

ВЛИЯНИЕ УГЛОВОЙ СИММЕТРИИ ВОЗБУЖДАЮЩЕГО СВЕТОВОГО ПУЧКА НА ДИНАМИКУ МИКРОРЕЗОНАТОРНЫХ ЭКСИТОННЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В ТУННЕЛЬНО-СВЯЗАННЫХ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ЛОВУШКАХ

А. А. Деменев^а, В. Д. Кулаковский^{а*}, С. Н. Терешко^а, Н. А. Гуппиус^{б,а}

^а Институт физики твердого тела имени Ю. А. Осипьяна Российской академии наук
142432, Черноголовка, Россия

^б Сколковский институт науки и технологий, ИЦ «Сколково»
143026, Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 мая 2022 г.,
после переработки 9 июня 2022 г.
Принята к публикации 10 июня 2022 г.

Исследовано возбуждение пространственных осцилляций экситонных поляритонов в туннельно-связанных симметричных двойных потенциальных ловушках в микрорезонаторах GaAs/AlAs при резонансной пикосекундной накачке когерентными и некогерентными оптическими импульсными пучками с асимметричным угловым распределением. Показано, что нарушение угловой симметрии возбуждающего светового пучка, так же как и нарушение его пространственной симметрии, может быть использовано для возбуждения смешанного состояния симметричной и асимметричной мод в двойной ловушке. При однородном резонансном возбуждении ловушек под оптимальным углом к нормали к микрорезонатору световыми пучками генерируется состояние с разностью фаз мод, равной $\pi/2$, и максимальным средним планарным волновым вектором. Найдено, что динамика поляритонной системы хорошо описывается уравнениями Шредингера с учетом конечного времени жизни поляритонов и потенциала беспорядка в бабьере.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 95-летию Э. И. Раиба

DOI: 10.31857/S0044451022100054

EDN: ENJUUL

1. ВВЕДЕНИЕ

Экситонные поляритоны в полупроводниковых микрорезонаторах (МР) — бозонные квазичастицы, образующиеся при взаимодействии света и экситонов в режиме сильной экситон-фотонной связи [1–4]. Большой интерес к поляритонным системам обусловлен тем, что они демонстрируют когерентные свойства при относительно низких плотностях около 10^{10} см⁻² и высоких, вплоть до комнатных, температурах благодаря очень малой эффективной массе (меньше чем $10^{-4}m_e$), обусловленной наличием фотонной компоненты. Двойная — экситон-фотонная — природа поляритонов открывает большие перспективы не только для фундаментальных ис-

следований физики многих тел, но для их использования в полностью оптических устройствах. Наличие фотонной компоненты в экситонных поляритонах открывает широкие возможности использования оптических методик для непосредственного формирования поляритонных систем с априори заданными не только различными пространственными и спектральными характеристиками, но и пространственно-временной когерентностью.

В последние годы активно исследуются квантовые явления в туннельно-связанных поляритонных конденсатах, обладающих макроскопической фазовой когерентностью. В работах [5–13] был исследован целый ряд различных динамических режимов, реализующихся в экситон-поляритонных конденсатах в двойных туннельно-связанных потенциальных ловушках в полупроводниковых МР при различных соотношениях энергий туннельной связи двух конденсатов и межчастичного взаимодействия. Поля-

* E-mail: kulakovs@issp.ac.ru

ритонные конденсаты, возбуждаемые в двойных потенциальных ловушках (ДПЛ) в основном линейно поляризованном состоянии, как правило, сохраняют поляризацию, что позволяет использовать для описания их временной эволюции систему двух связанных скалярных уравнений Шредингера [14, 15]

$$i\hbar \frac{d\psi_L}{dt} = (E_L^0 + U|\psi_L|^2)\psi_L + J\psi_R, \quad (1)$$

$$i\hbar \frac{d\psi_R}{dt} = (E_R^0 + U|\psi_R|^2)\psi_R + J\psi_L, \quad (2)$$

где $\psi_{L,R}$ — бозонные волновые функции поляритонов, локализованных слева (L) и справа (R) от барьера, $E_{L,R}^0$ — их одночастичные энергии, U и J — константы соответственно межчастичного и туннельного взаимодействий. Эти уравнения аналогичны уравнениям, описывающим динамику двух связанных нелинейных осцилляторов, хорошо известны и широко применяются во многих областях физики.

В отсутствие межчастичного взаимодействия, т.е. в отсутствие нелинейных поправок, система уравнений (1) и (2) может быть диагонализирована. В случае одинаковых ловушек с $E_L = E_R = E_0$ туннельное взаимодействие приводит к расщеплению поляритонных состояний на симметричное $\psi_S = (\psi_L + \psi_R)/\sqrt{2}$ и антисимметричное $\psi_A = (\psi_L - \psi_R)/\sqrt{2}$ с энергиями соответственно $E_S = E_0 - J$ и $E_A = E_0 + J$. В системе, созданной в виде линейной комбинации состояний ψ_S и ψ_A , возникают осцилляции плотности поляритонов между двумя ловушками с разностной частотой $2J$. Этой комбинации отвечают состояния с разной плотностью поляритонов в ловушках, поэтому для ее формирования, как правило, используется возбуждение поляритонов световыми импульсами только в одной ловушке или импульсами разной мощности в двух ловушках. В то же время следует отметить, что при резонансном фотовозбуждении поляритонов в ДПЛ их симметрия позволяет генерировать поляритонную систему в виде комбинации S - и A -состояний также при фотовозбуждении двух ловушек световым импульсным пучком с одинаковой интенсивностью на ловушках, но нарушенной угловой симметрией относительно нормали к плоскости МР.

В данной работе исследуются пространственные осцилляции поляритонов в туннельно-связанных симметричных ДПЛ в МР GaAs/AlAs с квантовыми ямами (InGa)As в активной области при резонансном возбуждении под углом к нормали МР когерентными и некогерентными пикосекундными импульсными световыми пучками с энергией квантов $\hbar\omega_p = E_{LP}(k=0)$, где E_{LP} — энергия поляритонов

с нулевым волновым вектором k на нижней поляритонной ветви. Энергии уровней поляритонов в ловушке находятся на глубине не более 200 мкэВ относительно $E_{LP}(k=0)$, спектральная ширина возбуждающих импульсов около 1 мэВ. Поэтому заполнение поляритонных состояний в ДПЛ происходит как вследствие резонансного возбуждения локализованных состояний, так и вследствие локализации в них свободных поляритонов, фотовозбужденных вблизи дна поляритонной зоны.

В исследованиях было показано, что нарушение угловой симметрии возбуждающего импульсного светового пучка, так же как и нарушение его пространственной симметрии, может быть использовано для возбуждения смешанного состояния $\alpha\psi_S + \beta\psi_A$. При этом, если при импульсном возбуждении в ДПЛ только одной ловушки реализуется состояние с разностью фаз $\Delta\phi$ волновых функций ψ_S и ψ_A , кратной π , и нулевым средним волновым вектором поляритонов, то при одинаковой импульсной резонансной накачке двух ловушек под углом к нормали к плоскости МР реализуется нестационарное макрозаполненное состояние с ненулевыми $\langle k \rangle$ и разностью фаз $\Delta\phi$.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАЗЦЫ

В работе исследована экситон-поляритонная система в МР 2λGaAs/AlAs, выращенном методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs с ориентацией [100]. Верхнее (нижнее) брэгговское зеркало состоит из 25 (29) слоев AlAs и GaAs, что обеспечивает высокую добротность МР. В активной области МР находятся четыре набора из трех квантовых ям $\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$ толщиной 10 нм, разделенных барьерами из GaAs толщиной 10 нм. Расщепление Раби составляет 7.5 мэВ. Для резонансного возбуждения поляритонов на нижней поляритонной ветви использовался перестраиваемый пикосекундный Ti-сапфировый лазер с синхронизацией мод (частота повторения импульсов 80 МГц, длительность 2 пс). Для генерации поляритонов использовалось как когерентное, так и некогерентное фотовозбуждение. Нарушение пространственной когерентности лазерного пучка осуществлялось его пропусканием через 25-метровый многомодовый световод диаметром 400 мкм, скрученный в 15 петель типа восьмерки. Пикосекундные лазерные импульсы фокусировались на его вход. Выходящие из световода импульсы света имели длительность около 10 пс

и содержали большое число волноводных мод, выходящих под разными углами и формирующих муаровую картину. Длина когерентности лазерного луча в пятне фокусировки накачки на образце, измеренная с использованием интерференционной методики, описанной в работе [16], не превышала 1.5 мкм.

Поляритоны возбуждались на нижней поляритонной (LP) ветви сходящимся лазерным пучком из пикосекундных импульсов с энергией квантов $\hbar\omega_p = E_{LP}(k=0)$ в широкой области волновых векторов поляритонов $|k| < 1 \text{ мкм}^{-1}$ благодаря большой спектральной ширине лазерных импульсов накачки (порядка 1 мэВ) и однозначной связи \mathbf{k} с углом падения квантов света θ , $k_{x(y)} = -2\pi/\lambda \sin \theta_{x(y)}$. Контроль возбуждаемой области \mathbf{k} осуществлялся выбором угла падения светового конуса лазерного луча на МР. Для возбуждения поляритонов в области $k_x > 0$ и $k_x < 0$ использовалось возбуждение в области соответственно $\theta < 0$ и $\theta > 0$.

Излучение поляритонов регистрировалось с обратной стороны образца, что позволяло избежать вклада от рассеянного света импульса накачки. Для записи время-разрешенных спектров излучения использовалась стрик-камера, позволяющая регистрировать сигнал с временным разрешением 3 пс. Временная эволюция поляритонной системы в k -пространстве находилась из время-разрешенных измерений углового распределения ее излучения с разрешением 0.4° , обеспечивающим разрешение в k -пространстве 0.05 мкм^{-1} .

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Энергетические уровни и размеры ловушек в ДПЛ

Пространственные флуктуации ширины квантовых ям (InGa)As и содержания индия в них неизбежно приводят к соответствующим флуктуациям энергии поляритонного резонанса E_{LP} . В исследованиях пространственного распределения интенсивности излучения поляритонов в МР с разрешением 1.5 мкм нами было найдено, что наряду с областями с малым потенциалом беспорядка размером до 200 мкм, в которых пространственные флуктуации интенсивности излучения поляритонов находятся в пределах 15–20%, в МР имеются также области с относительно глубокими ловушками размером 5–10 мкм, интенсивность излучения из которых в 1.5–2 раза превышает интенсивность излучения из окружающего барьера.

Для исследования резонансно возбуждаемых поляритонных систем нами были выбраны ДПЛ с близко расположенными ловушками примерно одинаковых размеров (около 5 мкм), в которых благодаря относительно большой константе туннельной связи $J \approx 50 \text{ мкэВ}$ период осцилляций плотности поляритонов между ловушками $T \approx 40 \text{ пс}$, с одной стороны, много меньше времени жизни поляритонов ($\tau_{LP} \approx 170 \text{ пс}$), а с другой, много больше временного разрешения (примерно 3 пс).

Энергии поляритонных уровней в ДПЛ были определены из время-разрешенных измерений спектров излучения поляритонов из ДПЛ и барьеров со спектральным разрешением $\Delta\hbar\omega = 35 \text{ мкэВ}$ при резонансном фотовозбуждении пикосекундными импульсами с энергией $\hbar\omega_p = E_{LP}(k=0)$. Спектры излучения поляритонов $I(\hbar\omega)$ из ДПЛ, а также из барьера на расстоянии 10 мкм от ДПЛ показаны на рис. 1а. В обоих случаях поляритоны возбуждались в пятне диаметром 12 мкм, а регистрация спектров выполнялась в интервале времен задержки $t = 270 \pm 40 \text{ пс}$.

На рис. 1а видно, что к этому времени в области ДПЛ доминируют поляритоны, локализованные в ловушках. В барьере при такой задержке также остаются в основном поляритоны, локализованные в потенциале беспорядка, поскольку свободные поляритоны с энергией $E_{kin} \gtrsim 100 \text{ мкэВ}$, скорость которых превышает 0.4 мкм/пс , заведомо успевают убежать за пределы возбуждаемого пятна. Об этом свидетельствует как малая ($135 \pm 3 \text{ мкэВ}$) полная ширина на полувысоте линии LP , обусловленная излучением поляритонов из барьера, так и ее затянутый красный край: ширина линии LP на полувысоте с красной стороны от максимума (65 мкэВ) лишь немного меньше, чем с фиолетовой (70 мкэВ). Из спектров излучения на рис. 1а следует, что в ДПЛ имеются два уровня, расположенных на 165 ± 3 и $69 \pm 3 \text{ мкэВ}$ ниже уровня поляритона в барьере.

Пространственный размер ДПЛ был также определен из время-разрешенных измерений распределения излучения поляритонов. С целью избежать вклада от излучения резонансно возбужденных свободных поляритонов в области ДПЛ спектр излучения записывался при больших временах задержки в интервале $t = 265 \pm 43 \text{ пс}$. Интенсивность излучения поляритонов вдоль оси ДПЛ (ось x), $I_{LP}(x)$, при возбуждении линейно поляризованными вдоль оси x лазерными импульсами длительностью 2 пс в световом конусе под углом $\theta_x = -4^\circ \pm 2^\circ$ к нормали к МР показана на рис. 1б (кривая L+R). Дополни-

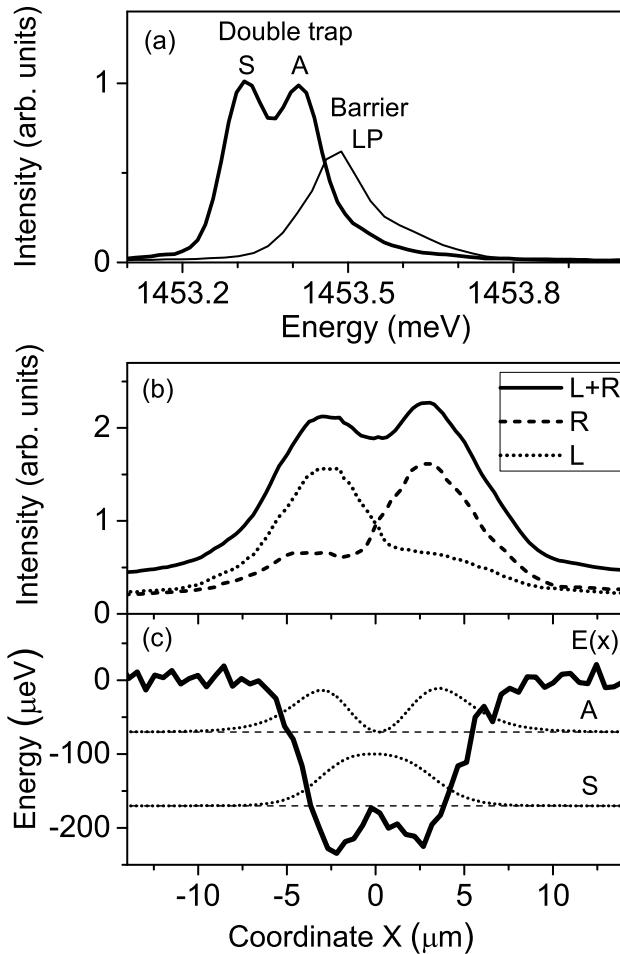


Рис. 1. Спектры излучения поляритонов из ДПЛ и барьера на расстоянии 10 мкм от ДПЛ в интервале времен задержки $t = 270 \pm 40$ пс (а) и интенсивности излучения поляритонов $I_{LP}(x)$ вдоль оси ДПЛ (ось x) при возбуждении импульсами, линейно поляризованными вдоль оси x , в интервале времен задержки $t = 265 \pm 43$ пс (кривая L+R) и в моменты максимального заполнения левой ($t = 254$ пс, кривая L) и правой ($t = 276$ пс, кривая R) ловушек (b), записанные из центральной полоски шириной 2 мкм вдоль ДПЛ при резонансном возбуждении когерентными лазерными импульсами длительностью 2 пс в световом конусе под углом $\theta_x = -4^\circ \pm 2^\circ$ к нормали к плоскости МР. На рис. 1с показан потенциал поляритонов в ДПЛ, смоделированный на основе определенных из эксперимента энергий локализованных уровней (рис. 1а) и пространственных размеров ловушек (рис. 1b) с учетом потенциала беспорядка. Штриховыми и пунктирными линиями показаны соответственно энергии и плотности локализованных состояний поляритонов

тельно из время-разрешенных спектров в условиях осцилляции плотности поляритонов между ловушками в ДПЛ было зарегистрировано пространственное распределение излучения в моменты максималь-

ного заполнения левой и правой ловушек (соответственно кривые L и R на рис. 1b). На рис. 1b видно, что линейный размер ДПЛ вдоль ловушек близок к 13 мкм, а размер каждой составляет 5–6 мкм.

3.2. Временная эволюция поляритонов в ДПЛ при импульсном однородном резонансном фотовозбуждении

3.2.1. Эксперимент

На рис. 2 показаны временные эволюции пространственного (рис. 2а) и углового (рис. 2b) распределений интенсивности излучения поляритонов из области ДПЛ вдоль ее оси, $I_{LP}(x, t)$, измеренные при когерентном возбуждении линейно поляризованными вдоль оси x лазерными импульсами длительностью 2 пс в пятне диаметром 30 мкм в интервале углов $-6^\circ < \theta_x < -2^\circ$ ($k_x \approx 0.5 \text{ мкм}^{-1}$). ДПЛ находится в центре возбуждаемого пятна. Излучение регистрируется с помощью стрик-камеры из центральной полоски шириной 2 мкм вдоль оси x . На рис. 2а видно, что излучение из ДПЛ демонстрирует ярко выраженные пространственно-временные осцилляции, свидетельствующие о перераспределении плотности поляритонов между двумя ловушками. Пространственные осцилляции сопровождаются осцилляциями углового распределения излучения поляритонов, которые отражают осцилляции их распределения в k -пространстве, с таким же периодом.

Найденные из $I_{LP}(x, t)$ временные зависимости интегральных интенсивностей излучения из левой ($-5 \text{ мкм} < x < -0.5 \text{ мкм}$) и правой ($0.5 \text{ мкм} < x < 5 \text{ мкм}$) ловушек, соответственно I_L и I_R , и из прилегающих к ним областей барьеров $-9 \text{ мкм} < x < -6 \text{ мкм}$ (I_{Lb}) и $6 \text{ мкм} < x < 9 \text{ мкм}$ (I_{Rb}), а также из обеих ловушек, I_{L+R} , приведены на рис. 3а. Интенсивности излучения нормированы на площадь измеряемой области и отвечают средней плотности поляритонов в соответствующих областях.

На вставке на рис. 3а видно, что к моменту окончания возбуждающего импульса ($t \approx 4$ пс) $I_L \approx I_R$, что свидетельствует о примерно одинаковой плотности поляритонов n_{LP} в этих ловушках. На вставке также видно, что вплоть до $t \approx 3$ пс интенсивности излучения из барьеров, $I_{Lb}(t)$ и $I_{Rb}(t)$, близки и примерно в 2.5 раза меньше интенсивностей излучения поляритонов из ловушек. Большая интенсивность излучения поляритонов из области ДПЛ обусловлена вкладом от резонансного возбуждения

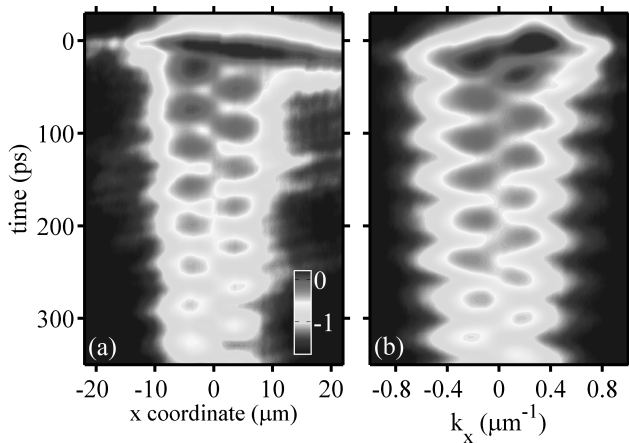


Рис. 2. Эволюции пространственного (а) и углового (b) распределений интенсивности излучения поляритонов из области ДПЛ вдоль ее оси при когерентном возбуждении линейно поляризованными вдоль оси x лазерными импульсами длительностью 2 пс в пятне диаметром 30 мкм в интервале углов $-6^\circ < \theta_x < -2^\circ$ ($\langle k_x \rangle \approx 0.5 \text{ мкм}^{-1}$). ДПЛ находится в центре возбуждаемого пятна. Излучение регистрируется с помощью стрик-камеры из центральной полоски шириной 2 мкм вдоль оси x

в ней локализованных состояний лазерным импульсом со спектральной шириной около 1 мэВ. На рисунке также видно, что после окончания импульса накачки интенсивность излучения поляритонов резко уменьшается только из левого барьера, интенсивности I_L , I_R и I_{Rb} продолжают возрастать еще в течение соответственно 2.2, 7.4 и 13.5 пс.

Быстрое уменьшение концентрации поляритонов в левом барьере в первые 15 пс обусловлено их убеганием в сторону ДПЛ: поляритоны в области $x > -15 \text{ мкм}$ возбуждаются со средней скоростью $v_x \approx 0.8 \text{ мкм/пс}$. При $t > 15 \text{ пс}$ в левом барьере остаются поляритоны, локализовавшиеся в потенциале беспорядка и частично рассеиваемые из ДПЛ. Приток последних осциллирует из-за осцилляции концентрации в ловушках, поэтому I_{Lb} уменьшается с небольшими осцилляциями со временем затухания $\tau_{Rb} \approx \tau_{Lb} \approx 170 \text{ пс}$.

На рис. 2а и 3а видно, что затухание интенсивностей излучения в ловушках происходит с ярко выраженными осцилляциями, сдвинутыми на полпериода друг относительно друга. Уменьшение концентрации поляритонов, локализованных в ДПЛ, $n_{LP}^*(t) = n_{LP,L}(t) + n_{LP,R}(t)$, после резкого спада при $t \lesssim 15 \text{ пс}$, обусловленного утеканием свободных поляритонов в правый барьер, происходит экспоненциально со временем жизни поляритонов $\tau_{LP} = 170 \text{ пс}$.

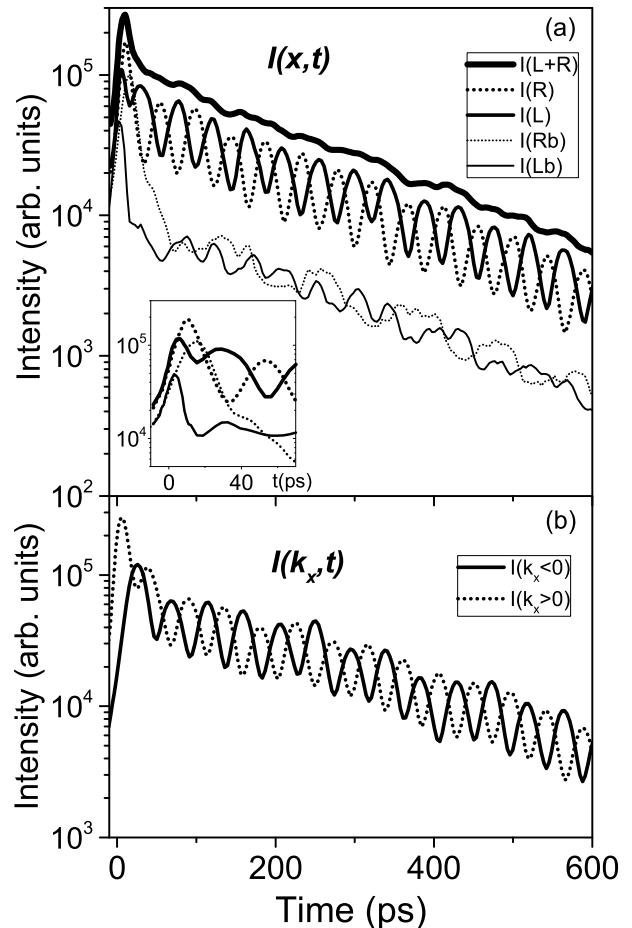


Рис. 3. (а) Временная динамика интегральных интенсивностей излучения из левой ($-5 \text{ мкм} < x < -0.5 \text{ мкм}$) и правой ($0.5 \text{ мкм} < x < 5 \text{ мкм}$) ловушек, I_L и I_R , и из прилегающих к ним областей барьеров $-9 \text{ мкм} < x < -6 \text{ мкм}$ (I_{Lb}) и $6 \text{ мкм} < x < 9 \text{ мкм}$ (I_{Rb}), а также из обеих ловушек, I_{L+R} . Интенсивности излучения нормированы на площадь измеряемой области и отвечают средней плотности поляритонов в соответствующих областях. Момент $t = 0$ соответствует приходу лазерного импульса. (b) Временная динамика интегральных интенсивностей излучения поляритонов с $k_x > 0$ и $k_x < 0$, извлеченных из зависимости $I(k_x, t)$ на рис. 2b

Временное поведение интенсивностей излучения поляритонов из ДПЛ в областях $k_x > 0$ и $k_x < 0$, извлеченное из зависимости $I_{LP}(k_x, t)$ на рис. 2b, показано на рис. 3b. Пикосекундный импульс, падающий на МР под углом $\theta_x < 0$, возбуждает в основном поляритоны с $k_x > 0$. В дальнейшем наблюдаются осцилляции $I_{LP}(k_x)$ в k -пространстве между областями $k_x > 0$ и $k_x < 0$, сдвинутые на $\pi/2$ относительно осцилляций плотности поляритонов между ловушками. Амплитуды осцилляций в прямом и обратном пространствах примерно одинаковы.

Зависимости от времени среднего волнового вектора поляритонов $\langle k_x \rangle(t)$ и разности величин $I_L(t)$ и $I_R(t)$, нормированной на их сумму,

$$\rho_{LR}(t) = \frac{I_L(t) - I_R(t)}{I_L(t) + I_R(t)} = \frac{n_{LP,L}(t) - n_{LP,R}(t)}{n_{LP,L}(t) + n_{LP,R}(t)},$$

показаны на рис. 4а, б. На рисунке видно, что пикосекундный импульс возбуждает поляритоны с одинаковой плотностью в ловушках и $\langle k_x \rangle = 0.3 \text{ мкм}^{-1}$, а в дальнейшем поляритоны осциллируют между ловушками со средней амплитудой осцилляций 40% и величиной $\langle k_x \rangle$ между -0.2 и $+0.2 \text{ мкм}^{-1}$.

Пространственные осцилляции концентрации поляритонов в туннельно-связанных ловушках обусловлены интерференцией поляритонных мод S и A. Период осцилляций интенсивностей излучения из ловушек $T \approx 43 \pm 1 \text{ пс}$ полностью соответствует

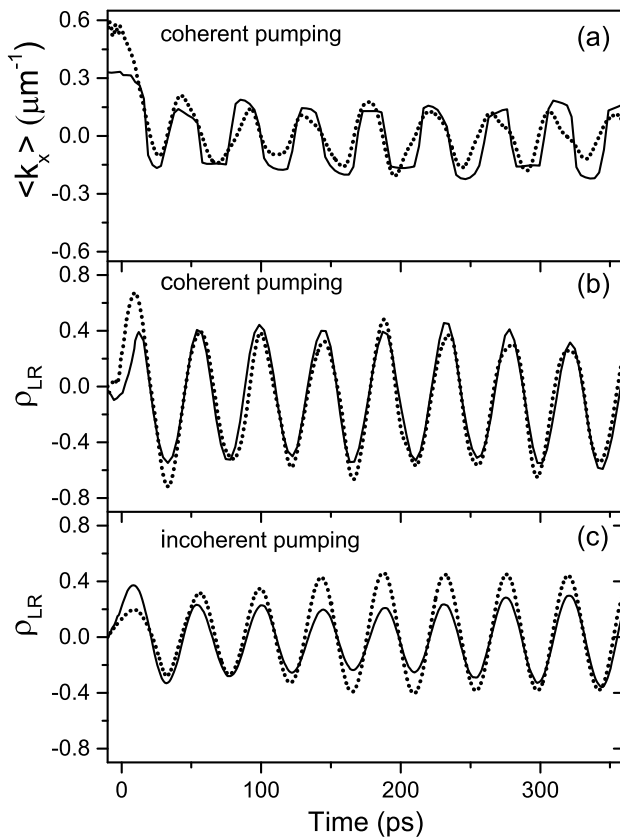


Рис. 4. Зависимости от времени $\langle k_x \rangle$ (а) и $\rho_{LR} = (I_L(t) - I_R(t))/(I_L(t) + I_R(t))$ (б) при пикосекундном резонансном когерентном фотовозбуждении в области $|x| < 15 \text{ мкм}$ и (с) зависимости $\rho_{LR}(t)$ при возбуждении лазерными импульсами с нарушенной когерентностью ($l_{coh} = 1.5 \text{ мкм}$). Эксперимент — сплошные линии, расчет — пунктир

величине расщепления поляритонных состояний в ДПЛ: $2\pi/T \approx 96 \text{ мкЭВ}$.

В условиях однородной и симметричной по углам накачки эффективно возбуждается только симметричное состояние, возбуждение же асимметричного состояния требует асимметрии накачивающего светового пучка. С этой целью обычно используют разные плотности накачки двух ловушек. Наблюдаемые в эксперименте осцилляции интенсивностей $I_L(t)$ и $I_R(t)$ при одинаковой резонансной накачке обеих ловушек свидетельствуют о том, что нарушение угловой симметрии возбуждающего светового пучка, так же как и нарушение его пространственной симметрии, может быть использовано для возбуждения макрозаполненного смешанного состояния $\alpha\psi_S + \beta\psi_A$. При возбуждении в ДПЛ только одной ловушки реализуется состояние с разностью фаз волновых функций ψ_S и ψ_A , кратной π , и нулевым значением $\langle k \rangle$ поляритонов в ДПЛ, в то время как при одинаковом возбуждении двух ловушек световыми импульсами с $\theta_x \neq 0$ при оптимальных условиях реализуется нестационарное состояние с $\langle k_x \rangle \neq 0$ и разностью фаз двух мод, равной $\pi/2$. Иными словами, в первом случае реализуется состояние с максимальной локализацией в прямом пространстве, а во втором — в обратном.

3.2.2. Теория

Для моделирования пространственно-временной динамики поляритонов в ДПЛ, возбуждаемых асимметричными по k_x пространственно-однородными импульсами, мы использовали одномерные уравнения Шредингера с учетом конечного времени жизни поляритонов. Потенциал $E(x)$ был смоделирован на основе определенных из эксперимента энергий локализованных уровней и пространственных размеров ловушек (см. рис. 1). Кроме того, было учтено наличие потенциала беспорядка в барьере, приводящего к дополнительному рассеянию поляритонов в барьере. Форма потенциала, а также рассчитанные энергии и поляритонные плотности показаны на рис. 1с. На рис. 5 представлены рассчитанные для ДПЛ с потенциалом $E(x)$, приведенном на рис. 1с, зависимости $I_{LP}(x, t)$ (рис. 5а) и $I_{LP}(k_x, t)$ (рис. 5б) при возбуждении поляритонов когерентными 2-пс импульсами в области $|x| < 15 \text{ мкм}$ под углом $\theta_x = -4^\circ \pm 2^\circ$ к нормали к плоскости МР, а извлеченные из них зависимости $\langle k_x \rangle(t)$ и $\rho_{LR}(t)$ показаны на рис. 4а, б пунктирными линиями.

Сравнение рассчитанных зависимостей $I_{LP}(x, t)$ и $I_{LP}(k_x, t)$ с экспериментальными на рис. 2, а также рассчитанных и измеренных зависимостей $\langle k_x \rangle(t)$

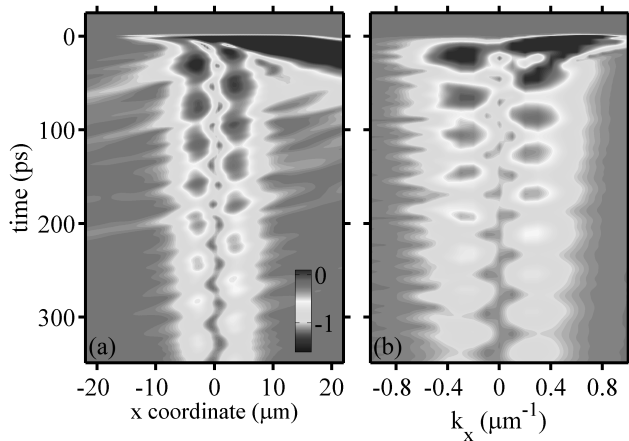


Рис. 5. Зависимости $I_{LP}(x, t)$ (a) и $I_{LP}(k_x, t)$ (b), рассчитанные для ДПЛ с потенциалом $E(x)$, приведенным на рис. 1с, при возбуждении поляритонов когерентными 2-пс лазерными импульсами в области $|x| < 15$ мкм под углом $\theta_x = -4^\circ \pm 2^\circ$ к нормали к плоскости МР

и $\rho_{LP}(t)$ на рис. 4а, b показывает, что используемая упрощенная модель хорошо описывает наблюдаемую динамику поляритонной системы в ДПЛ. Можно только отметить заметно меньший провал интенсивности излучения в промежутке между ловушками в измеренных зависимостях $I_{LP}(x, t)$ и вблизи $k_x = 0$ в $I_{LP}(k_x, t)$. Частично это связано с недостаточным пространственным и угловым разрешениями в эксперименте: $\delta x \approx 1.5$ мкм и $\delta k_x \approx 0.05$ мкм⁻¹. На рис. 4а, b видно, что в рамках модели, так же как и в эксперименте, резонансная накачка пикосекундным импульсом создает в ловушках двухмодовое состояние с равными плотностями поляритонов, характеризующееся разностью фаз двух мод, равной $\pi/2$. Далее видно, что основная часть фотозовбужденных свободных поляритонов покидает область ДПЛ в течение 15 пс (рис. 5), а осцилляционная динамика сформированного в ДПЛ когерентного состояния полностью определяется интерференцией макрозаполненных состояний S и A , опустошающихся без нарушения когерентности со временем жизни поляритонов. Кроме того, на рис. 4а, b видно, что упрощенная модель хорошо воспроизводит амплитуды осцилляций как концентраций поляритонов в ловушках, так и $\langle k_x \rangle$.

3.3. Влияние нарушения когерентности возбуждающих импульсов на динамику поляритонов в ДПЛ

Выше рассматривалась динамика поляритонной системы в ДПЛ при резонансном возбуждении когерентными импульсами, обеспечивающем генера-

цию двух поляритонных состояний с разностью фаз $\Delta\phi = \pi/2$, сохраняющейся от импульса к импульсу. При использовании световых пучков с пониженной когерентностью естественно ожидать отклонения разности фаз возбуждаемых мод от $\pi/2$ из-за случайных флуктуаций пространственного распределения плотности пучка в накачиваемом пятне. Флуктуации $I_p(x)$ от импульса к импульсу должны вести к соответствующим флуктуациям $\Delta\phi$ и, как следствие, к невозпроизводимости зависимостей $I_{LP}(x, t)$ и $I_{LP}(k_x, t)$ от импульса к импульсу.

Для оценки величины этого эффекта нами были рассчитаны зависимости $I_{LP}(x, t)$ и $I_{LP}(k_x, t)$ для нескольких случайных распределений электромагнитного поля в возбуждающих импульсах с длиной когерентности, пониженной до $l_c = 1.5$ мкм, много меньшей размера ДПЛ. Рассчитанные зависимости при резонансном возбуждении ДПЛ под углом 4.5° к нормали МР в пятне диаметром 50 мкм случайными одиночными оптическими импульсами с нарушенной когерентностью показаны на рис. 6.

На рис. 6 видно, что пространственные флуктуации $I_p(x)$ в некогерентном импульсе накачки, как и ожидалось, ведут, с одной стороны, к нарушению равенства начальных концентраций полярито-

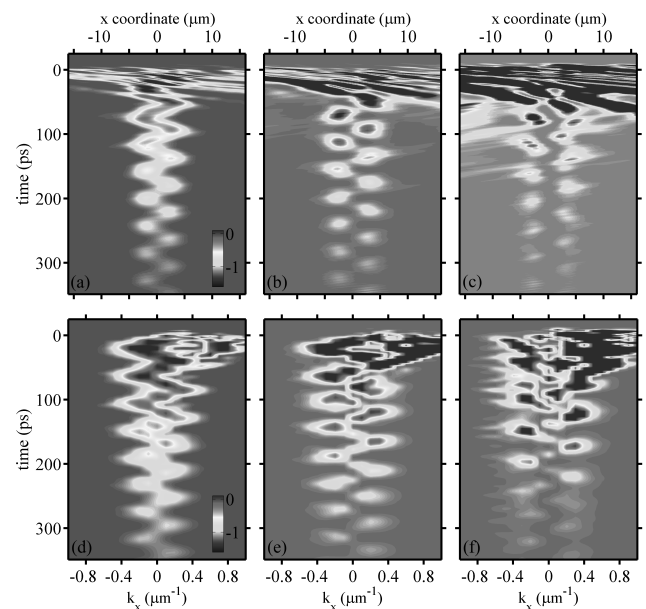


Рис. 6. Зависимости $I_{LP}(x, t)$ (a–c) и $I_{LP}(k_x, t)$ (d–f), рассчитанные для ДПЛ с потенциалом $E(x)$, приведенным на рис. 1с, при резонансном возбуждении поляритонов под углом к нормали $\langle \theta_x \rangle = -4.5^\circ$ в пятне диаметром 50 мкм случайными одиночными 10-пс лазерными импульсами с нарушенной когерентностью (длина когерентности 1.5 мкм)

нов в ловушках, а с другой, к невозпроизводимости зависимостей $I_{LP}(x, t)$ и $I_{LP}(k_x, t)$ от импульса к импульсу. Неизменным остается только период осцилляций, однозначно связанный с величиной расщепления поляритонных мод в ДПЛ. Поскольку флуктуации интегральных плотностей возбуждения ловушек при использовании некогерентных импульсов с длиной когерентности, много меньшей их размера, относительно невелики, то можно ожидать, что усредненные по большому количеству импульсов зависимости $\langle I_{LP}(x, t) \rangle$ и $\langle I_{LP}(k_x, t) \rangle$ будут мало отличаться от реализующихся при когерентном возбуждении.

Измеренные (усреднение по 10^7 импульсов) временные эволюции пространственного и импульсного распределений излучения из ДПЛ при резонансном возбуждении импульсными пучками с нарушенной пространственной когерентностью (длина когерентности 1.5 мкм) в пятне диаметром 50 мкм под углом к нормали к плоскости МР $\langle \theta_x \rangle = -4.5^\circ$ показаны на рис. 7а, б, а усредненные по 50 импульсам рассчитанные распределения — на рис. 7с, д, соответственно. Извлеченные из них зависимости ρ_{LR} показаны на рис. 4с. Сравнение приведенных на рис. 7 экспериментальных и рассчитанных усредненных зависимостей $I_{LP}(x, t)$ и $I_{LP}(k_x, t)$ с наблюдаемыми и рассчитанными при возбуждении когерентным светом (соответственно рис. 2 и 5) показывает, что, как и ожидалось, при возбуждении некогерентными импульсами сохраняются отчетливые осцилляции интенсивности излучения между ловушками в реальном пространстве и между состояниями с $k_x > 0$ и $k_x < 0$ в обратном. Несколько большая длительность излучения поляритонов из барьера при возбуждении некогерентными пучками света обусловлена их большей длительностью: в процессе уменьшения пространственной когерентности 2-пс импульса с использованием многомодового световода его длительность возрастает до 10 пс.

Более детальное сравнение приведенных на рис. 4б, с зависимостей $\rho_{LP}(t)$ для когерентного и некогерентного резонансного фотовозбуждения показывает, что осцилляции поляритонов между ловушками, реализующиеся при когерентном и некогерентном возбуждении, полностью синфазны, т.е. средняя величина $\Delta\phi(t = 0)$ при возбуждении некогерентными импульсами остается равной $\pi/2$. Величины же амплитуд осцилляций $\rho_{LP}(t)$ при некогерентном возбуждении, как и следовало ожидать, заметно уменьшаются: в рассчитанных зависимостях амплитуда осцилляций на 20% меньше, чем при когерентном возбуждении,

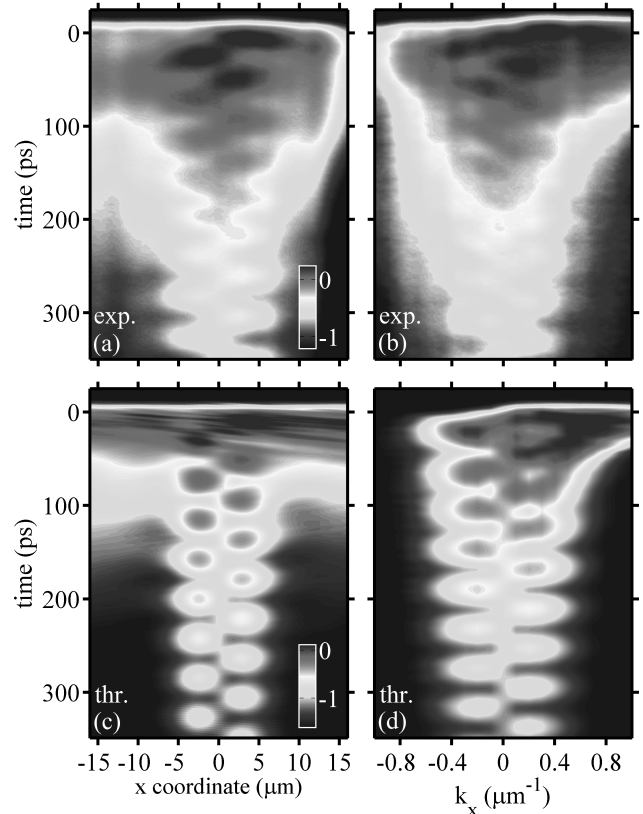


Рис. 7. (а, б) Измеренные и (с, д) усредненные по 50 импульсам рассчитанные зависимости $I_{LP}(x, t)$ (а, с) и $I_{LP}(k_x, t)$ (б, д) при возбуждении поляритонов некогерентными 10-пс импульсами под углом $\langle \theta_x \rangle = -4.5^\circ$ к нормали в пятне диаметром 50 мкм

а наблюдаемое в эксперименте уменьшение даже несколько больше — почти в 1.5 раза.

4. ВЫВОДЫ

В исследованиях пространственно-временной эволюции излучения экситонных поляритонов в туннельно-связанных симметричных ДПЛ с двумя локализованными состояниями в МР GaAs/AlAs при резонансной пикосекундной накачке найдено, что нарушение угловой симметрии накачивающих импульсных световых пучков, так же как и нарушение их пространственной симметрии, может быть использовано для возбуждения в ДПЛ макрозаполненного смешанного состояния двух локализованных мод, обеспечивающего осцилляции поляритонной плотности между ловушками. В отличие от случая возбуждения в ДПЛ только одной ловушки, когда реализуется макрозаполненное поляритонное состояние с нулевым $\langle k_x \rangle$ и крат-

ной π разностью фаз локализованных мод, при одинаковой плотности возбуждения двух ловушек и оптимальном угле θ_x генерируется состояние с разностью фаз $\Delta\phi = \pi/2$ и ненулевым $\langle k_x \rangle$. Иными словами, в первом случае реализуется макрозаполненное поляритонное состояние, максимально локализованное в прямом пространстве, а во втором — в обратном.

Показано, что пространственно-временная эволюция излучения экситонных поляритонов, резонансно возбуждаемых в туннельно-связанных симметричных ДПЛ когерентными и некогерентными импульсными световыми пучками, хорошо описывается системой уравнений Шредингера с учетом конечного времени жизни поляритонов и потенциала беспорядка в барьере.

Благодарности. Авторы выражают глубокую благодарность П. Саввидису за высококачественную МР-структуру, С. С. Гаврилову и С. Г. Тиходееву за плодотворные обсуждения.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 21-12-00368).

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3314 (1992).
2. B. Deveaud, *The Physics of Semiconductor Microcavities*, Wiley-VCH, Weinheim (2007).
3. A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, and F. P. Laussy, *Microcavities*, Oxford Univ. Press, Oxford (2007).
4. D. Sanvitto and V. Timofeev, *ExcitonPolaritons in Microcavities*, Springer-Verlag, Berlin (2012).
5. M. Wouters, *Phys. Rev. B* **77**, 121302(R) (2008).
6. D. Sarchi, I. Carusotto, M. Wouters, and V. Savona, *Phys. Rev.* **77**, 125324 (2008).
7. I. A. Shelykh, D. D. Solnyshkov, G. Pavlovic, and G. Malpuech, *Phys. Rev. B* **78**, 041302(R) (2008).
8. D. Read, Y. G. Rubo, and A. V. Kavokin, *Phys. Rev. B* **81**, 235315 (2010).
9. K. G. Lagoudakis, B. Pietka, M. Wouters, R. Andre, and B. Deveaud-Pledran, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 120403 (2010).
10. M. Abbarchi, A. Amo, V. G. Sala, D. D. Solnyshkov, H. Flayac, L. Ferrier, I. Sagnes, E. Galopin, A. Lemaître, G. Malpuech, and L. Bloch, *Nature Phys.* **9**, 275 (2013).
11. M. E. Lebedev, D. A. Dolinina, Kuo-Bin Hong, Tien-Chang Lu, A. V. Kavokin, and A. P. Alodjants, *Sci. Rep.* **7**, 9515 (2017).
12. S. Abdalla, B. Zou, and Y. Zhang, *Opt. Express* **28**, 9136 (2020).
13. F. Bello and P. R. Eastham, *Phys. Rev. B* **95**, 245312 (2017).
14. A. Smerzi, S. Fantoni, S. Giovanazzi, and S. R. Shenoy, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4950 (1997).
15. A. Barone and G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, Wiley-Interscience, New York (1982).
16. A. A. Demenev, Ya. V. Grishina, S. I. Novikov, and V. D. Kulakovskii, *Phys. Rev. B* **94**, 195302 (2016).