Письма в ЖЭТФ, том 101, вып. 1, с. 9 – 13 © 2015 г. 10 января

Спектроскопия околоконденсатных мод в системе экситон-поляритонов в полупроводниковом микрорезонаторе

С. С. Гаврилов[+], С. И. Новиков[+], В. Д. Кулаковский[+], Н. А. Гиппиус[×], А. А. Чернов[×], С. Г. Тиходеев[×+1)]*

[+]*Институт физики твердого тела РАН, 142432, Черноголовка, Россия*

[*]*Сколковский институт науки и технологий, 143025 Сколково, Россия*

[×]*Институт общей физики им. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 ноября 2014 г.

В работе предлагается спектроскопический метод для исследования околоконденсатных мод экситон-поляритонов в высокодобротных планарных полупроводниковых микрорезонаторах. Показано, что в условиях когерентной внешней накачки переход к верхнему устойчивому состоянию оптически бистабильного конденсата сопровождается возбуждением околоконденсатных мод. Они проявляются в виде двухчастотных переходных осцилляций плотности конденсата при перескоке системы на верхнюю ветвь бистабильной зависимости плотности от накачки. Спектральный анализ этих осцилляций с временным разрешением позволяет получить информацию о взаимодействиях в системе и эволюции плотности экситон-поляритонного конденсата.

DOI: 10.7868/S0370274X15010026

Квазидвумерные экситонные поляритоны – элементарные бозонные возбуждения, возникающие в активном слое планарного полупроводникового микрорезонатора за счет сильной связи экситона (электрон-дырочной пары) и резонаторной фотонной моды [1]. Недавно сообщалось о наблюдении бозе-эйнштейновской конденсации поляритонов в квазиравновесных условиях, когда частота оптической накачки превышает ширину запрещенной зоны и, таким образом, намного превосходит собственную частоту основного поляритонного уровня [2]. Наряду с этим возможно и непосредственное возбуждение поляритонного конденсата под действием резонансного когерентного внешнего электромагнитного поля, т.е. в сильно неравновесных условиях. Ранее для аналогичной системы резонансно возбуждаемых экситонов был предсказан эффект оптической бистабильности, связанный с сильной зависимостью положения конденсатного уровня от амплитуды конденсата [3]. Оптическая би- и мультистабильность поляритонов была продемонстрирована экспериментально. Она активно исследуется в течение последнего десятилетия [4–13].

Бистабильность поляритонного конденсата проявляется в резких переходах между состояниями с различными амплитудами [7] под действием накачки с плавно изменяющейся интенсивностью. Такие переходы осуществляются на масштабе времени, сопоставимом со временем жизни поляритона (~ 10 пс в микрорезонаторах на основе GaAs) [5]. Поэтому они вызывают интерес в контексте создания оптических переключателей и логических элементов с чрезвычайно высоким быстродействием. Возможность управляемых переключений состояния конденсата на масштабе 10–100 пс была подтверждена в недавних экспериментальных исследованиях [14–17].

В настоящей работе исследован процесс релаксации к верхнему (высокоэнергетическому) состоянию бистабильного поляритонного конденсата. В рамках теории на основе уравнения Гросса–Питаевского показано, что такой процесс в значительной мере определяется взаимодействием конденсата и околоконденсатных мод. Отметим, что в недавней теоретической работе [18] было найдено, что даже исходное зарождение неустойчивости конденсата связано с распадом конденсатной моды на состояния сигнала и холостого сигнала рассеяния. Бифуркация в точке порога рассеяния переводит систему в режим с обострением, в котором сколь угодно медленное нарастание интенсивности при постоянных внешних условиях сменяется взрывообразным ростом за конечное время. В данной работе показано, что этот же процесс параметрического рассеяния является определяющим и в ходе релаксации конденсата к новому устойчивому состоянию.

[1)]e-mail: tikh@gpi.ru

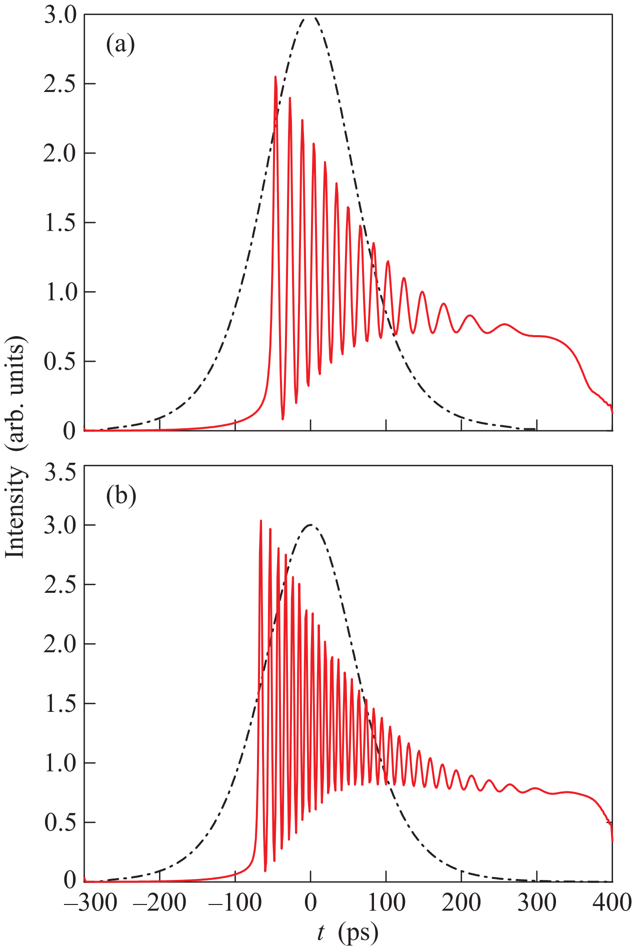

Рис. 1. Численные решения уравнения (1) для интенсивности $|\Psi(t)|^2$, полученные при гауссовом импульсе возбуждения (штрихпунктир) при частотной расстройке между накачкой и поляритонным уровнем $\Delta = 0.3$ мэВ (левая панель) и 0.6 мэВ (правая панель)

Уравнение Гросса–Питаевского для поляризации резонансно возбуждаемого поляритона на нижней поляритонной ветви имеет вид

$$i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} = \left[E_{\mathrm{LP}} - i\Gamma_{\mathrm{LP}} - \frac{\hbar^2\nabla^2}{2m}\right]\Psi + + \alpha|\Psi|^2\Psi - F(t)e^{-iE_p t/\hbar}, \quad (1)$$

где Ψ – макроскопическая волновая функция, F и $E_p/\hbar$ – амплитуда и частота накачки, E_{LP} и Γ_{LP} – энергия и ширина поляритонного уровня, $m \approx \approx \varepsilon E_{\mathrm{LP}}/c^2$ – эффективная масса, $\varepsilon = 12.5$, α – матричный элемент поляритон-поляритонного взаимодействия. Величина $\alpha|\Psi|^2$ имеет смысл сдвига эффективной частоты резонанса и размерность энергии. Условие $\alpha = 1$ фиксирует систему произвольных единиц для Ψ и F. Численные решения этого уравнения при импульсном возбуждении длительности 80 пс с гауссовым профилем $F(t)$ показаны на рис. 1 для значений разности частот накачки и основного поляритонного уровня $\Delta = E_p - E_{\mathrm{LP}} = 0.3$ и 0.6 мэВ (левая и правая панели соответственно) для увеличения диапазона исследуемых плотностей конденсата. Коэффициент затухания в высокодобротном микрорезонаторе выбран равным $\Gamma_{\mathrm{LP}} = 0.007$ мэВ, а пиковая интенсивность накачки в обоих случаях незначительно превосходит порог для перехода между ветвями устойчивости.

Вследствие бистабильности при возрастании накачки происходит переход системы на верхнюю ветвь устойчивости [4, 5], сопровождаемый резким увеличением плотности конденсата и переходным процессом в виде затухающих осцилляций. Частота осцилляций медленно меняется в течение переходного процесса, но сильно различается (почти в 2 раза) для разных расстроек. Это коррелирует со слабым изменением плотности конденсата на верхней устойчивой ветви и скэйлингом плотности конденсата с частотой расстройки накачки, обсуждаемым ниже. Соответствующая расчетам на рис. 1 S-образная зависимость (при расстройке 0.3 мэВ) изображена на рис. 2.

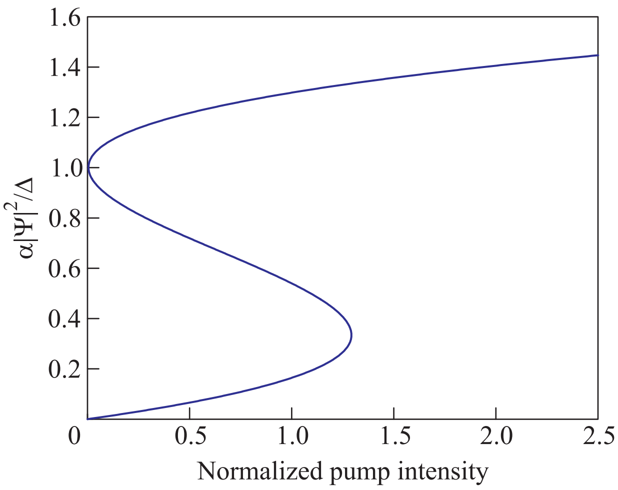

Рис. 2. Рассчитанная S-образная зависимость интенсивности поляритонного конденсата от интенсивности накачки в стационарном случае для $\Delta = 0.3$ мэВ и $\Gamma_{\mathrm{LP}} = 0.007$ мэВ

Частотный анализ рассчитанных временных зависимостей $\Psi(t)$, проведенный посредством фурье-преобразования на временных интервалах 30 пс, приведен на рис. 3. Видно, что переход сопровождается возбуждением дополнительных (околоконденсатных) мод выше и ниже частоты накачки. В дальнейшем мы будем называть их сигналом и холостым сигналом (айдлером), поскольку причина их возник-

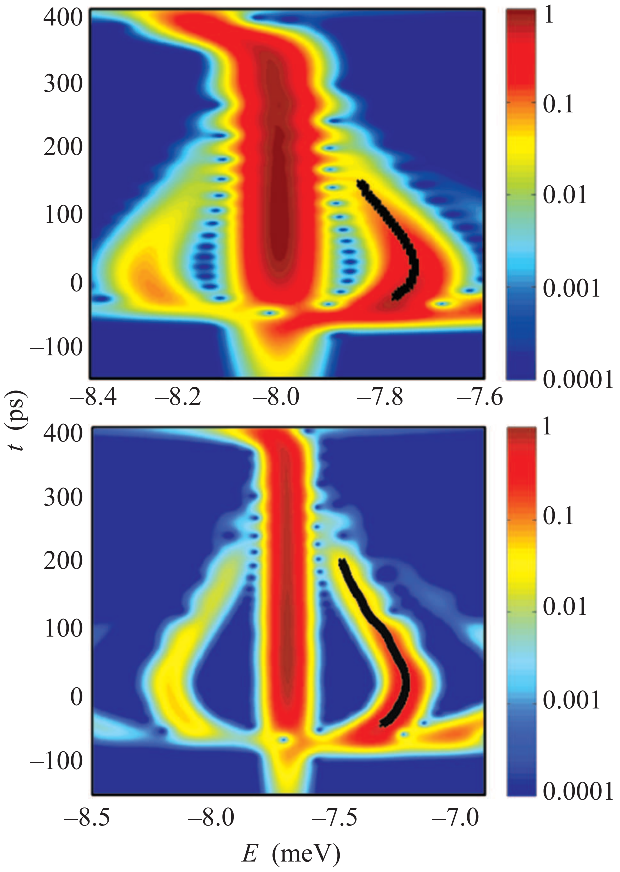

Рис. 3. (Цветной онлайн) Временная эволюция фурье-спектров решений уравнения (1), показанных на рис. 1, для $\Delta = 0.3$ мэВ (левая панель) и 0.6 мэВ (правая панель). Фурье-преобразования рассчитывались по интервалам времени длительности 30 пс. Цветовая шкала (в логарифмическом масштабе) показана сбоку. Черными жирными линиями отмечены спектральные положения максимумов сигнала

новения – параметрическое рассеяние двух поляритонов на частоте накачки [5]. Расстройка между сигналом (айдлером) и частотой накачки сначала нарастает, а затем спадает.

Спектры возбуждений вблизи резонансно возбуждаемого неравновесного поляритонного конденсата были проанализированы в работе [19]. Показано, что в отличие от хорошо известного решения Боголюбова для равновесного бозе-конденсата со звуковым спектром возбуждений [20] в неравновесной системе поляритонов возникают возбуждения, отделенные от конденсата конечным энергетическим интервалом. При этом, в отличие от равновесной системы, где бозе-конденсат образуется на основном нижнем состоянии, в неравновесном случае возбуждаются не только надконденсатные, но и "подконденсатные" моды (т.е. моды с меньшей, чем у конденсата, энергией). Их частоты определяются в основном амплитудой конденсатной моды. Как будет показано ниже, переходный процесс в результате бистабильного перехода и состоит в возбуждении и последующей релаксации этих околоконденсатных мод. Данный факт в принципе может быть использован для спектроскопии бозе-конденсата и околоконденсатных мод.

Для описания переходного процесса перейдем [21] в безразмерную систему единиц с $\tau = t\Delta/\hbar$, $\gamma = \Gamma_{\mathrm{LP}}/\Delta$, $f = F/F_0$ (где F_0 – некоторая характерная амплитуда накачки, например соответствующая порогу бистабильного перехода), $\beta = \alpha F_0^2/\Delta^3$ – безразмерная константа связи. Пусть $\Psi = \frac{\Delta}{F_0}\psi e^{-iE_p t/\hbar}$, что соответствует переходу к безразмерной поляризации во вращающейся с частотой накачки системе отсчета. В результате получим классическое уравнение для медленно меняющейся амплитуды нелинейного осциллятора под действием вынуждающей силы [21]:

$$i\frac{\partial\psi}{\partial\tau} = -(1+i\gamma)\psi + \beta|\psi|^2\psi - f. \quad (2)$$

Для стационарной накачки ищем решение в виде суммы основной моды a (на частоте накачки) и медленно меняющихся добавок (сигнала и айдлера):

$$\psi = a + be^{-i\delta\tau} + c^* e^{i\delta^*\tau}. \quad (3)$$

В приближении малости добавок по отношению к амплитуде основной моды, $|a| \gg |b|, |c|$, уравнение (2) можно линеаризовать. Уравнение для амплитуды основной моды имеет вид

$$0 = -(1+i\gamma)a + \beta|a|^2 a - f. \quad (4)$$

Это дает хорошо известную S-образную зависимость поляризации от накачки с областью бистабильности

$$f = a\sqrt{(\beta a^2 - 1)^2 + \gamma^2}. \quad (5)$$

Амплитуды и частоты сигнала и айдлера определяются из однородных условий устойчивости Ляпунова:

$$\delta b = -(1+i\gamma)b + 2\beta|a|^2 b + \beta a^2 c, \quad (6)$$

$$-\delta c = -(1-i\gamma)c + \beta(a^*)^2 b + 2\beta|a|^2 c. \quad (7)$$

Решения для собственных частот дополнительных мод имеют вид $\delta = \tilde{\delta} - i\gamma$. Здесь

$$\tilde{\delta}^2 = 1 - 4\delta_b + 3\delta_b^2, \quad (8)$$

где $\delta_b = \beta|a|^2$ – синий сдвиг частоты за счет основной моды. Таким образом, частотная расстройка сигнала

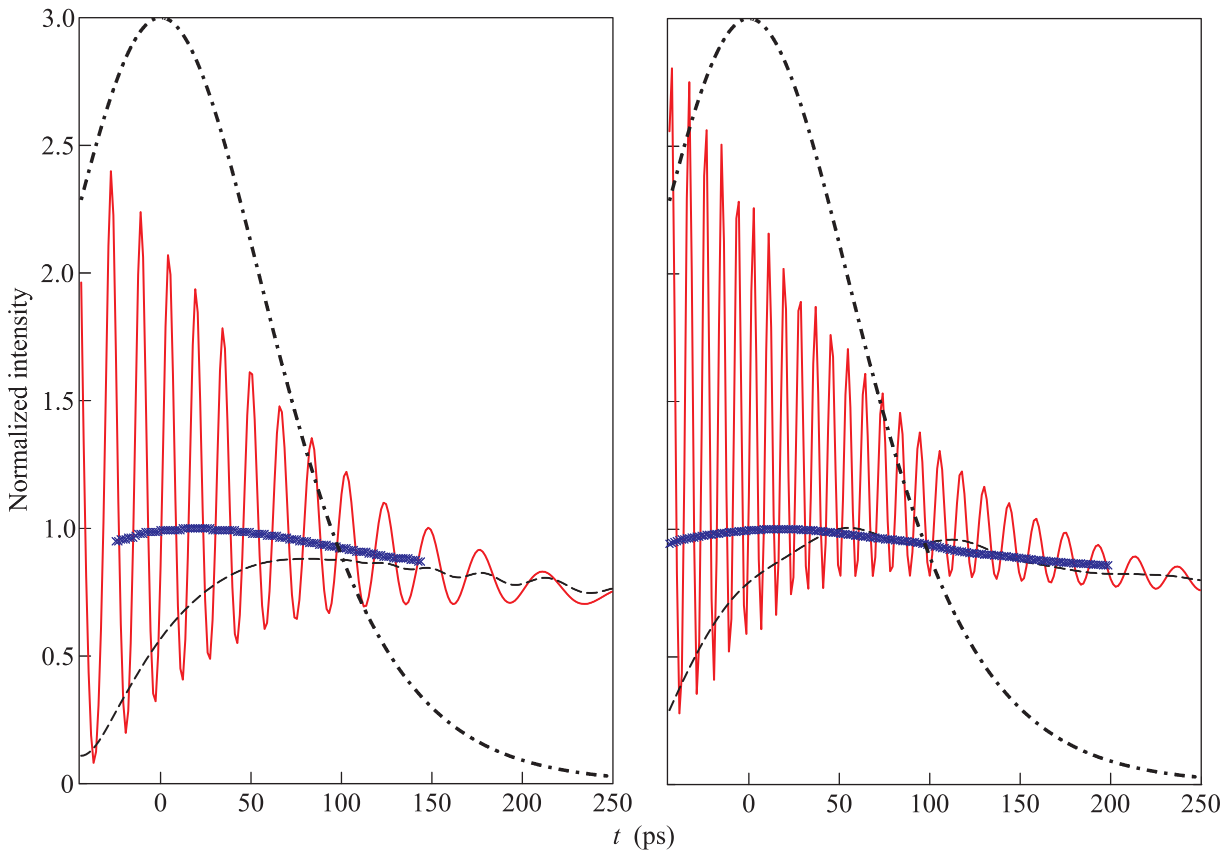

Рис. 4. Рассчитанные по формуле (8) зависимости амплитуды основной моды $|a|^2$ от времени (толстые линии) в сравнении с расчетными зависимостями полной поляритонной интенсивности (тонкие сплошные линии) и интенсивностями спектральной линии основной моды (тонкая штриховая линия). Штрихпунктир отвечает импульсу накачки

от основной моды на устойчивых частях S-образной зависимости ($0 \leq \delta_b \leq 1/3$ и $1 \leq \delta_b$) определяется величиной синего сдвига δ_b:

$$\delta = \sqrt{1 - 4\delta_b + 3\delta_b^2} - i\gamma. \qquad (9)$$

В рассматриваемом приближении интенсивность основной моды предполагается значительно превышающей суммарную интенсивность всех других возбужденных мод в системе. Данное условие очевидным образом не выполняется на начальном этапе образования бозе-конденсата, когда основная энергия возбуждения распределена по широкому спектру состояний (см. рис. 3). Поэтому в синий сдвиг необходимо включить суммарную интенсивность возбуждения, как и в задаче о начальной стадии развития неустойчивости [18]. Таким образом, в общем случае расстройка между частотами накачки и сигнала определяется суммарным заполнением всех поляритонных состояний, что, как мы увидим ниже, может быть использовано для спектроскопии.

Для интенсивности, опустив квадратичные по амплитудам сигнала и айдлера малые члены, получаем оценку

$$|\Psi(t)|^2 = |\psi(t)|^2 \sim |a|^2 + 2\mathrm{Re}\left[a(b^* + c^*)e^{-i\delta\tau}\right]. \qquad (10)$$

При относительно плавной зависимости накачки от времени эволюция системы разбивается [5, 6] на области, в которых амплитуда конденсатной моды (на частоте накачки) плавно следует за накачкой по устойчивым ветвям S-образной кривой, и резкий переход между верхней и нижней ветвями устойчивости. Возникающие при этом затухающие осцилляции (см. рис. 1) вполне удовлетворительно могут быть объяснены возбуждением верхней и нижней околоконденсатных мод (сигнала и айдлера). Отстройка частоты сигнала от частоты накачки $\tilde{\delta}$, как видно из рис. 3, сначала возрастает (по мере увеличения накачки), а потом плавно спадает. Соотношение (8) позволяет пересчитать расстройку между сигналом и конденсатной модой δ в величину синего сдвига поляритонного уровня в зависимости от интенсивности конденсатной моды, $\delta_b = \beta|a|^2$. Зависимости δ_b

от времени, рассчитанные по данным рис. 3, показаны на рис. 4 на фоне осцилляций полной интенсивности $|\Psi(t)|^2$ и динамики конденсатной моды, отвечающей частоте накачки в спектрах на рис. 3. Видно, что временная зависимость частоты сигнала позволяет качественно воспроизвести динамику амплитуды конденсатной моды в рамках предложенной модели. Особенно хорошее соответствие ожидаемо наблюдается при $t > 50$ пс, когда околоконденсатные состояния слабо заполнены ($|a|^2 \gg |b|^2, |c|^2$) и почти полностью отсутствуют возбуждения с ненулевыми квазиимпульсами (учитывавшиеся в рамках полной модели (1)). Отметим также большое превышение определяемого таким образом синего сдвига над интенсивностью основной моды на начальных стадиях образования бозе-конденсата (при $t < 50$ пс). Это подтверждает упомянутое выше предположение о том, что δ_b в общем случае зависит от суммарной интенсивности возбужденных поляритонов.

Таким образом, теоретически показано, что при резких переходах в бистабильной системе экситон-поляритонов в полупроводниковом высокодобротном микрорезонаторе возникает переходный процесс с возбуждением и дальнейшей релаксацией дополнительных околоконденсатных мод, частотная отстройка которых от частоты накачки зависит от амплитуды основной моды (бозе-конденсата) поляритонов. В результате спектральный анализ переходного процесса позволяет определить временную динамику основной бозе-конденсатной моды и возбужденных при бистабильном переходе околоконденсатных мод.

Авторы выражают признательность М.М. Глазову и В.Б. Тимофееву за плодотворные дискуссии. Работа была выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ # 14-12-01372.

1. C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, Phys. Rev. Lett. **69**, 3314 (1992).
2. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J.M.J. Keeling, F.M. Marchetti, M.H. Szymanska, R. Andrй, J.L. Staehli, V. Savona, P.B. Littlewood, B. Deveaud, and L.S. Dang, Nature **443**, 409 (2006).
3. V.F. Elesin and Y.V. Kopaev, Sov. Phys. JETP **36**, 767 (1973).
4. A. Baas, J.P. Karr, H. Eleuch, and E. Giacobino, Phys. Rev. A **69**, 023809 (2004).
5. N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev, V.D. Kulakovskii, D.N. Krizhanovskii, and A.I. Tartakovskii, EPL **67**, 997 (2004).
6. N.A. Gippius and S.G. Tikhodeev, J. Phys.: Cond. Mat. **16**, S3653 (2004).
7. N.A. Gippius, I.A. Shelykh, D.D. Solnyshkov, S.S. Gavrilov, Y.G. Rubo, A.V. Kavokin, S.G. Tikhodeev, and G. Malpuech, Phys. Rev. Lett. **98**, 236401 (2007).
8. S.S. Gavrilov, N.A. Gippius, V.D. Kulakovskii, and S.G. Tikhodeev, JETP **104**, 715 (2007).
9. I.A. Shelykh, T.C.H. Liew, and A.V. Kavokin, Phys. Rev. Lett. **100**, 116401 (2008).
10. S.S. Gavrilov, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev, and V.D. Kulakovskii, JETP **110**, 825 (2010).
11. T.K. Paraïso, M. Wouters, Y. Lйger, F. Morier-Genoud, and B. Deveaud-Plйdran, Nat. Mater. **9**, 655 (2010).
12. D. Sarkar, S.S. Gavrilov, M. Sich, J.H. Quilter, R.A. Bradley, N.A. Gippius, K. Guda, V.D. Kulakovskii, M.S. Skolnick, and D.N. Krizhanovskii, Phys. Rev. Lett. **105**, 216402 (2010).
13. C. Adrados, A. Amo, T.C.H. Liew, R. Hivet, R. Houdré, E. Giacobino, A.V. Kavokin, and A. Bramati, Phys. Rev. Lett. **105**, 216403 (2010).
14. S.S. Gavrilov, A.V. Sekretenko, S.I. Novikov, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, and V.D. Kulakovskii, APL **102**, 011104 (2013).
15. S.S. Gavrilov, A.V. Sekretenko, N.A. Gippius, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, and V.D. Kulakovskii, Phys. Rev. B **87**, 201303 (2013).
16. A.V. Sekretenko, S.S. Gavrilov, S.I. Novikov, V.D. Kulakovskii, S. Höfling, C. Schneider, M. Kamp, and A. Forchel, Phys. Rev. B **88**, 205302 (2013).
17. A.V. Sekretenko, S.S. Gavrilov, and V.D. Kulakovskii, Phys. Rev. B **88**, 195302 (2013).
18. S.S. Gavrilov, Phys. Rev. B **90**, 205303 (2014).
19. D.D. Solnyshkov, M.M. Glazov, I.A. Shelykh, A.V. Kavokin, E.L. Ivchenko, and G. Malpuech, Phys. Rev. B **78**, 165323 (2008).
20. Н.Н. Боголюбов, Изв. Ан СССР, сер. физ. **11**, 552 (1947).
21. N.S. Maslova, R. Johne, and N.A. Gippius, Письма в ЖЭТФ **86**, 135 (2007).