

Динамика когерентности экситон-поляритонной системы в GaAs-микрорезонаторах при импульсном резонансном фотовозбуждении

© В.Д. Кулаковский^{1,2}, А.А. Деменев¹

¹ Институт физики твердого тела Российской академии наук, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

² Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, 101000 Москва, Россия

E-mail: kulakovs@issp.ac.ru

Поступила в Редакцию 24 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2019 г.

Принята к публикации 29 апреля 2019 г.

Найдено, что экситон-поляритонные системы в полупроводниковых микрорезонаторах на GaAs, возбуждаемые резонансно когерентными пикосекундными лазерными импульсами, наследуют высокую когерентность лазерного луча и сохраняют ее в течение времени жизни (> 100 пс), при этом время формирования когерентности в системах, возбуждаемых резонансно некогерентными импульсами без возбуждения экситонного резервуара, превышает 200 пс.

Ключевые слова: экситонные поляритоны, бозе-конденсат, пространственная когерентность.

DOI: 10.21883/FTP.2019.10.48287.33

1. Введение

Квазидвумерные экситонные поляритоны в микрорезонаторах (МР) формируются из экситонов и фотонов в условиях их сильного взаимодействия. Большой интерес к ним обусловлен несколькими причинами: высокой температурой бозе-конденсации вследствие очень малой эффективной массы поляритонов, возможностью контроля величины поляритон-поляритонного взаимодействия и возможностью формирования неравновесных макроскопически когерентных состояний, переходами между которыми можно управлять на масштабах микрометров и пикосекунд [1–5].

Большинство исследований поляритонных конденсатов проводится в условиях межзонного возбуждения, приводящего к образованию плотного экситонного резервуара в квантовых ямах. Поляритоны появляются благодаря рассеянию экситонов на нижнюю поляритонную ветвь. Конденсация поляритонов происходит при плотностях возбуждения выше критической. В недавних исследованиях поляритонных конденсатов было найдено, что в них, как и в классических бозе-эйнштейновских конденсатах, имеют место такие явления, как сверхтекучесть, квантованные вихри [6], тушение зеемановского расщепления [7], эффект Джозефсона [8] и другие. Однако наряду с этим поляритонные конденсаты имеют ряд особенностей, связанных в основном с конечным временем жизни поляритонов и их взаимодействием с экситонным резервуаром, формирующимся при межзонном возбуждении. Так, в исследованиях пространственной когерентности в поляритонных конденсатах при нерезонансном возбуждении было найдено, что она расширяется со скоростью $\sim 10^8$ см/с [9], т.е. на много

порядков быстрее, чем в газе ультрахолодных атомов, в то же время длина когерентности не превышает нескольких десятков мкм. Основными причинами нарушения когерентности конденсата, кроме ограниченного времени жизни поляритонов τ_{LP} , являются потенциальный беспорядок и взаимодействие с экситонным резервуаром [10,11]. Поэтому большой интерес представляет исследование „чистой“ поляритонной системы в отсутствие экситонного резервуара.

Возбуждение поляритонной системы без заполнения экситонного резервуара возможно при резонансном возбуждении поляритонов ниже энергии экситона E_X . При этом возможны два крайних режима: квазистационарное фотовозбуждение импульсами длительностью $t_p \gg \tau_{LP}$ и возбуждение короткими импульсами с $t_p \ll \tau_{LP}$. В первом случае свойства конденсата контролируются возбуждающим светом. При резонансном возбуждении по нормали ($k = 0$) на энергии $\hbar\omega > E_{LP}$ поляритонная система проявляет мультистабильное поведение [12–15], обусловленное обратной связью в конденсате со спин-анизотропным поляритон-поляритонным взаимодействием между амплитудой и эффективной резонансной частотой поля в МР [16,17]. Переключения между стационарными состояниями приводят к таким явлениям, как оптические параметрические осцилляции [18,19], поляритонные солитоны [20–22] спиновые кольца [13,23] и т.д. Во втором случае резонансное возбуждение приводит к образованию поляритонной системы, которая наследует поляризационные и когерентные свойства возбуждающего лазерного луча, а ее дальнейшая динамика определяется временем жизни поляритонов, их межчастичным взаимодействием, а также взаимодействием с фононами и флуктуациями потенциала.

В этой работе обсуждается динамика когерентных свойств поляритонных систем в GaAs-MP в отсутствие экситонного резервуара, реализуемых при резонансном возбуждении пикосекундными лазерными импульсами ниже энергии экситонного уровня. Рассматриваются случаи возбуждения поляритонной системы на нижнем и верхнем подуровнях нижней поляритонной ветки когерентными гауссовыми импульсами с малой и большой апертурами, а также некогерентными гауссовыми импульсами с большой апертурой.

2. Образцы и экспериментальная методика

Исследованы 2 структуры MP, выращенные на подложке GaAs: микрорезонатор 2λ -AlAs/GaAs (MP1) с 4 наборами из 3 квантовых ям $\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$ толщиной 10 нм и микрорезонатор $\lambda/2$ -AlAs/AlGaAs (MP2) с 4 квантовыми ямами GaAs толщиной 7 нм. Большое количество пар AlAs/GaAs в зеркалах Брэгга обеспечивало добротность $Q > 10^4$. Расщепление Раби составляло 7.5 мэВ в MP1 и 10.5 мэВ в MP2. В MP2 основное состояние поляритонов было расщеплено на две моды с ортогональными линейными поляризациями π_x и π_y из-за анизотропии напряжений в плоскости MP, величина расщепления 80 мкэВ.

Поляритоны возбуждались резонансно с помощью Ti-сапфирового лазера, генерирующего периодические импульсы длительностью 1.5–2.5 пс с частотой $f = 80$ МГц, по нормали к плоскости MP. Генерация поляритонов осуществлялась как в узком диапазоне планарных волновых векторов ($|k| < 0.2 \text{ мкм}^{-1}$), так и в широком ($|k| > 0.2 \text{ мкм}^{-1}$). В последнем случае возбуждение осуществлялось сходящимся гауссовым лазерным лучом с большой апертурой ($\sim 26^\circ$), а большой диаметр возбужденного пятна достигался путем помещения образца на расстоянии ~ 100 мкм перед фокусом гауссова пучка. Лазерные импульсы генерировали систему поляритонов выше дна поляритонной ветки $E_{\text{LP}}(k=0)$ на 0.2–0.7 мэВ, что на несколько мэВ ниже энергии экситона E_X и достаточно для того, чтобы избежать возбуждения экситонного резервуара.

Образцы находились при гелиевой температуре в оптическом криостате, позволяющем исследовать распределение поляритонов с высоким пространственным (~ 1.5 мкм) и угловым ($\sim 1^\circ$) разрешениями. Эксперименты проводились при температуре $T = 2$ К. Сигнал детектировался с помощью стрик-камеры с временным разрешением 3 пс.

Пространственная корреляционная функция 1-го порядка $g^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t_1 - t_2 = 0)$ находилась из анализа интерференции излучения поляритонов из разных точек на образце. Эти измерения дают прямую информацию о пространственной когерентности поляритонов, поскольку амплитуда и фаза электрического поля излучения из

MP наследует амплитуду и фазу волновой функции поляритонов. Временная эволюция интерферограмм измерялась с использованием интерферометра Майкельсона в режиме, обеспечивающем наложение прямого и зеркального изображений с временным разрешением 3 пс.

3. Затухание когерентности экситон-поляритонных систем, возбуждаемых резонансно когерентными пикосекундными импульсами

3.1. Поляритонные системы, возбуждаемые по нормали к плоскости микрорезонатора на основном поляритонном подуровне

Наиболее простую динамику показывают поляритонные системы, возбуждаемые импульсами с $t_p \ll \tau_{\text{LP}}$ по нормали к плоскости MP. Нами была исследована динамика такой системы в высокочастотном MP2 с временем жизни поляритонов 19 пс и расщепленным нижним поляритонным уровнем на два подуровня с ортогональной линейной поляризацией. Для возбуждения были использованы когерентные импульсы света с длительностью 1.5 пс $\ll \tau_{\text{LP}}$. Конденсат возбуждался по нормали к плоскости MP импульсами с π_y -поляризацией, совпадающей с поляризацией нижнего подуровня экситонных поляритонов на энергии $\hbar\omega_p = E_{\text{LP}}(k=0) + 0.3$ мэВ в пятне диаметром $d = 40$ мкм импульсами с энергией 0.12 нДж/импульс при 8 К.

Времяразрешенные поляризационные измерения спектров излучения конденсата показали, что поляритонная система наследует линейную поляризацию возбуждающего импульса. Во время затухания поляритонная система постепенно расширялась из-за отталкивательного межчастичного взаимодействия с сохранением линейной поляризации. Степень деполяризации не превышала 10% в течение 60 пс.

На рис. 1 показаны временная эволюция интерферограмм прямого и зеркального изображений излучения поляритонного конденсата, зарегистрированных с использованием интерферометра Майкельсона из областей с малыми (рис. 1, *a*) и большими (рис. 1, *b*) флуктуациями E_{LP} . Из рис. 1, *a* следует, что видность интерференционной картины в конденсате, возбуждаемом в области малых флуктуаций потенциала, почти не изменяется в течение 60 пс, когда интенсивность излучения и, следовательно, плотность конденсата уменьшаются на 2 порядка. Найденные величины корреляционной функции $g^{(1)}(x, -x)$ при $x < D/2$ из видности интерференционных полос излучения достигают ~ 0.7 , что близко к измеренному для возбуждаемого лазерного луча ($g^{(1)} = 0.8$) и к предельному значению величины $g^{(1)} = 0.87$ в интерферограммах с периодом осцилляций 7.5 мкм, записанных с пространственным разрешением 2 мкм.

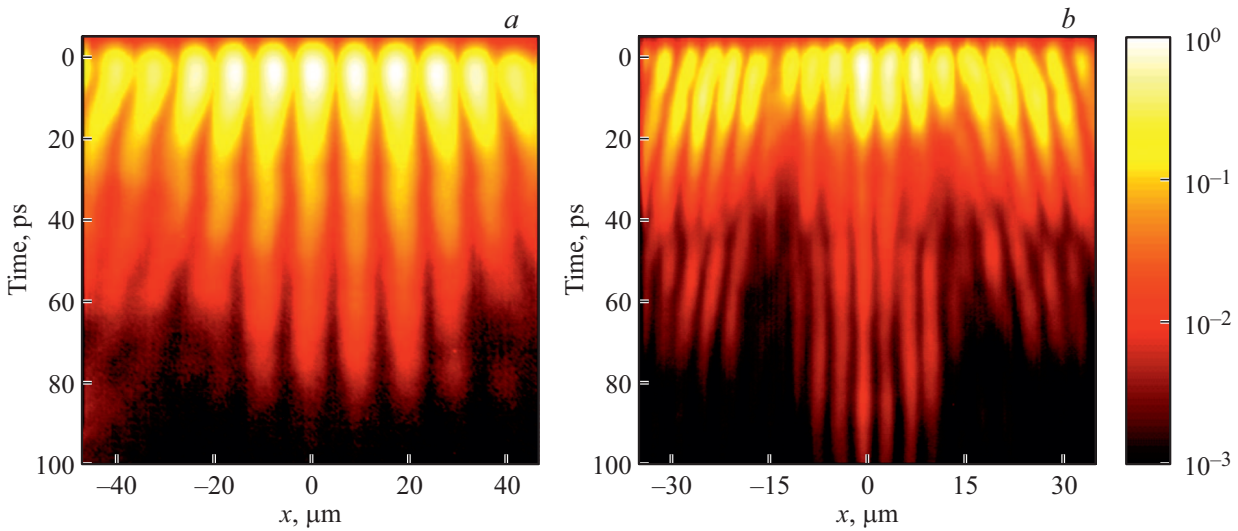


Рис. 1. Временная эволюция интерферограмм прямого и зеркального изображений излучения поляритонного конденсата в основном состоянии в МР2 из областей с малыми (а) и большими (b) флуктуациями энергии поляритона, измеренные в области отрицательной расстройки $E_c - E_x = -6.5$ мэВ и возбуждении на энергии $\hbar\omega_p = E_{LP}(k=0) + 0.3$ мэВ импульсами с энергией $P \approx 0.12$ нДж/импульс в пятне диаметром $d = 40$ мкм.

Из сравнения интерференционных картин на рис. 1, а и b видно, что в области с большими флуктуациями высокая когерентность также сохраняется в течение 50–60 пс, даже несмотря на то, что уже при $t \approx 40$ пс происходит разбиение конденсата по локальным минимумам потенциала. Из рис. 1, b следует, что когерентность между конденсатами сохраняется в потенциальных ямах на расстоянии $\sim (30-40)$ мкм. Найденная длина когерентности в конденсатах в областях с разными величинами флуктуаций потенциала в несколько раз больше, чем длина когерентности в конденсатах, формирующихся при межзонном возбуждении [10,11]. Сохранение когерентности в резонансно возбужденном конденсате поляритонов свидетельствует в пользу выводов работ [10,11] о том, что основной причиной нарушения пространственной когерентности в конденсатах при межзонном возбуждении является его взаимодействие с экситонным резервуаром.

3.2. Поляритонные системы, возбуждаемые по нормали к плоскости микрорезонатора на верхнем подуровне нижней поляритонной ветви

Для возбуждения поляритонной системы на верхнем подуровне поляритонной ветви были использованы когерентные лазерные импульсы с линейной поляризацией π_x . На рис. 2 приведены временные зависимости суммарной интенсивности излучения поляритонов, возбужденных импульсами при нормальном падении луча с малой апертурой ($< 2^\circ$) и $\hbar\omega_p = E_{LP}(k=0) + 0.7$ мэВ, записанные при энергии накачки ~ 0.2 нДж/импульс с разрешением 3 пс, а также зависимости от времени степеней циркулярной (ρ_c), линейных ($\rho_{x,y}$ и $\rho_{x\pm y}$)

поляризаций излучения и его полной поляризации, $\rho_\Sigma = (\rho_{x,y}^2 + \rho_{x\pm y}^2 + \rho_c^2)^{1/2}$.

Из рис. 2 видно, что, как и следовало ожидать, возбуждаемый конденсат наследует поляризацию лазерных импульсов, однако это его поляризационное состояние оказывается неустойчивым: уже при $t \approx 11$ пс $\rho_{x,y}$ уменьшается до нуля. При этом конденсат не переходит в какое-либо определенное стационарное спинорное состояние. Видно, что он переходит в режим джозефсо-

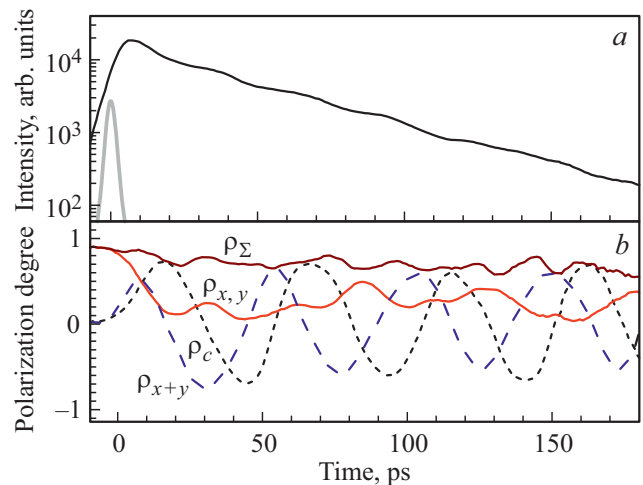


Рис. 2. Временные зависимости суммарной интенсивности излучения поляритонов, записанные с разрешением 3 пс при энергии накачки ~ 0.2 нДж/импульс, возбуждении π_x -поляризованными импульсами при нормальном падении луча с малой апертурой ($< 2^\circ$) и $\hbar\omega_p = E_{LP}(k=0) + 0.7$ мэВ (a) и зависимости от времени циркулярной (ρ_c), линейных ($\rho_{x,y}$ и $\rho_{x\pm y}$) поляризаций, а также полной поляризации излучения (ρ_Σ) (b).

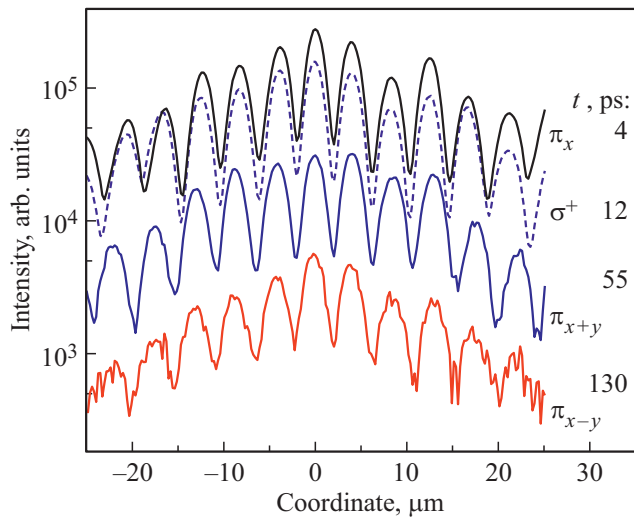


Рис. 3. Эволюция интерферограмм прямого и зеркального изображений излучения поляритонного конденсата на верхнем подуровне в MP2. Поляризации поляритонов и времена задержки указаны.

новских осцилляций с ярко выраженными осцилляциями в двух диагональных линейных ($\pi_{x\pm y}$) и в двух круговых (σ^\pm) поляризациях. Период осцилляций в обеих поляризациях $T = (47 \pm 1)$ пс соответствует величине расщепления δ_1 уровней π_x и π_y . $T = h/\delta_1 = 80$ мкэВ в MP2.

Из рис. 2 также следует, что степень полной поляризации конденсата ρ_Σ изменяется со временем очень слабо. Относительно небольшая потеря полной поляризации конденсата при наличии сильных осцилляций степеней циркулярной и линейных поляризаций свидетельствует о малости некогерентных процессов в конденсате.

Сохранение пространственной когерентности в затухающей спинорной поляритонной системе подтверждается и в измерениях корреляционной функции 1-го порядка излучения конденсата. Интерферограммы прямого и зеркального изображений излучения поляритонного конденсата, записанные в моменты времени, когда конденсат имеет соответственно линейные π_x , $\pi_{x\pm y}$ и циркулярную σ поляризации показаны на рис. 3.

Из рис. 3 видно, что поляризационная неустойчивость не приводит к нарушению видности интерференционной картины излучения поляритонов и, следовательно, когерентности поляритонного конденсата. Величины $g^{(1)}$ в возбужденном пятне, найденные из интерферограмм, остаются выше 0.5 в течение ~ 130 пс, когда плотность поляритонов уменьшается в ~ 30 раз, а ρ_c и $\rho_{x\pm y}$ имеют 2 периода осцилляций. Таким образом, можно сделать вывод о том, что некогерентное рассеяние поляритонов на фонах и неоднородностях потенциала в поляритонном конденсате, возбуждаемом в $k = 0$ на верхнем подуровне поляритонной ветви, так же как и на нижнем, крайне мало.

3.3. Поляритонные системы, возбуждаемые резонансно когерентным гауссовым пучком в широкой области квазиимпульсов

Рассмотрим теперь динамику когерентности в поляритонной системе, резонансно возбуждаемой когерентным гауссовым пучком в широкой области $k < 1.7 \text{ мкм}^{-1}$. Для этой цели был использован сходящийся линейно поляризованный пикосекундный импульс со спектральной шириной ~ 1.5 мэВ с большой апертурой. Большой диаметр возбужденного пятна был реализован путем помещения образца на расстоянии 110 мкм перед фокусом. Измерения проводились в MP1 с двукратно вырожденным поляритонным состоянием. Возбуждение осуществлялось на энергии $E_{LP}(k=0) + 0.3$ мэВ широкоапертурным пучком. Поляритоны наследуют планарный квазиимпульс возбуждающего сходящегося луча, их квазиимпульсы направлены к центру, поэтому на первом этапе наблюдается резкое сужение поляритонной системы в координатном пространстве, сопровождающееся торможением поляритонов из-за отталкивательного поляритон-поляритонного взаимодействия и формированием конденсатного состояния на дне поляритонной ветви, а затем его разлетом [24].

Эволюция интерферограмм прямого и зеркального изображений пространственного распределения излучения поляритонов, возбужденных когерентным светом в широком диапазоне энергий, показана на рис. 4. Из рис. 4 следует, что видность интерференционных полос в интерферограммах излучения поляритонов в системе с широким набором квазиимпульсов и энер-

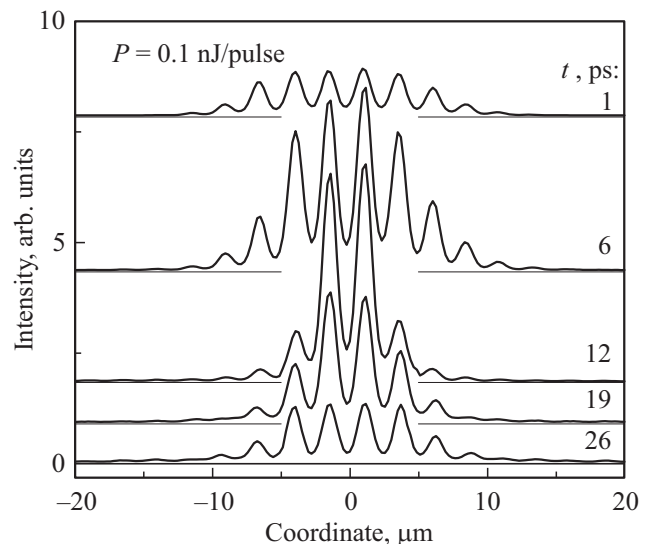


Рис. 4. Временная эволюция интерферограмм прямого и зеркального изображений поляритонной системы, возбуждаемой в MP1 широкоапертурным сходящимся когерентным гауссовым пучком по нормали к плоскости MP. MP находится на расстоянии 110 мкм перед фокальной плоскостью. Времена задержки указаны.

гий поляритонов практически не изменяется как во время динамического сужения поляритонной системы в течение первых ~ 10 пс, так и при последующем ее расширении вследствие отталкивательного поляритон-поляритонного взаимодействия.

Таким образом, некогерентное рассеяние поляритонов на фонах в полупроводниковых МР при гелиевых температурах крайне неэффективно даже не только в конденсатном состоянии на дне поляритонной ветви, но и в случае их распределения в широком диапазоне квазиимпульсов. В обоих случаях динамика поляритонной системы практически полностью определяется межчастичным поляритон-поляритонным взаимодействием, которое не нарушает ее когерентность.

3.4. Поляритонные системы, возбуждаемые некогерентными лазерными импульсами

Вследствие неэффективности некогерентного поляритон-фононного рассеяния следует ожидать, что установление когерентности в некогерентной поляритонной системе будет происходить очень медленно. Для проверки этого предположения нами было реализовано резонансное возбуждение поляритонной системы с помощью некогерентных импульсов длительностью 2 пс.

Возбуждение осуществлялось в МР1 сходящимся гауссовым лазерным лучом с большой апертурой ($\sim 26^\circ$) по нормали к плоскости МР. Благодаря большой спектральной полуширине пикосекундных импульсов поляритоны возбуждались в широкой области $k < 1.7 \text{ мкм}^{-1}$. Некогерентный свет формировался путем пропускания лазерного луча через матовую кварцевую пластинку. Поляритоны возбуждались при темпе-

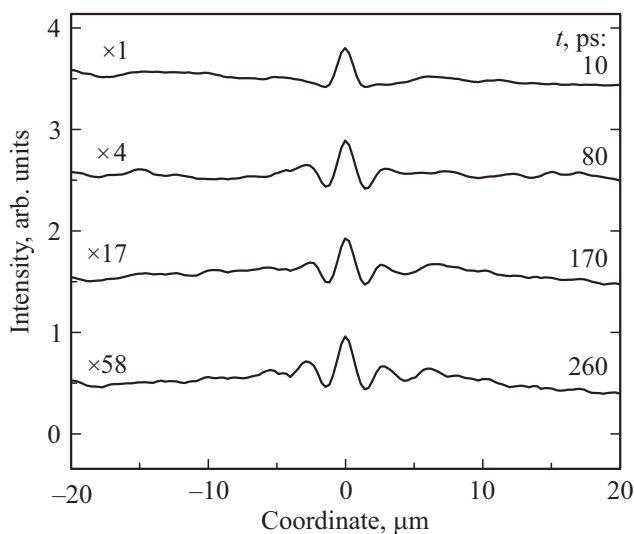


Рис. 5. Временная эволюция интерферограмм прямого и зеркального изображений поляритонной системы, возбуждаемой резонансно в МР1 широкоапертурным сходящимся некогерентным гауссовым пучком по нормали к плоскости МР. Времена задержки указаны.

ратуре 2 К в пятне диаметром 80 мкм. Некогерентный свет генерирует поляритоны с широким набором квазиимпульсов во всех точках возбуждаемой области МР, в этом случае не происходит сжатия поляритонной системы. Интенсивность излучения поляритонов затухает со временем их жизни в МР1 $\tau_{LP} \approx 60$ пс.

Интерферограммы прямого и зеркального изображений излучения затухающей поляритонной системы, возбуждаемой широкоапертурным сходящимся некогерентным гауссовым лучом, приведены на рис. 5 для нескольких времен задержки. Из рисунка видно, что нарастание когерентности в поляритонной системе происходит крайне медленно, интерференционная картина слабо выражена даже на временах ~ 250 пс, величина $g^{(1)}(-x, x)$ при $x = 5 \text{ мкм}$ составляет 0.11 и быстро падает с увеличением x . Таким образом, в условиях слабого поляритон-фононного рассеяния для бозе–эйнштейновской конденсации поляритонов требуются наносекундные времена.

4. Заключение

Исследована динамика когерентных свойств поляритонных систем в высокочастотных GaAs-МР, реализуемых при резонансном возбуждении пикосекундными лазерными импульсами ниже энергии экситонного уровня без возбуждения экситонного резервуара. Рассмотрены поляритонные системы, возбуждаемые когерентными гауссовыми импульсами с малой и большой апертурами на нижнем и верхнем подуровнях расщепленной нижней поляритонной ветви, а также поляритонные системы, возбуждаемые когерентными и некогерентными гауссовыми импульсами с большой апертурой в МР с вырожденным поляритонным уровнем.

Найдено, что во всех случаях экситон-поляритонные системы наследуют когерентность лазерного луча. Когерентные поляритонные системы сохраняют когерентность в течение времени жизни (> 100 пс), время же формирования когерентности в системах, возбуждаемых резонансно некогерентными импульсами, в отсутствие экситонного резервуара превышает 200 пс.

Благодарности

Авторы выражают благодарность С.С. Гаврилову, Н.А. Гиппиусу за плодотворные обсуждения и П. Саввидису, С. Хёфлингу за высокочастотные МР-структуры.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках госзадания Института физики твердого тела РАН с финансовой поддержкой Программы Президиума РАН № 5 „Фотонные технологии в зондировании неоднородных сред и биообъектов“.

Конфликт интересов

У авторов нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J. Kasprzak, J.M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J.M.J. Keeling, F.M. Marchetti, M.H. Szymńska, R. André, J.L. Staehli, V. Savona, P. Littlewood, B. Deveaud-Plédran, Le Si Dang. *Nature* (London, UK), **443**, 409 (2006).
- [2] R. Balili, V. Hartwell, D. Snoke, L. Pfeiffer, K. West. *Science* (Washington, DC, US), **316**, 1007 (2007).
- [3] A.V. Kavokin, J.J. Baumberg, G. Malpuech, F.P. Laussy. *Microcavities* (Oxford University Press, Oxford, 2007).
- [4] D. Sanvitto, V. Timofeev. *Exciton Polaritons in Microcavities* (Springer, Berlin, 2012).
- [5] A. Bramati, M. Modugno. *Physics of Quantum Fluids* (Springer, Berlin, 2013).
- [6] K.G. Lagoudakis, M. Wouters, M. Richard, A. Baas, I. Carusotto, R. André, Le Si Dang, B. Deveaud-Plédran. *Nature Phys.*, **4**, 706 (2008).
- [7] A.V. Larionov, V.D. Kulakovskii, S. Höfling, C. Schneider, L. Worschech, A. Forchel. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 256401 (2010).
- [8] K.G. Lagoudakis, B. Pietka, M. Wouters, R. André, B. Deveaud-Plédran. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 120403 (2010).
- [9] V.V. Belykh, N.N. Sibeldin, V.D. Kulakovskii, M.M. Glazov, M.A. Semina, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 137402 (2013).
- [10] Д.А. МЫЛЬНИКОВ, В.В. БЕЛЫХ, Н.Н. СИБЕЛЬДИН, В.Д. КУЛАКОВСКИЙ, К. ШНАЙДЕР, С. ХЕФЛИНГ, М. КАМП, А. ФОРХЕЛ. *Письма ЖЭТФ*, **101**, 569 (2015).
- [11] J. Schmutzler, T. Kazimierzuk, O. Bayraktar, M. Assmann, M. Bayer, S. Brodbeck, M. Kamp, C. Schneider, S. Höfling. *Phys. Rev. B*, **89**, 115119 (2014).
- [12] N.A. Gippius, I.A. Shelykh, D.D. Solnyshkov, S.S. Gavrilov, Y. Rubo, A.V. Kavokin, S.G. Tikhodeev, G. Malpuech. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 236401 (2007).
- [13] I.A. Shelykh, T.C.H. Liew, A.V. Kavokin. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 116401 (2008).
- [14] T.K. Paraiso, M. Wouters, Y. Leger, F. Morier-Genoud, B. Deveaud-Plédran. *Nature Materials*, **9**, 655 (2010).
- [15] S.S. Gavrilov, A.V. Sekretenko, N.A. Gippius, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, V.D. Kulakovskii. *Phys. Rev. B*, **87**, 201303(R) (2013).
- [16] A.V. Sekretenko, S.S. Gavrilov, V.D. Kulakovskii. *Phys. Rev. B*, **88**, 195302 (2013).
- [17] M. Vladimirova, S. Cronenberger, D. Scalbert, K.V. Kavokin, A. Miard, A. Lemaître, J. Bloch, D. Solnyshkov, G. Malpuech, A.V. Kavokin. *Phys. Rev. B*, **82**, 075301 (2010).
- [18] 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, J.S. Roberts. *Phys. Rev. B*, **77**, 115336 (2008).
- [19] S.S. Gavrilov, A.S. Brichkin, A.A. Demenev, A.A. Dorodnyy, S.I. Novikov, V.D. Kulakovskii, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius. *Phys. Rev. B*, **85**, 075319 (2012).
- [20] A.V. Yulin, O.A. Egorov, F. Lederer, D.V. Skryabin. *Phys. Rev. A*, **78**, 061801(R) (2008).
- [21] M. Sich, D.N. Krizhanovskii, M.S. Skolnick, A.V. Gorbach, R. Hartley, D.V. Skryabin, E.A. Cerda-Mendez, K. Biermann, R. Hey, P.V. Santos. *Nature Photonics*, **6**, 50 (2012).
- [22] G. Slavcheva, A.V. Gorbach, A. Pimenov, A.G. Vladimirova, D.V. Skryabin. *Optics Lett.*, **40**, 1787 (2015).
- [23] C. Adrados, A. Amo, T.C.H. Liew, R. Hivet, R. Houdre, E. Giacobino, A.V. Kavokin, A. Bramati. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 216403 (2010).
- [24] В.Д. Кулаковский, С.С. Гаврилов, Н.А. Гиппиус. *Письма ЖЭТФ*, **106**, 605 (2017)

Редактор Л.В. Шаронова

Coherence dynamics of an exciton–polariton fluid in GaAs microcavities under resonant pulsed excitation

V.D. Kulakovskii^{1,2}, A.A. Demenev¹

¹ Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences, 142432 Chernogolovka, Moscow Region, Russia

² National Research University Higher School of Economics, 101000 Moscow, Russia

Abstract It was found that exciton–polariton fluids excited resonantly in GaAs semiconductor microcavities by coherent picosecond laser pulses inherit the high coherence of a laser beam and retain it during the lifetime (> 100 ps), while the coherence formation time in polariton systems excited resonantly by non-coherent laser pulses without excitation of exciton reservoir exceeds 200 ps.