

Динамическое сжатие экситон-поляритонных конденсатов в полупроводниковых микрорезонаторах

В. Д. Кулаковский⁺¹⁾, С. С. Гаврилов⁺, Н. А. Гиппиус^{+*}

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

^{*}Сколковский институт науки и технологий, 143025 Сколково, Россия

Поступила в редакцию 26 октября 2017 г.

Исследована возможность динамического сжатия поляритонной системы в планарном микрорезонаторе после окончания резонансного импульса накачки с формированием основного состояния конденсата на дне поляритонной зоны. Исследования динамики резонансно возбуждаемого поляритонного газа в приближении среднего поля показали, что такое состояние конденсата может формироваться чисто динамически при возбуждении когерентными сходящимися гауссовыми импульсами света с большой апертурой при условии, что активная область резонатора находится до перетяжки гауссова пучка. Пространственное распределение поляритонов в образующемся конденсате большой плотности имеет резкие края, большие скачки фиолетового сдвига и квазиимпульса на которых препятствуют его монотонному расширению, несмотря на отталкивательное межчастичное взаимодействие поляритонов. В связи с этим, дальнейшая эволюция конденсата происходит в основном за счет оттока частиц с его границы и сопровождается на начальном этапе не увеличением, а уменьшением размера области большой плотности. Таким образом, в течение относительного длительного времени может быть реализован самоподдерживающийся режим динамического сжатия поляритонного конденсата.

DOI: 10.7868/S0370274X17220131

Квазидвумерные экситонные поляритоны в полупроводниковых планарных микрорезонаторах (МР) – бозонные квазичастицы, формирующиеся из экситонов и фотонов в условиях их сильного взаимодействия [1]. Экситон-поляритонные системы демонстрируют коллективные свойства, типичные как для материи, так и для света. Особенно большой интерес к исследованию поляритонной системы в МР возник после наблюдения в этой системе явления конденсации поляритонов. Условия для исследования как процесса конденсации, так и свойств конденсата в поляритонной системе в МР, оказываются намного более благоприятны, чем в газе холодных атомов. Во-первых, благодаря очень малой эффективной массе (на 4 порядка меньше массы свободного электрона) для наблюдения конденсации поляритонов в МР не требуются сверхнизкие температуры. В МР на основе GaAs конденсация поляритонов наблюдается вплоть до температур 20 К, а в МР на основе широкозонных полупроводников, таких как ZnO и GaN, – вплоть до комнатной температуры и выше. С другой стороны, наличие фотонной компоненты делает возможным не только прямые исследования свойств

поляритонной системы с помощью широко развитых оптических методов, но и непосредственную генерацию поляритонной системы с заданными параметрами, поскольку туннелирование поляритонов сквозь брегговские зеркала с преобразованием в фотоны и обратный процесс происходят с сохранением спина и квазиимпульса в плоскости МР [2–4].

В недавних исследованиях макрозаполненных поляритонных состояний в МР был открыт целый ряд явлений, напоминающих свойства бозе-эйнштейновских конденсатов, таких как сверхтекучесть [5], вихри [6], подавление зеемановского расщепления в магнитном поле [7], эффект Джозефсона [8] и др. Следует, однако, отметить, что экситон-поляритонная система в МР является сильно термодинамически неравновесной из-за очень малых времен жизни поляритонов, которые в доступных в настоящее время МР не превышают сотню пикосекунд, что приводит к особенностям в свойствах конденсата.

Большинство исследований конденсации поляритонов до настоящего времени проводилось в условиях межзонного возбуждения, которое приводит к генерации свободных электронов и дырок в квантовых ямах в активной области МР. Электроны и дырки сначала связываются в долгоживущие эксито-

¹⁾e-mail: kulakovs@issp.ac.ru

ны, а конденсированное состояние возникает вследствие рассеяния экситонов в состоянии поляритонов на нижней поляритонной ветке с малыми квазиимпульсами k с последующей, при достижении критической плотности, их динамической конденсацией в состояние с $k = 0$. Очевидно, что взаимодействие конденсата с плотным экситонным резервуаром также влияет на свойства конденсата и, в частности, на его когерентные свойства.

Избежать возбуждения экситонного резервуара можно при резонансном возбуждении поляритонной системы ниже энергии экситона E_X . Такое возбуждение широко используется при исследовании переходов между метастабильными состояниями в поляритонной системе, когда для генерации поляритонной системы используется спектрально узкий импульс с энергией квантов несколько выше энергии поляритонного резонанса [9–13]. В высокочастотных МР для возбуждения конденсата в основном состоянии можно использовать возбуждение пикосекундными импульсами по нормали к плоскости МР. В этом случае благодаря большой спектральной полуширине пикосекундного импульса $\Delta\hbar\omega \sim 2$ мэВ можно реализовать когерентное макрозаполненное состояние в $k = 0$ с большой плотностью, которое постепенно затухает со временем жизни поляритонов практически без потери когерентности [14].

Для резонансного возбуждения поляритонной системы в широком диапазоне волновых векторов можно использовать возбуждение короткими (пикосекундными) импульсами света с широкой апертурой. В этом случае при возбуждении некогерентным светом благодаря большой спектральной полуширине пикосекундного импульса возбуждается некогерентная “горячая” поляритонная система, в которой формирование конденсата может происходить за счет перераспределения поляритонов в импульсном пространстве вследствие межчастичных взаимодействий.

В данной работе нас интересует возможность возбуждения поляритонной системы в состоянии, обеспечивающем ее динамическое сжатие в основное состояние конденсата на дне поляритонной зоны после окончания импульса. Реализовать в МР исходное состояние поляритонной системы с заданными распределениями поляритонов в координатном и импульсном пространствах можно путем возбуждения поляритонов светом с требуемыми параметрами благодаря тому, что туннелирование фотонов сквозь брегговские зеркала с преобразованием в поляритоны происходит с сохранением спина и квазиимпульса в плоскости МР без потери когерентности

[2–4]. В предыдущих исследованиях динамики поляритонной системы было найдено, что в отсутствие некогерентного рассеяния она хорошо описывается уравнением Гросса–Питаевского. Более того, в простейшем случае возбуждения поляритонной системы вблизи дна нижней поляритонной ветви в основном (линейно-поляризованном) состоянии линейно-поляризованная система сохраняет свою поляризацию, и для ее описания можно использовать скалярное приближение [15].

На основании теоретического анализа динамики поляритонной системы, выполненного с использованием уравнения Гросса–Питаевского, нами было найдено, что для возбуждения поляритонной системы в состоянии, обеспечивающем ее дальнейшую динамическую конденсацию в основное состояние конденсата с $k = 0$, можно использовать, в частности, пикосекундные лазерные гауссовы пучки, которые фокусируются на МР с большой апертурой при условии, что МР находится в сходящемся пучке до его перетяжки.

Скалярное уравнение Гросса–Питаевского при резонансном возбуждении поляритонов когерентным импульсом света имеет вид [15]:

$$i\hbar d\psi/dt = (E_{LP} - i\gamma + \alpha\psi^*\psi)\psi + f, \quad (1)$$

где макроскопическая волновая функция $\psi = \psi(r, t)$ зависит от времени и пространственных координат в двумерном активном слое МР, оператор $E_{LP} = E_{LP}(-i\hbar\nabla)$ отвечает энергии поляритонов, α – константа поляритон-поляритонного взаимодействия и f – поле возбуждающей электромагнитной волны. Взаимодействие поляритонов в МР – отталкивательное ($\alpha > 0$), что ведет к фиолетовому сдвигу их резонансной энергии с ростом плотности поляритонов ($\Delta E \propto \alpha|\psi|^2$). В нашем случае величина f пропорциональна $E(r, z)$ – напряженности поля возбуждающего лазерного пучка в отсутствие микрорезонатора в месте расположения квантовой ямы в активной области МР, где $|z|$ – расстояние от перетяжки гауссового пучка и r – координата в плоскости квантовой ямы.

В случае возбуждения сходящимся аксиально симметричным гауссовым пучком для $E(r, z)$ может быть получено приближенное выражение [16]:

$$E(r, z) = \frac{w_0}{w(z)} e^{-i\omega_0 t + ikz - i\phi(z)} e^{-(1/w^2(z) - ik/2R(z))r^2}, \quad (2)$$

где w_0 – минимальный радиус гауссова пучка в области перетяжки, $w_0 = \lambda/\pi \operatorname{tg} \theta$, λ – длина волны света, θ – угол дифракции основной моды в дальней

зоне (полная угловая расходимость пучка $\Theta = 2\theta$), отношение $w_0/w(z)$ описывает убывание поля в пучке вдоль оси z вследствие его расширения, $w(z) = w_0[1 + (\lambda z/\pi w_0^2)^2]^{1/2}$, $\phi(z)$ – разность фаз между лазерным пучком и плоской волной той же частоты, $\phi(z) = \arctg(\lambda z/\pi w_0^2)$, и $R(z) = z[1 + (\pi w_0^2/\lambda z)^2]^{-1/2}$ – радиус кривизны волнового фронта.

В качестве примера рассмотрим динамику поляритонной системы при резонансном возбуждении сходящимся гауссовым пучком длительностью 2 пс с энергией квантов $\hbar\omega_p$ вблизи дна нижней поляритонной ветви $\hbar\omega_p = E_{LP}(k=0) + 0.2$ мэВ и достаточно большой апертурой $2\theta = 28^\circ$ в МР с нулевой расстройкой фотонной и экситонной мод и величиной расщепления Раби 10 мэВ. Распределения плотности возбуждения $I_p(E)$ и $I_p(k)$ в этом случае показаны на рис. 1, из которого следует, что лазерный

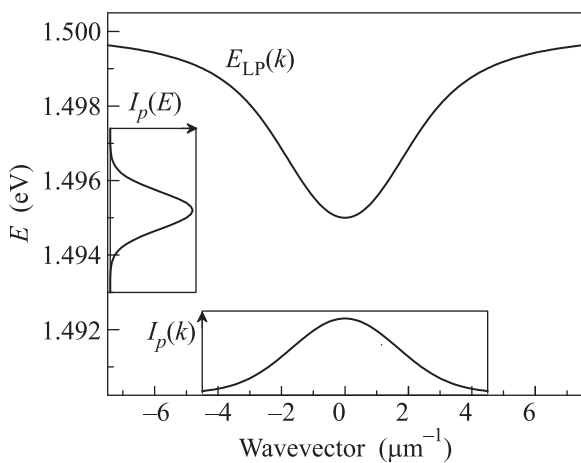


Рис. 1. Дисперсия нижней поляритонной ветви $E_{LP}(k)$ и распределения плотности возбуждающего импульса по энергии $I_p(E)$ и импульсам $I_p(k)$

импульс благодаря большой спектральной ширине ($\Delta\hbar\omega \approx 1$ мэВ) эффективно возбуждает поляритоны в широкой области $k \lesssim 1.2$ мкм $^{-1}$.

На рис. 2 приведены рассчитанные временные зависимости распределения поляритонов в координатном (левые рисунки) и импульсном (правые рисунки) пространствах при нескольких плотностях возбуждения для случая, когда активная область МР находится ближе области перетяжки лазерного луча ($z = 0$) на 250 мкм. Диаметр возбуждаемой области (на половине $I_p(r)$) в этом случае – 100 мкм. Распределение поляритонов в координатном и импульсном пространствах имеет круговую симметрию, поэтому показаны сечения при $y = 0$ и $k_y = 0$ соответственно.

На рис. 2 видно, что лазерный импульс возбуждает поляритонную систему в широкой области $r \lesssim 40$ мкм, а в импульсном пространстве – в области

$k \lesssim 2$ мкм $^{-1}$. Как и следовало ожидать в условиях, когда максимум плотности мощности в импульсе накачки находится в области малых k , наибольшая плотность поляритонов ($n_{LP} = |\psi_c|^2 \propto I_c$) наблюдается в области $k \sim 0$ в импульсном пространстве. В координатном пространстве наибольшая плотность также наблюдается в центре пятна возбуждения, поскольку в сходящемся пучке величина проекции волнового вектора света в плоскости МР, и следовательно, волновой вектор возбуждаемых поляритонов, растет с увеличением r .

На рис. 2а и б видно, что при крайне малой плотности возбуждения $P = 10^{-12}$, когда межчастичное взаимодействие практически не влияет на динамику поляритонов, поведение поляритонной системы близко к поведению сходящегося гауссова пучка с коррекцией на разность скоростей поляритонов и света: распределение $|\psi_c|^2$ в обратном пространстве не зависит от времени, а в прямом пространстве наблюдается сначала монотонное сжатие фотовозбужденного конденсата в течение 22 пс, а затем его расширение. Следует отметить, однако, что диаметр D^* конденсата в области перетяжки, определенный как полная ширина на полувысоте, составляет $D^* \approx 1$ мкм, что немного больше диаметра возбуждающего гауссова пучка света $|E(r, z)|^2$ в области его перетяжки $d_p^* = w_0\sqrt{\ln 2/2} = 0.7$ мкм. Бóльшее значение D^* обусловлено тем, что, вследствие дисперсии энергии поляритонов распределение возбужденных поляритонов в r - и k -пространствах отлично от гауссова.

С ростом плотности возбуждаемого конденсата межчастичное взаимодействие приводит к качественному изменению динамики поляритонной системы. Отталкивательное поляритон-поляритонное взаимодействие ведет к торможению движения периферийных поляритонов к центру возбуждаемого пятна. На рис. 2 (правая панель) видно, что это приводит к уменьшению скорости сжатия конденсата. Кроме того, с ростом P увеличивается диаметр конденсата в области перетяжки: при $P = 0.004$ величина D^* достигает 44 мкм. Увеличение D^* связано с тем, что рост энергии взаимодействия в поляритонной системе $\alpha|\psi(r)|^2$ в области малых r ограничен сверху величиной полной энергии поляритонов в фотовозбужденной системе при $t = 0$.

На рис. 2 (левая панель) видно, что вплоть до области перетяжки в реальном пространстве сжатие поляритонной системы сопровождается сужением углового распределения излучения конденсата тем большим, чем больше P . Минимальная ширина распределения поляритонов в импульсном простран-

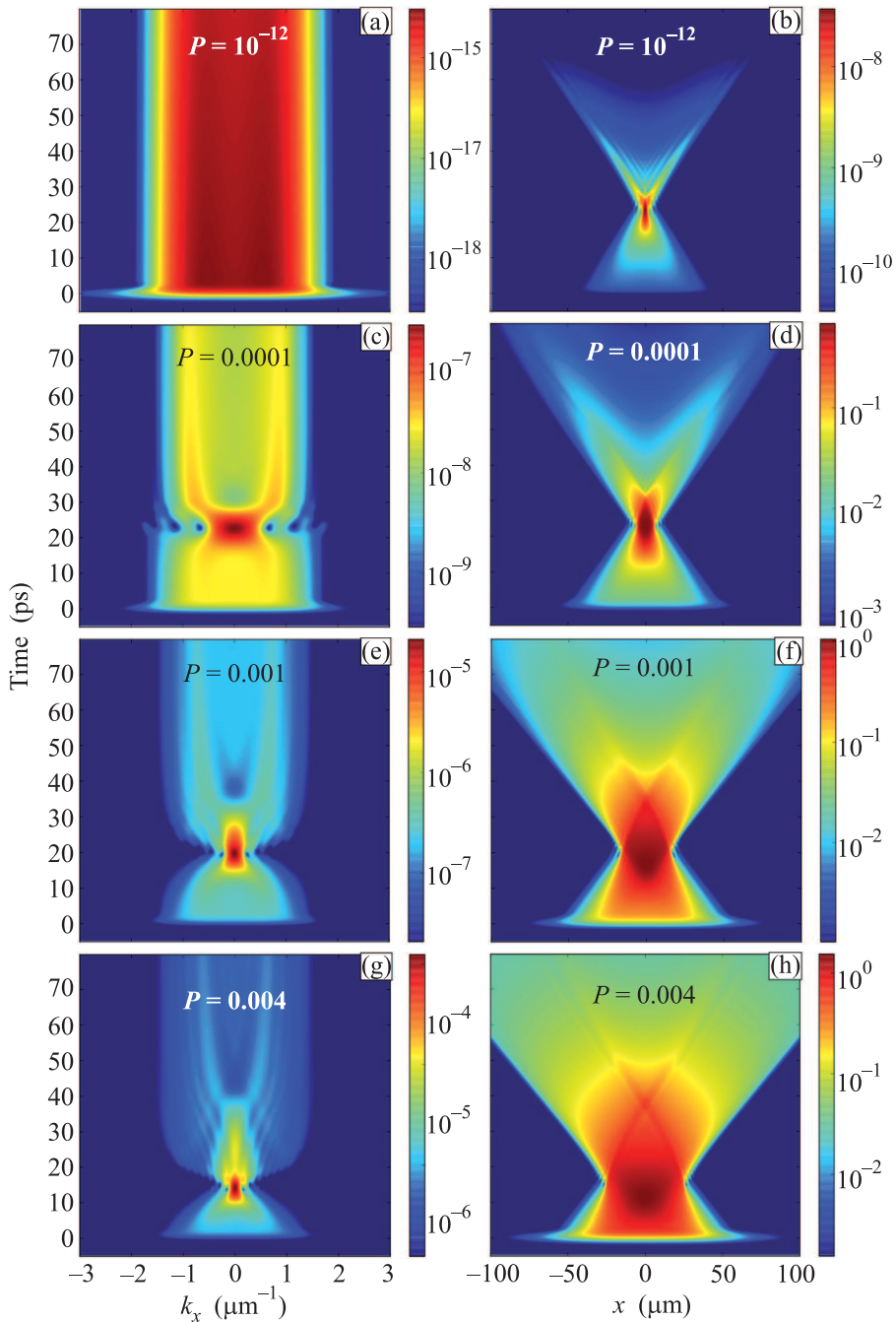


Рис. 2. (Цветной онлайн) Рассчитанные временные зависимости распределения поляритонов в координатном (правые рисунки) и импульсном (левые рисунки) пространствах при нескольких плотностях возбуждения, указанных на рисунках, для случая, когда активная область МР находится ближе области перетяжки лазерного луча ($z = 0$) на 250 мкм. В расчете использовано значение $\alpha = 1$, которое фиксирует систему единиц для ψ и f , так что фиолетовый сдвиг $\alpha|\psi|^2$ в координатном пространстве измеряется в мэВ

стве на полувысоте, $K = K^*$, достигается в области перетяжки пространственного размера конденсата. Величина K^* увеличивается примерно пропорционально $1/D^*$, как и ожидалось для когерентного излучателя.

Более наглядно эти изменения в динамике пространственного и углового распределения излучения поляритонов с ростом t показаны на рис. 3 и 4, на которых приведены зависимости $I_c(r)$ и $I_c(k)$ для нескольких времен t при $P = 0.001$. Из рис. 3 сле-

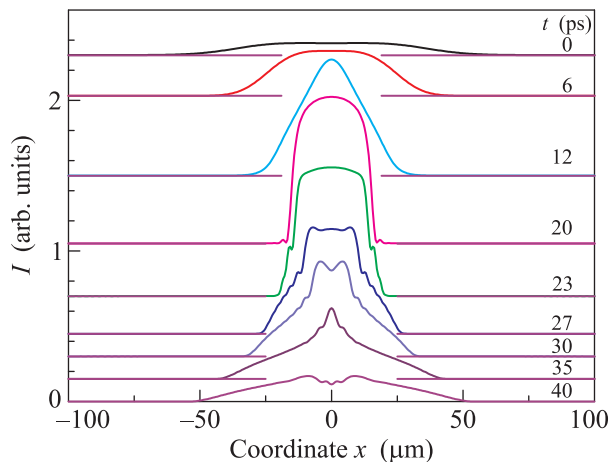


Рис. 3. (Цветной онлайн) Распределения поляритонов в координатном пространстве в поляритонной системе, возбуждаемой импульсами с энергией квантов $\hbar\omega_0 = E_{LP}(k = 0) + 0.2\text{эВ}$ и длительностью 2 пс для $z = -250\text{ мкм}$, $P = 0.001$, рассчитанные для нескольких времен t

дует, что к $t = 12\text{ пс}$ диаметр поляритонной системы уменьшается с $\sim 75\text{ мкм}$ до $\sim 29\text{ мкм}$ и далее изменяется относительно слабо в течение примерно 10 пс. В тоже время на рис. 4 видно, что поток полярито-

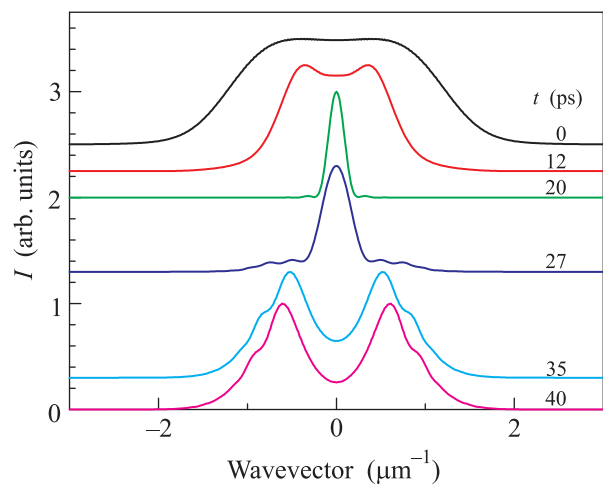


Рис. 4. (Цветной онлайн) Распределения поляритонов по квазиимпульсам в поляритонной системе, возбуждаемой импульсами с энергией квантов $\hbar\omega_0 = E_{LP}(k = 0) + 0.2\text{эВ}$ и длительностью 2 пс для $z = -250\text{ мкм}$, $P = 0.001$, рассчитанные для нескольких времен t . Кривые для разных времен нормированы на единицу

нов к центру пятна возбуждения при $t = 12\text{ пс}$ продолжается, хотя и сильно замедлен (средняя величина $k \sim 0.35\text{ мкм}^{-1}$). При $t = t^* = 20\text{ пс}$ приток периферийных поляритонов истощается и в области перетяжки формируется конденсат большой плотно-

сти с относительно небольшим градиентом плотности в области $r \leq D^*/2 = 14.5\text{ мкм}$ и резкой границей: плотность конденсата уменьшается от 1/2 до 1/10 от ее максимального значения при увеличении r от 14.5 до 16.2 мкм. Из рис. 4 следует, что распределение поляритонов в k -пространстве при этом резко сужается, величина K^* уменьшается до $\approx 0.2\text{ мкм}^{-1}$, что соответствует апертуре когерентного излучателя с $D^* \sim 30\text{ мкм}$.

В отсутствие притока периферийных поляритонов динамика конденсата при $t > t^*$ пс полностью определяется межчастичным взаимодействием в конденсате и постепенным туннелированием поляритонов сквозь береговые зеркала. Можно было бы ожидать, что отталкивательное взаимодействие поляритонов приведет к монотонному расширению конденсата, однако на рис. 2d, f и h наблюдается качественно иное поведение: при $t > t^*$ пс большой градиент $|\psi(r)|^2$ на границе плотной области конденсата сохраняется еще в течение нескольких пикосекунд, при этом диаметр D уменьшается почти линейно со временем $t - t^*$. Такое необычное поведение обусловлено тем, что поляритоны, распространяющиеся из центральной области, эффективно отражаются на границе из-за большого ($\sim 0.5 - 1.3\text{ мкм}^{-1}$) скачка в величине квазиимпульса поляритонов на ступенчатой границе, обусловленного разницей в фиолетовых сдвигах $\alpha|\psi(r)|^2$ в областях $r < D$ и $r > D$. Сглаживание же границы конденсата вследствие оттока поляритонов из приграничной области с большим градиентом $|\psi(r)|^2$ происходит относительно медленно из-за большой скорости этих поляритонов в области $r > D$.

Факт отражения поляритонов, распространяющихся из центральной области, на границе конденсата хорошо виден на рис. 5, на котором представлено распределение в k -пространстве для поляритонов из области $2\text{ мкм} < x < 10\text{ мкм}$ при $t = 23\text{ пс}$: средний квазиимпульс поляритонов в области $x < D/2$ составляет всего 0.08 мкм^{-1} , а доля “отраженных” поляритонов с $k < 0$ превышает 1/3. В это же время квазиимпульс в области $x > D/2$ составляет $\sim 0.7\text{ мкм}^{-1}$. Отражения поляритонов на границе конденсата при $t > 20\text{ пс}$ ведут к сохранению высокой плотности и постепенному сглаживанию $|\psi(x)|^2$ в области $|x| < D/2$. На рис. 3 видно, в частности, что $|\psi(x)|^2 \approx \text{const}$ в области $|x| < 11.5\text{ мкм}$ при $t = 23\text{ пс}$, а при $t = 27\text{ пс}$ $|\psi(x \sim 0)|^2$ даже несколько меньше, чем на границе. Область конденсата с $|\psi_c|^2 \approx \text{const}$ сужается со временем и исчезает совсем при $t = 35\text{ пс}$. Только начиная с этого момента поляритон-поляритонное взаимодействие ведет к

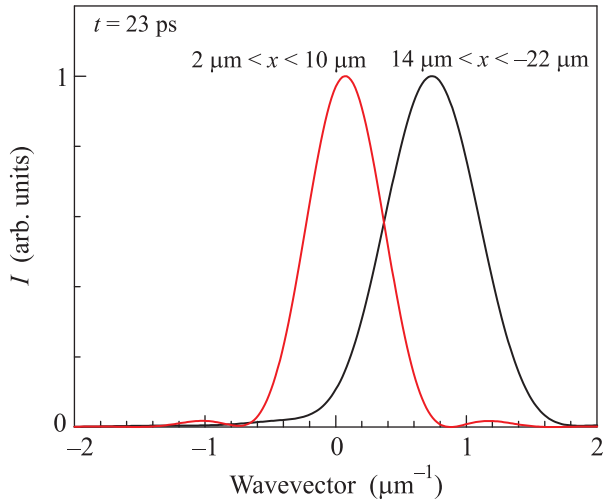


Рис. 5. (Цветной онлайн) Распределения поляритонов по квазиимпульсам в областях $2 < x < 10$ мкм и $14 < x < 22$ мкм в поляритонной системе, возбуждаемой импульсами с энергией квантов $\hbar\omega_0 = E_{LP}(k = 0) + 0.2$ эВ и длительностью 2 пс для $z = -250$ мкм, $P = 0.001$. Кривые нормированы на единицу

ожидаемому в системе с отталкивательным взаимодействием разбеганию поляритонов с большими квазиимпульсами \mathbf{k} , параллельными \mathbf{r} (см. рис. 4). Величина $|k|$ зависит от величины фиолетового сдвига в момент исчезновения области с $|\psi_c|^2 \approx \text{const}$.

Таким образом, моделирование поведения поляритонной системы с использованием уравнений Гросса–Питаевского показывает, что динамическое сжатие поляритонной системы в МР может быть реализовано при возбуждении когерентными лазерными импульсами с большой апертурой при условии, что активная область МР находится до области перетяжки гауссова пучка. Пространственное распределение поляритонов в образующемся конденсате сильно отличается от гауссова: область большой плотности конденсата имеет резкие края и малый градиент плотности вплоть до его границы. Большой скачок квазиимпульса на границе, обусловленный скачком $\alpha|\psi_c|^2$, затрудняет растекание конденсата, несмотря на отталкивательное межчастичное взаимодействие поляритонов. Поэтому дальнейшая динамика образовавшегося конденсата происходит, в основном, за счет оттока частиц с его границы и сопровождается на начальном этапе не увеличением, а уменьшением размера конденсата при сохранении большой плотности в его центре.

Авторы выражают благодарность М.М. Глазову и С.Г. Тиходееву за плодотворные обсуждения. Работа

выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 14-12-01372).

1. C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3314 (1992).
2. A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, and F. P. Laussy, *Microcavities*, Oxford University Press, Oxford (2007).
3. B. Deveaud, *The Physics of Semiconductor Microcavities*, WILEY-VCH, Weinheim (2007).
4. D. Sanvitto and V. Timofeev, *Exciton Polaritons in Microcavities*, Springer-Verlag, Berlin (2012).
5. A. Amo, J. Lefrère, S. Pigeon, C. Adrados, C. Ciuti, I. Carusotto, R. Houdré, E. Giacobino, and A. Bramati, *Nat. Phys.* **5**, 805 (2009).
6. K. G. Lagoudakis, M. Wouters, M. Richard, A. Baas, I. Carusotto, R. André, Le Si Dang, and B. Deveaud-Plédran, *Nat. Phys.* **4**, 706 (2008).
7. A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, S. Höfling, C. Schneider, L. Worschech, and A. Forchel, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 256401 (2010).
8. K. G. Lagoudakis, B. Pietka, M. Wouters, R. André, and B. Deveaud-Plédran, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 120403 (2010).
9. 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).
10. 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, and J. S. Roberts, *Phys. Rev. B* **77**, 115336 (2008).
11. A. A. Demenev, A. A. Shchekin, A. V. Larionov, S. S. Gavrilov, V. D. Kulakovskii, N. A. Gippius, and S. G. Tikhodeev, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 136401 (2008).
12. S. S. Gavrilov, A. S. Brichtkin, A. A. Demenev, A. A. Dorodnyy, S. I. Novikov, V. D. Kulakovskii, S. G. Tikhodeev, and N. A. Gippius, *Phys. Rev. B* **85**, 075319 (2012).
13. S. S. Gavrilov, A. S. Brichtkin, Ya. V. Grishina, C. Schneider, S. Höfling, and V. D. Kulakovskii, *Phys. Rev. B* **92**, 205312 (2015).
14. A. A. Demenev, Ya. V. Grishina, S. I. Novikov, V. D. Kulakovskii, C. Schneider, and S. Höfling, *Phys. Rev. B* **94**, 195302 (2016).
15. В. Д. Кулаковский, Д. Н. Крижановский, А. И. Тартаковский, Н. А. Гиппиус, С. Г. Тиходеев, *УФН* **173**(9), 995 (2003).
16. J. Herrmann and B. Wilhelmi, *Laser fuer ultrakurze lichimpulse: Grundlagen und Anwendungen*, Akademie-Verlag, Berlin (1984) [Й. Херман, Б. Вильгельми, *Лазеры сверхкоротких световых импульсов*, Мир, М. (1986)].