Темные солитоны в конденсате экситонных поляритонов в полупроводниковых микрорезонаторах при нерезонансной оптической накачке

А. А. Деменев¹⁾, С. С. Гаврилов, А. С. Бричкин, А. В. Ларионов, В. Д. Кулаковский

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 17 сентября 2014 г.

Исследованы пространственная корреляционная функция первого порядка $g^{(1)}(r_{12})$ и распределение поляритонной плотности в конденсате квазидвумерных экситонных поляритонов в условиях нерезонансной оптической накачки высокодобротного полупроводникового микрорезонаторного столбика. Обнаружено, что для определенных областей микростолбика корреляционная функция демонстрирует резкий спад с ростом плотности конденсата. Показано, что такое поведение корреляционной функции связано с формированием в данных областях локализованного темного солитона. В области локализации солитона наблюдаются глубокий минимум поляритонной плотности и скачок на π фазы волновой функции конденсата.

DOI: 10.7868/S0370274X14200090

В настоящее время наряду с исследованием бозеэйнштейновской конденсации в атомных газах большое внимание уделяется изучению конденсации квазичастиц - экситонов и экситонных поляритонов в полупроводниковых гетероструктурах. Одной из наиболее перспективных систем является система экситонных поляритонов в планарных полупроводниковых микрорезонаторах (МР) [1]. Поляритон представляет собой смешанное состояние фотона и экситона в квантовой яме (КЯ) в активной области резонатора. Он формируется благодаря сильному экситон-фотонному взаимодействию. Данная система имеет ряд уникальных особенностей. Так, благодаря очень малой эффективной массе поляритона $(\sim 10^{-4} m_e,$ где m_e – масса электрона) конденсация в основное поляритонное состояние может происходить при температурах, лежащих в области десятков и даже сотен градусов Кельвина [2–7]. Свойства поляритонной системы, включая распределение поляритонов в импульсном и координатном пространствах, их когерентность, статистику и т.д., можно определить непосредственно из оптических измерений благодаря наличию в поляритоне фотонной компоненты.

Ранее в исследованиях корреляционных свойств поляритонного конденсата было продемонстрировано формирование целого ряда топологических дефектов, таких как квантовые вихри, пары вихрей

Письма в ЖЭТФ том 100 вып. 7-8 2014

в поляритонной системе [14-20]. Большинство экспериментов в этом направлении было выполнено при резонансном лазерном возбуждении поляритонов на нижней поляритонной ветви. В работах [15, 16, 21] было обнаружено, что резонансно накачиваемая поляритонная мода в результате поляритонполяритонного и поляритон-экситонного взаимодействия рассеивается с образованием сверхтекучего поляритонного состояния с ненулевой групповой скоростью, при движении которого в случае обтекания дефекта возможно образование косых темных солитонов. С другой стороны, при накачке МР в области точки перегиба нижней поляритонной ветви отрицательная эффективная масса возбуждаемых поляритонов в сочетании с отталкивательным межполяритонным взаимодействием может приводить к образованию стабильного светлого солитона [17, 18], а также двумерного брэгговского солитона [20].

[8-11] и полувихри в спинорном бозе-конденсате по-

ляритонов [12, 13]. В последнее время большой ин-

терес представляет изучение динамики солитонов

Особый интерес представляет наблюдение темных солитонов при оптическом нерезонансном возбуждении, когда фазовая структура макроскопической поляритонной волновой функции не связана напрямую с фазой накачивающего лазерного поля, как в случае резонансного возбуждения, а формируется в результате неравновесной конденсации поляритонов. Недавно в теоретических работах [22, 23] была предсказана возможность формирования при нерезо-

¹⁾e-mail: demenev@issp.ac.ru



Рис. 1. Распределение поляритонной плотности в MP-столбике при нерезонансной лазерной накачке с $P = 3 \text{ Br/cm}^2$ (a) и 9 Br/cm^2 (b). Белыми кружками на рис. 1b показаны области, вырезаемые пинхолами в двухщелевой интерференционной схеме Юнга. Правый график демонстрирует экспериментальную схему формирования интерференционной картины

нансном оптическом возбуждении квазистационарных темных солитонов на флуктуациях случайного потенциала или проходящего через МР поля накачки. В настоящей работе экспериментально исследуется возможность формирования темных солитонов в пространственно-ограниченной поляритонной системе, возбуждаемой нерезонансно в МР-столбиках с диаметром 10–15 мкм. Исследования пространственного распределения поляритонной плотности и корреляционной функции первого порядка подтверждают возможность формирования темных солитонов в МР-столбиках при наличии флуктуаций потенциала.

Были исследованы MP-столбики диаметром 10– 15 мкм, изготовленные с помощью литографии и ионного травления из планарного микрорезонатора на основе GaAs. Исходный MP был выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Он состоит из двух брэгговских зеркал с 32 (36) повторяющимися $\lambda/4$ -слоями Al_{0.2}Ga_{0.8}As/AlAs в переднем (заднем) зеркалах и активного $\lambda/2$ -слоя, содержащего четыре GaAs/AlAs KЯ толщиной 7 нм в пучности электромагнитного поля. Величина расстройки экситонной и фотонной мод $E_C - E_X = -7$ мэВ. Рабирасщепление взаимодействующих фотонной и экситонной мод равно 10.5 мэВ. Добротность MP составляет ~ 10⁴. Образец полностью аналогичен структуре, использованной в работе [24].

Исследуемые образцы располагались в проточном оптическом криостате. Измерения проводились при температуре 30 К. Возбуждение образца осуществлялось выше запрещенной зоны GaAs KЯ по нормали к МР импульсным лазером с длиной волны 532 нм, длительностью импульса 7 нс и частотой повторения 5 кГц. Диаметр пятна возбуждения составлял 30 мкм. Для исследования структуры поляритонной волновой функции применялась методика микрофотолюминесценции с высоким пространственным разрешением (≈ 1.5 мкм). Для исследования корреляционных свойств конденсатной поляритонной фазы была использована интерференционная методика на основе интерферометра Майкельсона, совмещенного с двухщелевой схемой Юнга. При этом размер каждого из двух пинхолов диаметром 100 мкм соответствовал области на образце диаметром 2.3 мкм. Излучение из МР-столбика детектировалось в интервале энергий фотона $\hbar\omega = E_{LP} \pm$ ± 1 мэВ, где $E_{LP} = 1619.7$ мэВ – энергия поляритона с квазиимпульсом k = 0.

В исследованных образцах пороговая плотность возбуждения $P_{\rm thr}$ для конденсации поляритонов при межзонном возбуждении лазером с длиной волны 532 нм составляла 4 Вт/см². Пространственное распределение поляритонной плотности в МР-столбике с диаметром 15 мкм показано на рис. 1. При P = $= 3 \text{ Bt/сm}^2$ (рис. 1а) пространственное распределение поляритонов в плоскости МР-столбика относительно однородно. Неполяризованное излучение из кольца на границе обусловлено рассеянием на ней поляритонов с большими квазиимпульсами (k >1 мкм⁻¹). Его интенсивность слабо зависит от плот-

Письма в ЖЭТФ том 100 вып. 7-8 2014



Рис. 2. (а) – Пространственный срез в направлении Y (вдоль прямой, соединяющей центры пинхолов) распределения поляритонной плотности в MP-столбике #1 при P = 9 и 28 Br/cm^2 . (b) – Зависимость $g^{(1)}(P)$ при $r_{12} = 9 \text{ мкм.}$ (c, d) – Интерференционные картины, записанные с помощью двухщелевой схемы Юнга при P = 9 и 28 Br/cm^2 . Прямоугольники на рис. 2а соответствуют срезам областей конденсата, вырезаемым верхним и нижним пинхолами

ности возбуждения. Однако при $P > P_{\rm thr} = 4 \,{\rm Br/cm^2}$ интенсивность излучения увеличивается пороговым образом на 2–3 порядка. Она концентрируется в центре микростолбика (рис. 1b) и демонстрирует сильную линейную поляризацию (соотношение интенсивностей компонент линейного базиса составляет примерно 15:1). В дальнейшем обсуждается излучение только в доминирующей линейной поляризации.

На рис. 2а показано типичное сечение нормированного распределения плотности поляритонов вдоль оси 0*Y*, полученное в МР-столбике #1 для двух плотностей лазерного возбуждения: $P = 2.2 P_{\rm thr}$

и 7 $P_{\rm thr}$. Видно, что в обоих случаях плотность поляритонов монотонно спадает к границам столбика, а полуширина пространственного распределения составляет ≈ 4 мкм.

Для исследования пространственной когерентности краевых областей конденсата с помощью схемы Юнга пинхолами вырезались круговые области, отмеченные на рис. 1b (белые кружки) и рис. 2a. Излучение из области пинхолов проецировалось на ПЗСматрицу. При этом величина волнового параметра была очень малой: $D^2/\lambda Z \approx 0.06 \ll 1$ (размер пинхола D = 100 мкм, расстояние от линзы до детектора Z = 25 см). Таким образом, для описания интерфе-



Рис. 3. Интерференционные картины в МР-столбике #2, записанные с помощью двухщелевой схемы Юнга при различных значениях *P* (в Вт/см²) 6: (a), 9 (b), 20 (c), 30 (d), 46 (e) и 65 (f). (g) – Зависимость $g^{(1)}(P)$ при $r_{12} = 9$ мкм. (h) – Зависимость амплитуды скачка относительной фазы поляритонной волновой функции в областях, вырезаемых пинхолами, от плотности внешней лазерной накачки

ренционной картины можно использовать приближение дальней зоны.

В экспериментах были обнаружены два качественно различных вида интерференционных картин излучения конденсата из МР-столбиков. С одной стороны, в большинстве столбиков наблюдается типичная для однородного бозе-конденсата интерференционная картина с вертикальными интерференционными полосами, свидетельствующими о постоянстве разности фаз конденсата в областях, вырезаемых пинхолами (рис. 2). С другой стороны, в ряде столбиков наблюдается специфичная картина, в которой вертикальность интерференционных полос нарушается, что свидетельствует о наличии в конденсате возмущений (рис. 3a–f).



Рис. 4. (а) – Распределение поляритонной плотности в MP-столбике #2 при $P = 15 \text{ Bt/cm}^2$. (b) – Пространственный срез распределения поляритонной плотности в направлении Y при X = 12 мкм в MP-столбике #2 для плотностей накачки P = 15 и 45 Bt/cm^2

Типичные интерференционные картины излучения конденсата в MP-столбике #1 при P = 9 и 28 Вт/см² приведены на рис. 2с и d. Расстояние между центрами областей, вырезаемых пинхолами, составляет 9 мкм. Ось 0х, вдоль которой происходит периодическое изменение интенсивности поля, соответствует направлению, соединяющему центры пинхолов. Схема формирования интерференционных полос показана на правом графике рис. 1. Согласно этой схеме направление 0у в плоскости детектора соответствует направлению 0У на образце. Положение интерференционных полос определяется разностью фаз Ф поляритонной волновой функции в областях, вырезаемых пинхолами. Изменение положения полос вдоль оси 0у отражает пространственную зависимость разности фаз поляритонной волновой функции в областях, вырезаемых пинхолами в направлении 0У. В простейшем случае однородно засвеченных пинхолов с постоянной разностью фаз распределение интенсивности поля на детекторе можно описать с помощью формулы

$$I_0(x,y) = I_1^p + I_2^p + 2\sqrt{I_1^p \cdot I_2^p} g_{12} \cos\left(\frac{2k\delta}{Z}x\right), \quad (1)$$

где I_1^p (I_2^p) – интенсивность излучения на детекторе при закрытом втором (первом) пинхоле, $g_{12} = g^{(1)}(r_{12})$ – нормированная корреляционная функция первого порядка между областями конденсата, вырезаемыми пинхолами, находящимися на расстоянии r_{12} , $2\delta = 1000$ мкм – расстояние между цен-

Письма в ЖЭТФ том 100 вып. 7-8 2014

трами пинхолов. Зная видность и соотношение интенсивностей поля от первого и второго пинхолов в центре интерференционной картины, можно легко найти функцию пространственной когерентности $g^{(1)} = V(I_1^p + I_2^p)/2\sqrt{I_1^p \cdot I_2^p}$. Видность V определялась из соотношения центральных максимума и минимума интерференционной картины при усреднении по области 0.75 ± 0.15 мм в направлении 0y в плоскости детектора. Зависимость $q^{(1)}$ от плотности возбуждения показана на рис. 2b. Видно, что $q^{(1)}$ резко возрастает в области порога конденсации поляритонов. При $P \sim 1.5 P_{\rm thr}$ она достигает значения 0.32. Это значение соответствует радиусу когерентности $r_c \approx 8.5$ мкм, который существенно превышает длину волны де Бройля поляритона в исследуемой структуре ($\lambda_T \approx 1.6$ мкм при T = 30 K). Дальнейшее увеличение плотности возбуждения приводит к плавному уменьшению величины пространственного коррелятора и, следовательно, длины когерентности вследствие дефазировки поляритонной волновой функции из-за рассеяния на экситонах в фотовозбужденном экситонном резервуаре [25, 26]. Вертикальность интерференционных полос на рис. 2с и d свидетельствует о том, что разность фаз между областями волновой функции конденсата, вырезаемыми пинхолами, постоянна вдоль координаты У во всей вырезаемой области, как и следовало ожидать в случае пространственно-однородного конденсата.

Специфичные интерференционные картины, наблюдаемые в излучении конденсата из MP-столбика #2 для $r_{12} = 9$ мкм, приведены на рис. 3. Из показанных на рис. За-f интерференционных картин, записанных в широком интервале плотностей возбуждения (от 6 до 70 Вт/см²), видно, что отклонение от вертикальности интерференционных полос относительно мало только вблизи порога конденсации ($P \sim 1.5P_{\rm thr}$) и при очень больших плотностях возбуждения ($P > 10P_{\rm thr}$). С увеличением P (>6 Вт/см²) в интерференционных полос, свидетельствующее о появлении зависимости величины Φ от координаты Y. Затем в широкой области P (от ~9 до 40 Вт/см²) вблизи $y \approx 0.75$ мм наблюдается ярко выраженный скачок положения полос, близкий к половине периода (рис. 3b-d).

Нарушение вертикальности полос приводит к уменьшению видности интерференционной картины и, как следует из рис. 3g, к нетипичному мощностному поведению функции $g^{(1)}$. При превышении порога конденсации величина $q^{(1)}$ резко возрастает и достигает значения 0.22. Однако при $P > 9 \,\mathrm{Br}/\mathrm{cm}^2 q^{(1)}$ быстро уменьшается до 0.06. Вертикальность интерференционных полос восстанавливается только при плотностях накачки $P > 40 \,\mathrm{Bt/cm^2} \approx 10 P_{\mathrm{thr}}$, когда система переходит в обычный лазерный режим из-за ионизации экситонного газа (оценка показывает, что средняя концентрация поляритонов в микростолбике составляет $n_p \approx 5 \cdot 10^{11} \,\mathrm{cm}^{-2}$ при $P = 40 \,\mathrm{Br/cm}^2$). Подобные специфичные интерференционные картины наблюдались лишь для $r_{12} = 9$ мкм. Для меньших значений относительного расстояния (проверялись $r_{12} = 3$ и 6 мкм) вертикальность интерференционных полос сохранялась во всем диапазоне изменения плотности возбуждения.

Наблюдаемый сдвиг положения интерференционных полос возникает вследствие скачка разности фаз поляритонной волновой функции в пинхолах в направлении Y. Для определения величины скачка $\Delta \Phi$ было проанализировано изменение положения полос в области y = 0.75 мм. Для анализа была выбрана центральная вертикальная интерференционная полоса. Величина фазы определялась по отклонению максимума интенсивности полосы от его положения на краях интерференционной картины. Из рис. Зh видно, что при $P > 9 \, \mathrm{Bt/cm^2}$ амплитуда скачка фазы $\Delta \Phi$ резко возрастает и при $P = 15 \, \mathrm{Bt/cm^2}$ достигает $\approx 0.9\pi$. Далее вплоть до $P \sim 40 \, \mathrm{Bt/cm^2}$ величина скачка фазы остается постоянной.

Одной из наиболее вероятных причин возникновения скачка фазы $\Delta \Phi \approx \pi$ в конденсате в направлении Y является формирование в области пинхола локализованного темного солитона. При-

чиной локализации темного солитона может служить наличие крупномасштабной флуктуации случайного потенциала в вырезаемой пинхолом области [22]. Вследствие отталкивательного межполяритонного взаимодействия формирование темного солитона должно сопровождаться резким спадом поляритонной плотности n_p на масштабе длины залечивания $\xi = \hbar / \sqrt{2m_p(\alpha_c n_p)}$ [23]. Для оценки величины ξ воспользуемся результатами работы [24], где для аналогичных структур была найдена величина константы межчастичного взаимодействия, $\alpha_c \approx$ $\approx 7 \cdot 10^{-13}$ мэВ/см². Поскольку в нашем случае эффективная масса поляритона $m_p \approx 7 \cdot 10^{-32}$ г, а средняя концентрация поляритонов при $P = 10 \,\mathrm{Bt/cm^2}$ составляет $n_p \approx 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, находим $\xi \approx 2.5$ мкм. Следовательно, размер локализованного темного солитона при $P = 10 \,\mathrm{Bt/cm^2}$ должен быть сравним с размером вырезаемой пинхолом области, d == 2.3 мкм. Это и позволяет визуализировать скачок фазы волновой функции на интерференционной картине.

Для проверки наличия "истощения" в конденсате в одной из областей, вырезаемых пинхолом, нами было измерено пространственное распределение интенсивности излучения в плоскости MP, $I(X,Y) \sim |\psi(X,Y)|^2$. На рис. 4а показано двумерное распределение $|\psi(X,Y)|^2$ при $P = 15 \,\mathrm{Br/cm^2}$, а на рис. 4b – пространственные срезы распределения *I*(*X*, *Y*) вдоль прямой, соединяющей центры пинхолов (X = 12 мкм), для P = 15 и $45 \,\mathrm{Bt/cm^2}$. Видно, что при $P = 15 \,\mathrm{Br/cm^2}~I(Y)$ демонстрирует провал, расположение которого совпадает с нижней из двух областей поляритонной волновой функции, вырезаемых пинхолами. Характерный размер провала составляет ≈ 2.4 мкм, что согласуется с оценкой величины ξ, приведенной выше. Дальнейшее увеличение мощности накачки должно приводить к уменьшению ξ и, соответственно, к уменьшению размера солитона до ≈ 1.5 мкм при $P = 40 \,\mathrm{Br/cm^2}$. Реализованного в эксперименте пространственного разрешения в 1.5 мкм недостаточно для надежного наблюдения этого уменьшения. Величина же фазового скачка практически не должна меняться вследствие локализованной природы темного солитона. При $P > 40 \,\mathrm{Br/cm^2}$ провал концентрации быстро исчезает, что иллюстрируется распределением поляритонов при $P = 45 \,\mathrm{Bt/cm^2}$ (рис. 4b).

Рисунок 5 демонстрирует рассчитанные в рамках двухщелевой схемы Юнга интерференционные картины. В расчете предполагалось, что в одном из двух пинхолов фаза поля постоянна и равна нулю, а интенсивность в направлении Y уменьшается в 10 раз



x (arb. units)

Рис. 5. Картина интерференции в двухщелевой схеме Юнга, рассчитанная в предположении, что область вблизи одного из пинхолов содержит локализованный темный солитон. (a) – Фазовая плоскость солитона горизонтальна. (b) – Фазовая плоскость повернута на угол ~ 5⁰ относительно горизонтали

по аналогии с экспериментально измеренным распределением интенсивности поля на рис. 4b. В другом пинхоле интенсивность и фаза поля предполагались однородными в направлении Х. При этом в направлении У в центре пинхола фаза испытывала скачок на π , а интенсивность занулялась по аналогии с рис. 4b. Переход от вертикальных интерференционных полос (рис. 5a) к наклонным (рис. 5b) связан с малым наклоном фазовой плоскости солитона относительно горизонтали ($\sim 5^0$). Как видно из графика, рассчитанная с учетом наклона фазовой плоскости картина интерференции качественно совпадает с экспериментально измеренными в интервале мощностей от 9 до $40 \,\mathrm{Br/cm^2}$. В центре картины положение интерференционных полос испытывает скачок на половину периода.

Таким образом, на основе исследования распределения поляритонной плотности в MP-столбике и анализа пространственной корреляционной функции первого порядка $g^{(1)}$ при нерезонансном лазерном возбуждении установлено, что в условиях неравновесной конденсации в поляритонной системе возможно формирование локализованного темного солитона. В области формирования солитона фаза поляритонной волновой функции испытывает скачок на π . Величина скачка фазы практически не меняется в широком интервале мощности накачки. Темный солитон разрушается при больших плотностях возбуж-

Письма в ЖЭТФ том 100 вып. 7-8 2014

дения вместе с переходом системы из режима сильной связи в режим слабой связи из-за ионизационного разрушения экситонов.

Авторы выражают благодарность А.В. Горбунову и М.В. Лебедеву за плодотворные обсуждения, а также С. Хёфлингу и К. Шнайдеру за предоставленные образцы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант #14-12-01372).

- A.V. Kavokin, J.J. Baumberg, G. Malpuech, and F.P. Laussy, *Microcavities*, Oxford University Press, Oxford (2007).
- 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).
- S. Christopoulos, G.B. Hoger von Hogersthal, A. Grundy, P.G. Lagoudakis, A.V. Kavokin, J.J. Baumberg, G. Christmann, R. Butte, E. Feltin, J.F. Carlin, and N. Grandjean, Phys. Rev. Lett. 98, 126405 (2007).
- В.Д. Кулаковский, А.В. Ларионов, С.И. Новиков, С. Хефлинг, К. Шнайдер, А. Форхел, JETP Lett. 92(9), 659 (2010).
- S. I. Tsintzos, N. T. Pelekanos, G. Konstantinidis, Z. Hatzopoulos, and P. G. Savvidis, Nature 453, 372 (2008).

- Ch. Schneider, A. Rahimi-Iman, N. Y. Kim, J. Fischer, I. G. Savenko, M. Amthor, M. Lermer, A. Wolf, L. Worschech, V. D. Kulakovskii, I. A. Shelykh, M. Kamp, S. Reitzenstein, A. Forchel, Y. Yamamoto, and S. Hofling, Nature 497, 348 (2013).
- P. Bhattacharya, Th. Frost, S. Deshpande, M. Z. Baten, A. Hazari, and A. Das, Phys. Rev. Lett. **112**, 236802 (2014).
- K. G. Lagoudakis, M. Wouters, M. Richard, A. Baas, I. Carusotto, R. Andre, L.S. Dang, and B. Deveaud-Pledran, Nat. Phys. 4, 706 (2008).
- 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).
- G. Nardin, G. Grosso, Y. Leger, B. Pietka, F. Morier-Genoud, and B. Deveaud-Pledran, Nat. Phys. 7, 635 (2011).
- F. Manni, T. C. H. Liew, K. G. Lagoudakis, C. Ouellet-Plamondon, R. Andre, V. Savona, and B. Deveaud, Phys. Rev. B. 88, 201303 (2013).
- 12. Y.G. Rubo, Phys. Rev. Lett. ${\bf 99},\,106401$ (2007).
- K. G. Lagoudakis, T. Ostatnicky, A.V. Kavokin, Y. G. Rubo, R. Andre, and B. Deveaud-Pledran, Science 326, 974 (2009).
- A. V. Yulin, O. A. Egorov, F. Lederer, and D. V. Skryabin, Phys. Rev. A 78, 061801 (2008).
- 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).

- G. Grosso, G. Nardin, F. Morier-Genoud, Y. Leger, and B. Deveaud-Pledran, Phys. Rev. B 86, 020509 (2012).
- O.A. Egorov, D.V. Skryabin, A.V. Yulin, and F. Lederer, Phys. Rev. Lett. **102**, 153904 (2009).
- 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).
- E.A. Ostrovskaya, J. Abdullaev, A.S. Desyatnikov, M.D. Fraser, and Y.S. Kivshar, Phys. Rev. A 86, 013636 (2012).
- 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).
- P. Cilibrizzi, H. Ohadi, T. Ostatnicky, A. Askitopoulos, W. Langbein, and P. Lagoudakis, Phys. Rev. Lett. 113, 103901 (2014).
- Y. Xue and M. Matuszewski, Phys. Rev. Lett. 112, 216401 (2014).
- L. A. Smirnov, D. A. Smirnova, E. A. Ostrovskaya, and Y. S. Kivshar, Phys. Rev. B 89, 235310 (2014).
- A. S. Brichkin, S. I. Novikov, A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, M. M. Glazov, C. Schneider, S. Hofling, M. Kamp, and A. Forchel, Phys. Rev. B 84, 195301 (2011).
- V. V. Belykh, N. N. Sibeldin, V. D. Kulakovskii, M. M. Glazov, M. A. Semina, C. Schneider, S. Hofling, M. Kamp, and A. Forchel, Phys. Rev. Lett. **110**, 137402 (2013).
- H. Deng, G.S. Solomon, R. Hey, K.H. Ploog, and Y. Yamamoto, Phys. Rev. Lett. 99, 126403 (2007).