпозицией двух пучков равной интенсивности с противоположными циркулярными поляризациями и орбитальными моментами в МР с пониженной латеральной симметрией.

При таком возбуждении направление линейной поляризации накачки МР зависит от азимутального угла  $\phi$  вследствие разной пространственной зависимости фаз для компонент  $(\sigma^+, +1)$  и  $(\sigma^-, -1)$  возбуждения, что ведет к появлению угловой зависимости эффективности возбуждения поляритонных подуровней с ортогональными линейными поляризациями. В случае пучков с  $m = \pm 1$  это ведет к угловой модуляции степени циркулярной поляризации (DCP) с экстремумами при  $\phi \approx \pi/4 + n * \pi/2$ . С увеличением мощности накачки выше пороговой для мультистабильного перехода  $P_{\text{thr}}$  каждая из циркулярных компонент конденсата резко усиливается в своих квадрантах круга, что приводит к увеличению амплитуды изменения DCP. Расчеты, выполненные с использованием теоретической модели из работы [27] и параметров изучаемой структуры и лазерной накачки показывают, что при оптимальной плотности возбуждения  $P \approx 1.5P_{\text{thr}}$  значение степени циркулярной поляризации должно достигать 60%. При дальнейшем увеличении  $P$  степень поляризации падает из-за увеличения скорости баллистического распространения поляритонов в соседние квадранты.

Теоретический расчет кинетики срезов пространственного распределения  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ -компонент поля-

ритонной плотности для полоски  $y = -5$  мкм при  $P = 1.5P_{\text{thr}}$  показан на рис. 3. Как видно из графиков, степень поляризации имеет противоположный знак в соседних квадрантах, она относительно невелика при малых временах, достигает максимума примерно на 4 пс позднее, чем плотность конденсата, и затем уменьшается по мере уменьшения плотности конденсата. Задержка обусловлена временем конвертации дефицитной компоненты в доминирующую. Расчет выполнен для идеальной структуры МР. Наличие пространственных флуктуаций случайного потенциала в образце может вести к уменьшению амплитуды изменения  $\rho_c$  и размытию ее пространственной структуры.

Для проверки теоретических предсказаний были выполнены время-разрешенные измерения интенсивности циркулярно-поляризованных компонент конденсата поляритонов в полоске  $y = -5$  мкм при  $P \sim 1.5P_{\text{thr}}$ , показанные на рис. 4. На правой части рис. 4 видно, что при возбуждении МР светом с нулевым орбитальным моментом  $m = 0$  в обоих квадрантах доминирует одна и та же циркулярно-поляризованная компонента ( $\sigma^-$ ). Максимальная степень циркулярной поляризации достигается при  $t = 3$  пс, ее значение  $\rho_c \approx 0.5$  близко к рассчитанному для  $P \sim 1.5P_{\text{thr}}$  (см. рис. 4f).

При возбуждении МР вихревым оптическим полем, состоящим из двух когерентных пучков равной интенсивности с противоположными значениями спина и углового момента ( $\sigma^+, +1$ ) и ( $\sigma^-, -1$ ), по-

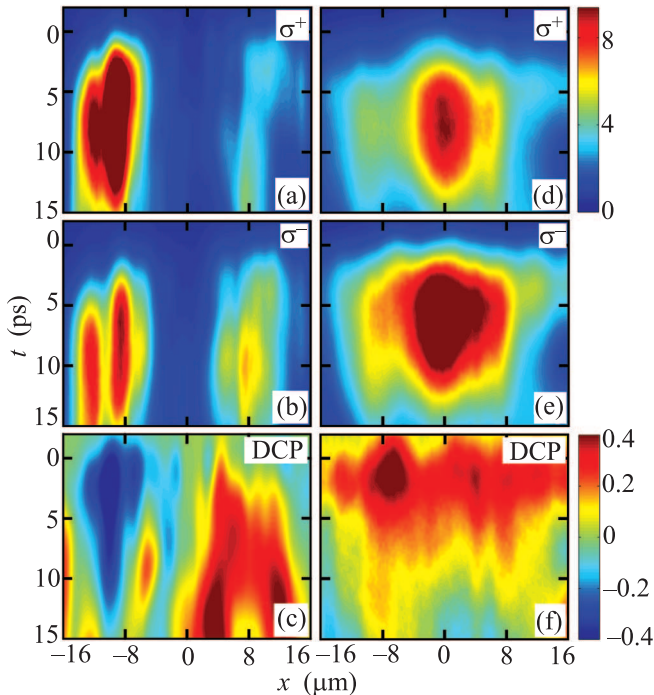


Рис. 4. (Цветной онлайн) Измеренная временная динамика пространственного распределения  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ -компонент поляритонного конденсата для полоски  $y = -5$  мкм при возбуждении МР светом с нулевым орбитальным моментом (d, e) и когерентной суперпозицией двух лазерных пучков равной интенсивности с противоположными  $(S, m)$  ( $(\sigma^+, +1)$  и  $(\sigma^-, -1)$ ) (a, b) выше порога мультистабильности ( $P/P_{\text{thr}} \approx 1.5$ ). (c, f) – Динамика степени циркулярной поляризации. Возбуждение в момент времени  $t = 0$

ведение поляризации конденсата кардинально иное (см. рис. 4a, b, c): по противоположные стороны от центра вихревого пучка ( $x = 0$ ) доминируют разные циркулярно-поляризованные компоненты конденсата,  $\rho_c$  изменяется при переходе через центр вихря от  $\approx -0.4$  до  $+0.4$ . Неоднородность распределения интенсивности компонент и степени циркулярной поляризации сигнала в пространстве и во времени связана с заметной амплитудой случайного потенциала в исследованном МР (уширение линейно поляризованных компонент близко к их расщеплению  $g_{xy} \approx 80$  мкэВ).

Таким образом, эксперимент подтверждает, что в МР с пониженной симметрией при резонансном возбуждении когерентной суперпозицией двух пучков равной интенсивности с противоположными циркулярными поляризациями и орбитальными моментами происходит пространственное разделение спиновых компонент поляритонного конденсата. Подчеркнем, что расщепление линейных компонент ос-

новного поляритонного состояния является ключевым фактором для наблюдения этого эффекта. Так, в поляризационных измерениях пространственного распределения конденсата в областях МР с  $g_{xy} \lesssim 15$  мкэВ пространственное разделение циркулярных компонент нами не наблюдалось. Эксперимент согласуется с предсказаниями теории, что в условиях возбуждения с  $E_p - E_x \gg g_{xy}$  значение величины  $\rho_c$  уменьшается пропорционально  $g_{xy}$  [27].

Авторы выражают благодарность С.С. Гаврилову за плодотворные обсуждения и С. Хефлингу (Sven Höfling), К. Шнайдеру (Christian Schneider) за предоставленные образцы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 14-12-01372).

1. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J.M.J. Keeling, F.M. Marchetti, M.H. Szymanska, R. Andre, J.L. Staehli, V. Savona, P.B. Littlewood, B. Deveaud-Pledran, and L.S. Dang, *Nature* **443**, 409 (2006).
2. V.D. Kulakovskii, A.V. Larionov, S.I. Novikov, S. Höfling, C. Schneider, and A. Forchel, *JETP Lett.* **92**, 595 (2010).
3. A. Bramati and M. Modugno, *Physics of Quantum Fluids*, Springer Series in Solid-State Sciences (2013).
4. A.V. Kavokin, J.J. Baumberg, G. Malpuech, and F.P. Laussy, *Microcavities*, Oxford University Press, Oxford (2007).
5. I. Carusotto and C. Ciuti, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 299 (2013).
6. D. Sanvitto, F.M. Marchetti, M.H. Szymanska, G. Tosi, M. Baudisch, F.P. Laussy, D.N. Krizhanovskii, M.S. Skolnick, L. Marrucci, A. Lemaitre, J. Bloch, C. Tejedor, and L. Vina, *Nat. Phys.* **6**, 527 (2010).
7. G. Nardin, G. Grosso, Y. Leger, B. Pietka, F. Morier-Genoud, and B. Deveaud-Pledran, *Nat. Phys.* **7**, 635 (2011).
8. A. Amo, S. Pigeon, D. Sanvitto, V.G. Sala, R. Hivet, I. Carusotto, F. Pisanello, G. Lemenager, R. Houdre, E. Giacobino, C. Ciuti, and A. Bramati, *Science* **332**, 1167 (2011).
9. P. Cilibrizzi, H. Ohadi, T. Ostatnický, A. Askitopoulos, W. Langbein, and P. Lagoudakis, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 103901 (2014).
10. O.A. Egorov, D.V. Skryabin, A.V. Yulin, and F. Lederer, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 153904 (2009).
11. M. Sich, D.N. Krizhanovskii, M.S. Skolnick, A.V. Gorbach, R. Hartley, D.V. Skryabin, E.A. Cerda-Mendez, K. Biermann, R. Hey, and P.V. Santos, *Nat. Photonics* **6**, 50 (2012).
12. E.A. Cerda-Mendez, D. Sarkar, D.N. Krizhanovskii, S.S. Gavrilov, K. Biermann, M.S. Skolnick, and P.V. Santos, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 146401 (2013).

13. A. A. Demenev, S. S. Gavrilo, A. S. Brichkin, A. V. Larionov, and V. D. Kulakovskii, JETP Lett. **100**, 523 (2014).
14. Y. G. Rubo, Phys. Rev. Lett. **99**, 106401 (2007).
15. K. G. Lagoudakis, T. Ostatnicky, A. V. Kavokin, Y. G. Rubo, R. Andre, and B. Deveaud-Pledran, Science **326**, 974 (2009).
16. R. Takayama, N. H. Kwong, I. Romyantsev, M. Kuwata-Gonokami, and R. Binder, Eur. Phys. J. B **25**, 445 (2002).
17. P. Renucci, T. Amand, X. Marie, P. Senellart, J. Bloch, B. Sermage, and K. V. Kavokin, Phys. Rev. B **72**, 075317 (2005).
18. M. Vladimirova, S. Cronenberger, D. Scalbert, K. V. Kavokin, A. Miard, A. Lemaitre, J. Bloch, D. Solnyshkov, G. Malpuech, and A. V. Kavokin, Phys. Rev. B. **82**, 075301 (2010).
19. N. A. Gippius, I. A. Shelykh, D. D. Solnyshkov, S. S. Gavrilo, Y. G. Rubo, A. V. Kavokin, S. G. Tikhodeev, and G. Malpuech, Phys. Rev. Lett. **98**, 236401 (2007).
20. S. S. Gavrilo, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, and V. D. Kulakovskii, JETP **110**, 825 (2010).
21. T. K. Paraíso, M. Wouters, Y. Leger, F. Morier-Genoud, and B. Deveaud-Plédran, Nat. Materials **9**, 655 (2010).
22. S. S. Gavrilo, A. V. Sekretenko, S. I. Novikov, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, and V. D. Kulakovskii, Appl. Phys. Lett. **102**, 011104 (2013).
23. S. S. Gavrilo and N. A. Gippius, Phys. Rev. B **86**, 085317 (2012).
24. A. V. Scherbakov, T. Berstermann, A. V. Akimov, D. R. Yakovlev, G. Beaudoin, D. Bajoni, I. Sagnes, J. Bloch, and M. Bayer, Phys. Rev. B **78**, 241302(R) (2008).
25. S. S. Gavrilo, A. A. Demenev, and V. D. Kulakovskii, JETP Lett. **100**, 817 (2015).
26. L. Allen, S. M. Barnett, and M. J. Padgett, *Optical Angular Momentum*, IOP Publishing Ltd and individual Contributors (2003).
27. S. S. Gavrilo and V. D. Kulakovskii, JETP Lett. **104**, 827 (2016).