

Динамика пространственной когерентности и распределения поляритонов по импульсам в полупроводниковом микрорезонаторе в режиме бозе-эйнштейновской конденсации

Д. А. Мыльников^{+,*}, В. В. Белых^{+,1)}, Н. Н. Сибельдин^{+,}, В. Д. Кулаковский[×], К. Шнайдер²⁾, С. Хефлинг²⁾,
М. Камп²⁾ А. Форхел²⁾

⁺ Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

^{*} Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия

[×] Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Technische Physik, Physikalisches Institut and Wilhelm Conrad Röntgen Research Center for Complex Material Systems, Universität Würzburg, D-97074 Würzburg, Germany

Поступила в редакцию 10 марта 2015 г.

После переработки 16 марта 2015 г.

Исследованы динамики пространственной когерентности и распределения поляритонов в импульсном пространстве в режиме бозе-эйнштейновской конденсации при нерезонансном возбуждении GaAs микрорезонатора с встроенными квантовыми ямами пикосекундными лазерными импульсами. Показано, что установление когерентности конденсата сопровождается сужением импульсного распределения поляритонов. В то же время при достаточно больших плотностях возбуждения обнаружено существенное качественное различие в динамическом поведении измеренной непосредственно и вычисленной из пространственного распределения когерентности ширины распределения поляритонов по импульсам. Это различие наблюдается на начальном быстром этапе кинетических процессов в поляритонной системе и, по-видимому, связано с сильной пространственной неоднородностью фазы волновой функции конденсата, которая устанавливается значительно медленнее.

DOI: 10.7868/S0370274X15080020

Квазичастицы, отвечающие смешанным экситон-фотонным состояниям, – поляритоны в полупроводниковых микрорезонаторах (МР) с встроенными квантовыми ямами (КЯ) представляют собой уникальную систему для исследования бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК). Вблизи дна нижней дисперсионной кривой МР-поляритоны имеют массу $\sim 10^{-4}$ от массы свободного электрона, что делает возможной их БЭК при высоких температурах вплоть до комнатной [1]. После демонстрации БЭК в CdTe-МР в 2006 г. [2] был исследован ряд интересных эффектов, связанных с этим явлением. Это квантовые вихри [3], сверхтекучесть поляритонного конденсата [4], эффект Джозефсона [5], спиновый эффект Мейсснера [6], поляритонные солитоны [7], оптический спиновый эффект Холла [8]. Совсем недавно был продемонстрирован поляритонный лазер с электрической накачкой, работающий при комнатной температуре [9].

Одним из основных свойств бозе-конденсата является пространственная когерентность, т.е. постоянство фазы его волновой функции на расстояниях, превышающих термическую де Бройлевскую длину волны. Отдельный интерес представляет динамика установления когерентности в процессе формирования конденсата, которая ранее исследовалась в работах [10–12]. В частности, в работе [12] было показано, что в процессе формирования поляритонного конденсата когерентность распространяется с постоянной скоростью $\sim 10^8$ см/с.

В настоящей работе впервые совместно исследованы динамика пространственного распределения когерентности и соответствующая динамика импульсного распределения поляритонов. Обсуждается связь между этими распределениями.

Исследования проводились на структуре, которая представляла собой GaAs микрорезонатор с брэгговскими зеркалами из 32 пар слоев AlAs/Al_{0.13}Ga_{0.87}As для верхнего зеркала и 36 пар для нижнего. В МР было встроено 12 GaAs/AlAs КЯ шириной 7 нм. Расщепление Раби для данного образца составляло

¹⁾ e-mail: belykh@lebedev.ru

²⁾ C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel

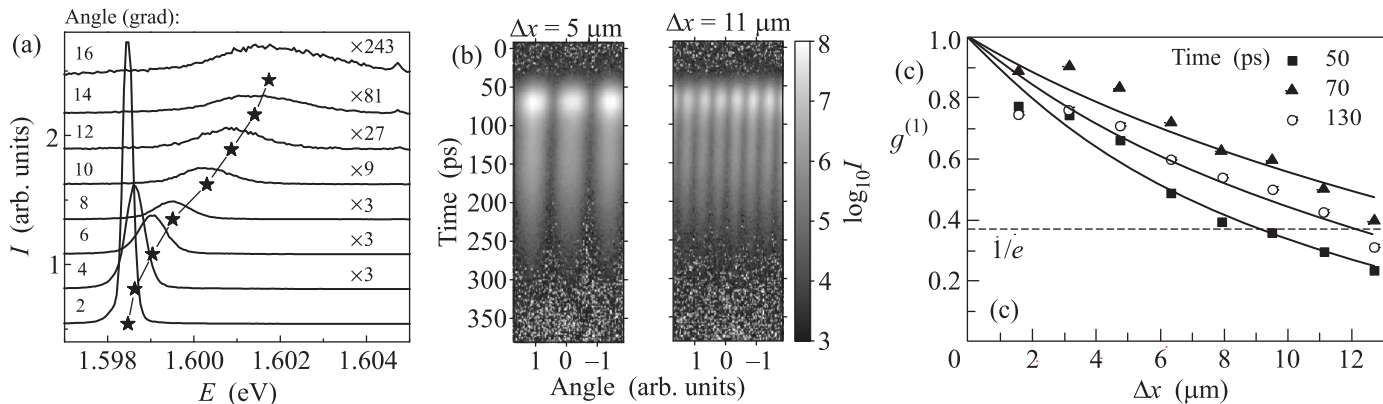


Рис. 1. (a) – Интегральные по времени спектры ФЛ образца при регистрации под различными углами к его нормали. Звездочками обозначены энергетические положения спектральных линий. Мощность накачки $P = 1.2P_0$. (b) – Динамика интерференционной картины при различных расстояниях Δx между выделяемыми областями излучающего пятна. Мощность накачки $3.4P_0$. (c) – Зависимости функции когерентности от расстояния Δx в различные моменты времени (символы) и их аппроксимация экспоненциальными функциями (кривые). Мощность накачки $3.4P_0$

4.5 мэВ, а добротность $Q \approx 7000$. Расстройка между фотонной и экситонной модами составляла около -6 мэВ. Все эксперименты проводились при температуре образца 10 К. Возбуждение образца производилось излучением импульсного Ti-сапфирового лазера, генерировавшего периодическую последовательность импульсов длительностью 2.5 пс с частотой повторения 76 МГц. Возбуждающее излучение фокусировалось в пятно размером 20–30 мкм. Энергия квантов возбуждающего света на 10–20 мэВ превышала энергию, отвечающую минимуму фотонной моды.

Измерение пространственной когерентности проводилось по схеме опыта Юнга с двумя щелями [12, 13]. С помощью двух собирающих линз ($F_1 \approx 1$ см и $F_2 \approx 10$ см) с совмещенными фокальными плоскостями создавалось увеличенное в ≈ 13 раз изображение образца. В плоскость изображения помещалась пластинка с металлическим покрытием и двумя прозрачными щелями. Использовались щели шириной 5 мкм с расстоянием между ними от 20 до 160 мкм. Выбранная пара щелей выделяла два участка изображения пятна. Интерференционная картина излучений этих участков проецировалась с помощью третьей линзы на щель спектрометра, находящегося в нулевом порядке дифракции и сопряженного со стрик-камерой.

При измерении распределения поляритонов в импульсном пространстве (k -пространстве) в описанной выше схеме пластинка со щелями не использовалась. При этом благодаря третьей линзе излучению, вышедшему из МР под определенным углом к нормали к поверхности образца θ , т.е. поляритонам с

волновым вектором $k = (\omega/c) \sin \theta$, отвечала определенная точка на щели спектрометра и, соответственно, стрик-камеры. Временное разрешение системы в описанных ниже экспериментах составляло 10 пс.

Также в экспериментах определялось абсолютное значение полного числа поляритонов N , заселяющих состояния вблизи дна нижней поляритонной ветви (НПВ), посредством измерения мощности излучения, выходящего из образца. Подробно процедура определения N описана в работе [12].

При увеличении мощности накачки выше значения $P_0 \approx 750$ Вт/см² наблюдалось пороговое увеличение интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) под малыми углами к нормали, что говорит о макрозаполнении состояний вблизи дна НПВ. Это иллюстрирует рис. 1а, где изображены спектры ФЛ, зарегистрированные под различными углами при плотности накачки $P = 1.2P_0$. Звездочками отмечены энергетические положения спектральных линий. Зависимость положения этих линий от угла описывает часть дисперсионной кривой, которая соответствует состояниям НПВ в режиме сильной связи.

Выше пороговой плотности накачки при измерениях по схеме опыта Юнга наблюдалась интерференционная картина излучений из областей пятна, вырезанных двумя щелями. Это свидетельствует о возникновении пространственной когерентности и БЭК поляритонов. Динамика интерференционной картины при расстояниях между излучающими областями $\Delta x = 5$ и 11 мкм продемонстрирована на рис. 1б. В этих опытах изображение образца совмещалось со щелями так, чтобы интенсивности света, приходящего от каждой из щелей, были одинаковыми. В та-

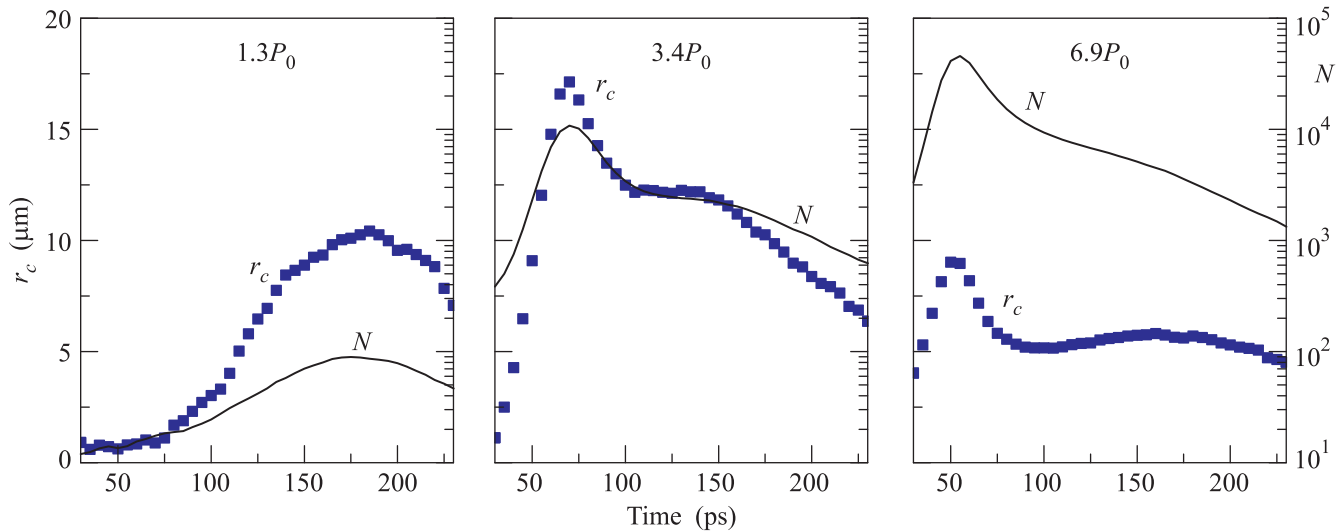


Рис. 2. Кинетики длины когерентности (символы, левая шкала) и полного числа поляритонов вблизи дна НПВ (линии, правая шкала) при различных мощностях накачки

ком случае величина пространственной когерентности $g^{(1)}$ равна видности интерференционной картины, которая вычислялась с помощью преобразования Фурье. Зависимость функции когерентности от расстояния Δx для различных моментов времени после импульса возбуждения приведена на рис. 1с. За длину когерентности r_c принималось расстояние, для которого $g^{(1)}(r_c) = 1/e$. Для вычисления r_c зависимости $g^{(1)}(\Delta x)$ аппроксимировались экспоненциальными функциями, также изображенными на рис. 1с.

На рис. 2 приведены кинетические зависимости длины когерентности r_c и полного числа поляритонов N вблизи дна НПВ. При плотностях возбуждения, незначительно превышающих пороговую для БЭК плотность P_0 , медленное увеличение и затухание N с характерным временем 50 пс сопровождается качественно похожим изменением r_c . При плотностях существенно выше P_0 в кинетике N хорошо видны два этапа: начальный общей продолжительностью около 50 пс и последующий с более медленным затуханием N . На первом (начальном) этапе кинетика длины когерентности следует за кинетикой полного числа поляритонов: при возрастании N длина когерентности растет, а при убывании – спадает. Характерный максимум в кинетике r_c достигается одновременно с максимумом числа поляритонов. На втором этапе динамика r_c резко меняется. В кинетике r_c появляется плато – промежуток времени, в течение которого r_c практически не убывает. Длительность этого участка достигает 100 пс при $P = 6.9P_0$. На больших временах r_c убывает вместе с N , которое уменьшается с характерным временем 60 пс. При

увеличении мощности накачки максимальное значение r_c , достигаемое в процессе формирования конденсата, вначале возрастает, затем проходит через максимум при $P = 2.3P_0$, а при большей мощности убывает. Отметим, что максимальное значение r_c практически равно размеру излучающего пятна. Это означает, что конденсат заполнил всю область пятна возбуждения. Убывание r_c при больших P может быть связано как с возрастанием энергии межчастичного взаимодействия в конденсате [12], так и с увеличением перегрева экситонного резервуара [14].

Распространение когерентности и образование конденсата сопровождаются сужением распределения поляритонов по импульсам. Это иллюстрирует рис. 3а, на котором отражена динамика импульсного распределения поляритонов при плотностях возбуждения $1.3P_0$ и $3.4P_0$. На рис. 3б закрытыми символами изображены кинетики обратной ширины (полной ширины на половине высоты) импульсного распределения $1/\Delta k$ для трех различных плотностей возбуждения. В равновесном идеальном бозе-газе импульсное распределение числа поляритонов $f(k)$ и пространственное распределение когерентности $g^{(1)}(\Delta x)$ связаны преобразованием Фурье [13], откуда можно получить соотношение между r_c и Δk . Для классического двумерного газа бозонов ниже порога БЭК $f(k) \sim \exp(-k^2/2mT)$, $g^{(1)}(\Delta x) = \exp(-mT\Delta x^2/2)$ и, соответственно, $r_c\Delta k = 3.3$, а выше порога БЭК $f(k) \sim 1/[\exp(k^2/2mT - \mu/T) - 1] \approx 1/(k^2/2mT - \mu/T)$, $g^{(1)}(\Delta x) \sim \exp(-\Delta x\sqrt{2m|\mu|})$ и, соответственно, $r_c\Delta k \approx 2$. Однако произведение r_c и Δk , измеренных экспериментально, оказывается существен-

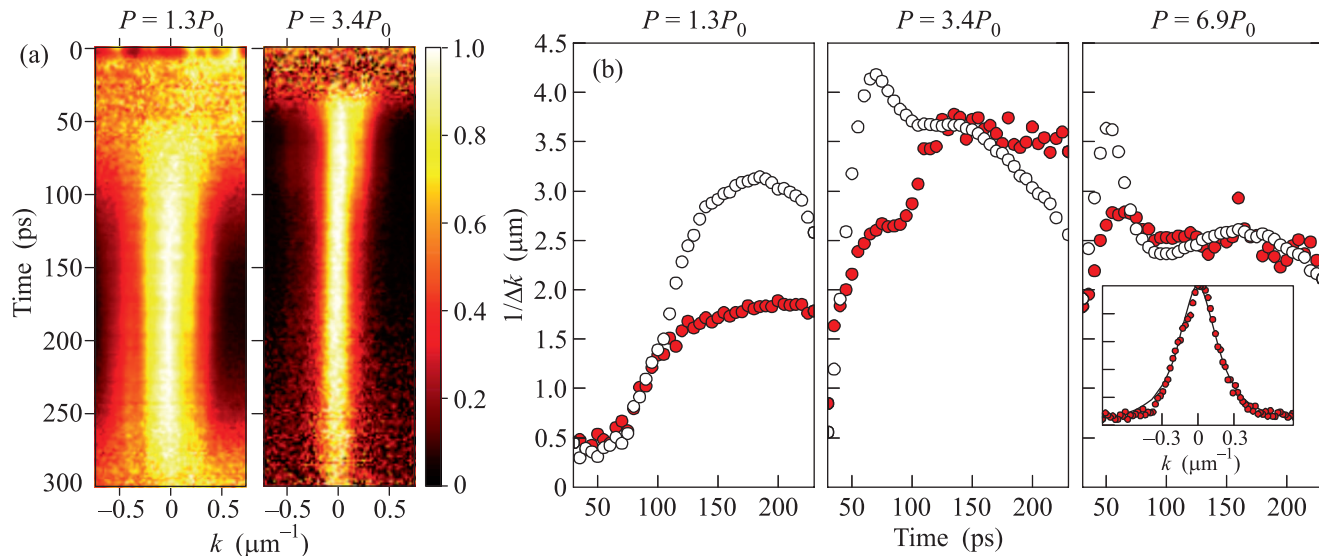


Рис. 3. (а) – Кинетика распределения поляритонов в k -пространстве при двух мощностях накачки: $P = 1.3P_0$ и $3.4P_0$. Распределение нормировано на максимум интенсивности для каждого момента времени. (б) – Кинетика обратной ширины распределения поляритонов в k -пространстве, измеренного экспериментально (закрытые символы) и вычисленного из функции когерентности по формуле (1) (открытые символы). На вставке изображена функция $I(k)$, измеренная (точки) и вычисленная (линия) при $P = 6.9P_0$ и $t = 150$ пс

но больше 3.3 в момент наибольшей поляритонной плотности и уменьшается вплоть до 2 (для $6.9P_0$) на медленном участке кинетики конденсата. Это, по-видимому, связано с сильной неравновесностью и неоднородностью рассматриваемой системы, а также с неидеальностью поляритонного газа.

В общем случае соотношение между распределением поляритонов по импульсам и пространственным распределением когерентности зависит от размера системы и пространственного распределения фазы $\varphi(x)$ конденсата. Зависимость интенсивности излучения в зоне дальнего поля от волнового вектора k , т.е. импульсное распределение поляритонов (в пренебрежении слабым изменением коэффициента Хопфилда фотона вблизи дна НПВ), определяется интерференцией электрических полей, соответствующих различным точкам конденсата, и дается формулой:

$$I(k) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x_1)E(x_2)g^{(1)}(|x_2 - x_1|) \times \exp[ik(x_2 - x_1) + i\varphi(x_2) - i\varphi(x_1)] dx_1 dx_2. \quad (1)$$

Эта формула получается после суммирования амплитуд электрического поля $E(x)$ вдоль пятна ФЛ и усреднения по времени. Отметим, что в общем случае нужно рассматривать интеграл по двум измерениям, x и y . Можно, однако, показать, что в случае, когда функция $E(x, y)$ допускает разделение переменных (например, гауссово распределение), этот

интеграл сводится к формуле (1), где под $g^{(1)}$ подразумевается когерентность, измеряемая в эксперименте с двумя щелями. Формулу (1) также можно использовать для вычисления распределения интенсивности в эксперименте с двумя бесконечно узкими щелями, находящимися на расстоянии Δx друг от друга, подставив в нее следующее распределение амплитуды поля: $E(x) = E(\Delta x/2)[\delta(x - \Delta x/2) + \delta(x + \Delta x/2)]$.

Мы вычислили распределение $I(k)$ в различные моменты времени в предположении, что функция пространственной когерентности имеет вид $g^{(1)}(x) = \exp(-x/r_c)$ с экспериментально определенными значениями r_c , что фаза распределена однородно, т.е. $\varphi(x) = \text{const}$, а распределение амплитуды электрического поля конденсата в пространстве описывается функцией Гаусса $\exp(-x^2/L^2)$. Размер L области образца, занимаемой конденсатом, определялся посредством измерения размера увеличенного изображения конденсата. Он составлял 12, 14 и 20 мкм для $P = 1.3P_0$, $3.4P_0$ и $6.9P_0$ соответственно. Рассчитанное и измеренное распределения $I(k)$ в момент времени $t = 150$ пс при $P = 6.9P_0$ приведены на вставке к рис. 3б. Открытыми символами на рис. 3б изображены кинетические зависимости величины $1/\Delta k$ для вычисленных распределений $I(k)$. Как и следовало ожидать, рассчитанные зависимости $1/\Delta k$ во многом воспроизводят кинетики r_c (рис. 2). Однако имеются и существенные различия

между измеренными и рассчитанными кинетическими зависимостями $1/\Delta k$ (рис. 3b).

При небольшой плотности возбуждения, равной $1.3P_0$, рассчитанная и наблюдаемая кинетики $1/\Delta k$ схожи. Однако вычисленные значения этой величины превышают измеренные почти вдвое. При большей плотности возбуждения возникают значительные расхождения в характерах измеренных и рассчитанных зависимостей. Измеренная при $P = 3.4P_0$ зависимость $1/\Delta k$ на первом (быстром) этапе кинетики демонстрирует непродолжительное плато, сменяющееся резким возрастанием перед выходом на более длинное плато на втором (медленном) этапе кинетики. В то же время вычисленные зависимости $1/\Delta k$ имеют резкий максимум на быстром этапе кинетики, а затем после резкого спада выходят на плато на медленном этапе (см. рис. 3b для $P = 3.4P_0$ и $6.9P_0$). Различия в характере затухания $1/\Delta k$ при $t > 200$ пс, возможно, связаны с экспериментальной погрешностью вследствие малости интенсивности ФЛ на этом временном участке.

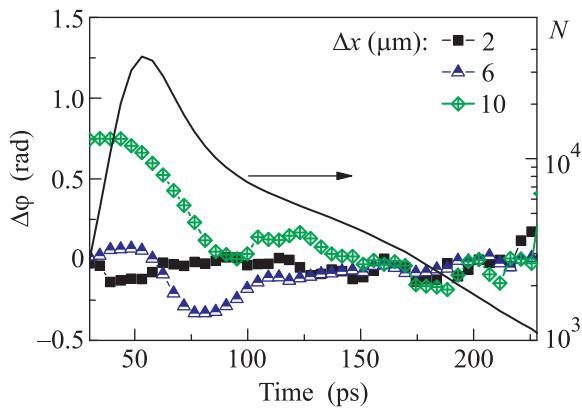


Рис. 4. Кинетические зависимости разности фаз $\Delta\varphi$ между областями конденсата, выделяемыми двумя щелями (левая шкала, символы), для различных расстояний Δx и числа поляритонов N вблизи дна НПВ (правая шкала, линия). Разность фаз отсчитывается от значения в момент времени 230 пс. Мощность возбуждения $P = 6.9P_0$

Расхождения в значениях $1/\Delta k$, измеренных непосредственно и вычисленных исходя из экспериментальной зависимости $g^{(1)}(x)$, на быстром этапе кинетики, по-видимому, связаны с сильной пространственной неоднородностью фазы волновой функции конденсата на этом временном интервале, которая не учитывалась в расчетах. Эта неоднородность создает разность фаз $\Delta\varphi$ между участками конденсата, выделяемыми двумя щелями, что приводит к сдвигу интерференционной картины

при измерении $g^{(1)}(x)$, не влияя на ее видность. С другой стороны, неоднородность фазы существенно уширяет распределение $I(k)$. В этом легко убедиться с помощью формулы (1), введя, например, линейное изменение фазы: $\varphi(x) \sim x$. Данное предположение подтверждает рис. 4, где изображены кинетические зависимости разности фаз $\Delta\varphi$ между областями конденсата, выделяемыми двумя щелями. Величина $\Delta\varphi$ определялась по сдвигу интерференционной картины. На быстром этапе кинетики $\Delta\varphi$ претерпевает значительные изменения, тем большие, чем больше расстояние между областями конденсата Δx . Это говорит о сильной пространственной неоднородности фазы. При переходе к медленному этапу кинетики вариации $\Delta\varphi$ значительно уменьшаются и происходит установление стационарного распределения фазы.

Первопричиной пространственной неоднородности фазы может являться неоднородность потенциальной энергии поляритонов в плоскости МР, которая способна приводить к образованию топологических дефектов конденсата: квантовых вихрей [3] и темных солитонов [15]. Фаза вокруг центра этих топологических дефектов изменяется на 2π , а их размер определяется длиной залечивания (*healing length*) $\xi = \hbar/\sqrt{2m\alpha N/S}$ [15], где m – эффективная масса поляритонов, α – константа поляритон-поляритонного взаимодействия, S – площадь конденсата. Таким образом, ξ определяет характерный масштаб длины, на котором фаза изменяется на $\sim \pi$. Подставляя численные значения $m = 5 \cdot 10^{-32}$ г, $\alpha = 10^{-12}$ мэВ·см², $S = 10^{-6}$ см², получим, что для $P = 3.4P_0$ вблизи максимума интенсивности, когда $N \sim 10^4$, $\xi = 8$ мкм, что значительно меньше размера области, занимаемой конденсатом ($L = 14$ мкм). В этом случае неоднородность фазы, связанная с возникновением топологических дефектов, может существенно уширить импульсное распределение поляритонов. На медленном этапе кинетики $N \sim 2000$ и $\xi = 18$ мкм. В результате неоднородность фазы вносит значительно меньший вклад в увеличение Δk .

Отметим, что при большой плотности возбуждения зарождение конденсата может происходить сразу в нескольких областях МР. Это также может послужить причиной начальной неоднородности фазы. Действительно, фазы в таких областях вначале являются независимыми и выравниваются по мере формирования конденсата.

Итак, в работе впервые совместно измерены динамические характеристики пространственной когерентности и распределения поляритонов по импульсам в режиме бозе-конденсации поляритонов в GaAs

микрорезонаторе с встроенными квантовыми ямами. Показано, что при достаточно больших плотностях нерезонансного фотовозбуждения пикосекундными импульсами динамика числа поляритонов в конденсате характеризуется двумя этапами. На начальном быстром этапе происходят резкое увеличение и последующее уменьшение длины когерентности вслед за соответствующими изменениями числа поляритонов, заселяющих состояния вблизи дна нижней поляритонной ветви. При этом распределение поляритонов по импульсам демонстрирует монотонное сужение, которое прекращается лишь на медленном этапе кинетики числа частиц в конденсате. Обнаруженное различие в характере динамик пространственной когерентности и распределения поляритонов по импульсам на быстром этапе кинетики конденсата, по-видимому, связано с пространственно неоднородным распределением фазы его волновой функции на этом временном масштабе, которая устанавливается (сглаживается) заметно медленнее.

Мы глубоко признательны С.С. Гаврилову, Н.А. Гишпиусу и С.И. Новикову за ценные советы и полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 12-02-33091, 13-02-12197, 14-02-01073) и программ Президиума РАН. В.В.Б. был частично поддержан стипендией президента РФ.

1. A. Imamoglu, R. J. Ram, S. Pau, and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. A* **53**, 4250 (1996).
2. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J. M. J. Keeling, F. M. Marchetti, M. H. Szymańska, R. André, J. L. Staehli, V. Savona, P. B. Littlewood, B. Deveaud, and Le Si Dang, *Nature* **443**, 409 (2006).
3. 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).
4. A. Amo, J. Lefrère, S. Pigeon, C. Adrados, C. Ciuti, I. Carusotto, R. Houdré, E. Giacobino, and A. Bramati, *Nat. Phys.* **5**, 805 (2009).
5. K. G. Lagoudakis, B. Pietka, M. Wouters, R. André, and B. Deveaud-Plédran, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 120403 (2010).
6. A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, S. Höfling, C. Schneider, L. Worschech, and A. Forchel, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 256401 (2010).
7. M. Sich, D. N. Krizhanovskii, M. S. Skolnick, A. V. Gorbach, R. Hartley, D. V. Skryabin, E. A. Cerda-Méndez, K. Biermann, R. Hey, and P. V. Santos, *Nat. Photon.* **6**, 50 (2012).
8. E. Kammann, T. C. H. Liew, H. Ohadi, P. Cilibizzi, P. Tsotsis, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, A. V. Kavokin, and P. G. Lagoudakis, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 036404 (2012).
9. P. Bhattacharya, T. Frost, S. Deshpande, M. Z. Baten, A. Hazari, and A. Das, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 236802 (2014).
10. G. Nardin, K. G. Lagoudakis, M. Wouters, M. Richard, A. Baas, R. André, Le Si Dang, B. Pietka, and B. Deveaud-Plédran, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 256402 (2009).
11. H. Ohadi, E. Kammann, T. C. H. Liew, K. G. Lagoudakis, A. V. Kavokin, and P. G. Lagoudakis, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 016404 (2012).
12. V. V. Belykh, N. N. Sibeldin, V. D. Kulakovskii, M. M. Glazov, M. A. Semina, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, and A. Forchel, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 137402 (2013).
13. H. Deng, G. S. Solomon, R. Hey, K. H. Ploog, and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 126403 (2007).
14. V. V. Belykh and D. N. Sob'yanin, *Phys. Rev. B* **89**, 245312 (2014).
15. A. A. Demenev, S. S. Gavrilov, A. S. Brichkin, A. V. Larionov, and V. D. Kulakovskii, *JETP Lett.* **100**, 523 (2014).