

ДИНАМИКА СПИНОРНЫХ ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОННЫХ КОНДЕНСАТОВ В ДВОЙНЫХ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ЛОВУШКАХ В GaAs/AlAs МИКРОРЕЗОНАТОРЕ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ПИКОСЕКУНДНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

© 2025 г. А. А. Деменев^{1,*}, С. Н. Терешко¹, Н. А. Гиппиус², В. Д. Кулаковский¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, Черноголовка, Россия

²Автономная некоммерческая образовательная организация высшего образования «Сколковский институт науки и технологий», Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 27.09.2024 г.

После доработки 18.10.2024 г.

Принята к публикации 28.10.2024 г.

В диапазоне длительностей до 1.5 нс исследована временная эволюция поляризованных спектров излучения спинорных экситон-поляритонных конденсатов в двойных туннельно-связанных потенциальных ловушках в высокодобротном GaAs/AlAs микрорезонаторе при $T = 2$ К, резонансно возбуждаемых пикосекундными лазерными импульсами. Получена оценка для времени спиновой релаксации конденсатов в двойной ловушке $\tau_s \approx 10$ нс. Обсуждается влияние туннельного взаимодействия и анизотропии потенциала ловушек на энергетический спектр поляритонных мод и динамику поляризации спинорного конденсата в них.

Ключевые слова: микрорезонатор, экситон-поляритоны, спинорный поляритонный конденсат, бозонный джозефсоновский переход, время-разрешенная спектроскопия.

DOI: 10.31857/S0367676525020184, EDN: CWDRPR

ВВЕДЕНИЕ

Экситонные поляритоны в полупроводниковых микрорезонаторах (МР) — спинорные бозонные квазичастицы, образующиеся при взаимодействии света и экситонов в активной области МР в режиме сильной экситон-фотонной связи [1–4]. Большой интерес к поляритонным системам вызван тем, что, благодаря очень малой эффективной массе, $m_{LP} < 10^{-4}m_e$, обусловленной наличием фотонной компоненты, в них могут формироваться равновесные когерентные состояния при относительно низких плотностях около 10^{10} см⁻² и высоких, вплоть до комнатной, температурах. Наличие фотонной компоненты в экситонных поляритонах открывает широкие возможности непосредственного формирования с помощью современных методик поляритонных систем в МР с априори заданными не только пространственными и спектральными характеристиками, но и пространственно-временной когерентностью, необходимыми как для фундаментальных исследований физики бозонных поляритонных систем, так и при создании оптических элементов и излучателей для на-

нофотоники или для их использования в полностью оптических устройствах [5–9].

Одним из наиболее ярких проявлений квантового коллективного поведения материи является эффект Джозефсона: протекание без диссипации сквозь барьер классически запрещенного тока. Традиционные джозефсоновские переходы формируются с помощью сверхпроводников, разделенных тонкими непроводящими оксидными барьерами. Их бозонным аналогом является так называемый бозонный джозефсоновский переход, в котором два конденсата бозонов локализованы в двойной потенциальной ловушке. Для перехода на основе бозе-эйнштейновских конденсатов, локализованных в двойных ловушках [10, 11] были продемонстрированы эффекты Джозефсона на переменном и постоянном токе [12], макроскопическая квантовая самолокализация и джозефсоновские плазменные колебания [13].

В экситон-поляритонных системах бозонные джозефсоновские переходы формируются при локализации спинорных поляритонных конденсатов в двух туннельно-связанных потенциальных ловушках (ДПЛ) в МР, что требует

использования для его описания четырехмодовой модели. Общий модельный гамильтониан для описания взаимодействующих спинорных поляритонов в правой (R) и левой (L) ловушках в базисе циркулярно-поляризованных состояний σ^+ и σ^- (обозначены \uparrow и \downarrow) имеет вид:

$$\begin{aligned} \hat{H}_c = & \sum_{j=L,R;\sigma=\uparrow,\downarrow} E_j c_{j\sigma}^+ c_{j\sigma} + J \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} (c_{L\sigma}^+ c_{R\sigma} + c_{R\sigma}^+ c_{L\sigma}) + \\ & + \sum_{j=L,R} (D_j e^{i\varphi_j} c_{j\uparrow}^+ c_{j\downarrow} + D_j e^{-i\varphi_j} c_{j\downarrow}^+ c_{j\uparrow}) + \\ & + G (e^{i\Phi} (c_{R\downarrow}^+ c_{L\uparrow} + c_{L\downarrow}^+ c_{R\uparrow}) + e^{-i\Phi} (c_{R\uparrow}^+ c_{L\downarrow} + c_{L\uparrow}^+ c_{R\downarrow})) + \\ & + \frac{\alpha}{2} \sum_{j=L,R;\sigma=\uparrow,\downarrow} c_{j\sigma}^+ c_{j\sigma}^+ c_{j\sigma} c_{j\sigma}. \quad (1) \end{aligned}$$

Здесь первый член соответствует свободным поляритонам в ловушках, второй член описывает спин-консервативное туннелирование частиц между ними, а третий и четвертый — межспиновое взаимодействие поляритонов, обусловленное анизотропией потенциала ловушек. Последний член описывает поляритон-поляритонное взаимодействие [14].

Стандартная двухмодовая модель может быть использована только в качестве первого приближения в некоторых частных случаях, когда эффектами, обусловленными анизотропией потенциала, можно пренебречь [15]. В частности, это приближение удовлетворительно описывает динамику поляритонов в ДПЛ со спиновыми расщеплениями в ловушках $2D_1$, малыми по сравнению с туннельным взаимодействием, J , на временах t , много меньших $\hbar/2D_1$ и времен спиновой релаксации τ_s . В исследованиях таких бозонных джозефсоновских переходов был продемонстрирован и объяснен в рамках двухмодовой модели целый ряд различных динамических режимов, реализующихся при разных соотношениях энергий туннельной связи двух конденсатов и межчастичного взаимодействия [16–23].

Наличие спинового расщепления поляритонных состояний в ДПЛ приводит к появлению осцилляций не только плотности конденсата, но и его поляризации. Например, для описания динамики спинорного конденсата в ДПЛ в магнитном поле в работе [24] была использована четырехмодовая модель.

В данной работе исследуется временная эволюция спинорных поляритонов в туннельно-связанных ДПЛ с пониженной симметрией в отсутствие магнитного поля в GaAs/AlAs МР с (InGa)As квантовыми ямами в активной области в широком интервале времен $t \approx 1.5 \text{ нс} > \hbar/2D_1 \approx 0.1 \text{ нс}$, когда спиновые эффекты становятся существенными. Обсуждается влияние туннельного взаимодействия и анизотропии потенциала ловушек на энергетический спектр поляритонных мод и динамику поляризации спи-

норного конденсата в ДПЛ со слабо и сильно нарушенной симметрией C_2 .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

В работе исследована система спинорных экситонных поляритонов в туннельно-связанных ДПЛ в 2λ GaAs/AlAs МР, выращенном методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs с ориентацией [100]. Верхнее (нижнее) брэгговское зеркало из 25 (29) пар слоев AlAs и GaAs обеспечивают высокую добротность МР. В активной области МР находится 4 набора из 3 квантовых ям $\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$ толщиной 10 нм, разделенных барьерами из GaAs толщиной 10 нм. Расщепление Раби составляло 7.5 мэВ.

Резонансное возбуждение поляритонов на нижней поляритонной ветви осуществлялось перестраиваемым пикосекундным Ti-сапфировым лазером с синхронизацией мод (частота повторения импульсов — 80 МГц, длительность — 2 пс, спектральная ширина — 1.1 мэВ) на энергии $\hbar\omega_p = E_{LP}(k=0)$, где $E_{LP}(k=0)$ — энергия поляритонов с нулевым планарным волновым вектором k . Энергии уровней поляритонов в ловушке находятся не глубже 0.2 мэВ от E_{LP} в барьере, поэтому заполнение поляритонных состояний в ДПЛ происходит вследствие резонансного возбуждения локализованных состояний и локализации в них поляритонов, возбужденных вблизи дна зоны. Для записи временной динамики излучения МР использовалась стрик-камера с временным разрешением 10 пс.

Исследованные ДПЛ сформированы в МР в процессе роста образца вследствие пространственных флуктуаций ширины (InGa)As квантовых ям и содержания In. Расположение ловушек в МР и их размер определялись на основании измерений пространственного распределения интенсивности излучения поляритонов с разрешением 1.5 мкм. Нами был найден ряд ДПЛ с размерами 4–8 мкм, в которых ловушки располагались вдоль оси [110]. Исследованы ДПЛ с уровнями поляритонов на 0.1–0.2 мэВ ниже E_{LP} , в которых периоды осцилляций плотности поляритонов между ловушками, с одной стороны, были много меньше времени жизни поляритонов $\tau_{LP} \approx 200 \text{ пс}$, а с другой, много больше временного разрешения стрик-камеры (10 пс).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Энергетические уровни в ДПЛ

В работе исследована временная эволюция поляризации излучения поляритонов из двух ДПЛ со слабо (№ 1) и сильно (№ 2) нарушенной симметрией C_2 при возбуждении лазерными импульсами с линейной поляризацией вдоль оси ДПЛ (π_x) и по нормали к ней (π_y). Линейно-поляризованные спектры излучения полярито-

нов из ДПЛ № 1 и № 2 и неполяризованные из барьеров на расстоянии 10 мкм от ДПЛ, записанные со спектральным разрешением $\Delta\hbar\omega = 70$ мкэВ при резонансной несимметричной по ловушкам накачке в пятне диаметром 10 мкм пикосекундными импульсами на энергии $\hbar\omega_p = E_{LP}(k=0) = 1453.5$ мэВ показаны на рис. 1а и 1г. Спектры регистрировались в поляризации, совпадающей с поляризацией импульса накачки, в интервале времени задержки $\delta t = 360 \pm 40$ пс, когда фотовозбужденные поляритоны с большими k уже «разбежались» за пределы исследуемой области размером ≈ 30 мкм.

Из рис. 1а и 1г можно видеть, что в обеих ДПЛ нижние, симметричные по ловушкам, состояния поляритонов (S) находятся на глубине 150–180 мкэВ от барьера, а также нижние состояния как S, так и асимметричных (AS) мод преимущественно поляризованы вдоль оси ДПЛ. Расщепления π_x и π_y компонент S и AS уровней равны $\Delta_x = 105 \pm 3$ мкэВ и $\Delta_y = 93 \pm 3$ мкэВ в ДПЛ № 1 и $\Delta_x = 110 \pm 3$ мкэВ и $\Delta_y = 102 \pm 3$ мкэВ в ДПЛ № 2. Спиновые расщепления S и AS мод равны $\Delta_S = 48 \pm 3$ мкэВ и $\Delta_{AS} = 36 \pm 3$ мкэВ в ДПЛ № 1 и $\Delta_S = 12.5 \pm 3$ мкэВ и $\Delta_{AS} = 6 \pm 3$ мкэВ в ДПЛ № 2. Расщепления Δ_S и Δ_{AS} меньше Δ_x и Δ_y , что свидетельствует о том, что константа туннельной связи J больше констант спинового взаимодействия, D_L , D_R и G , величина которых определяется пониженной до C2v симметрией интерфейсов GaAs/InGaAs [25], латеральной асимметрией ДПЛ с двумя ловушками вдоль оси [110] и пониженной симметрией каждой из ловушек.

Динамика пространственного распределения и поляризации спинорного поляритонного конденсата в ДПЛ

Временные зависимости пространственного распределения (в направлении оси Oх) интенсивностей поляризованных π_x и π_y компонент излучения поляритонов при когерентном возбуждении π_x поляризованными импульсами показаны в цвете на рис. 1б и 1в для ДПЛ № 1 и на рис. 1д и 1е для ДПЛ № 2. Интенсивности этих компонент из левой (L), правой (R) и одновременно двух (LR) ловушек, $I_{ij,K}(t)$, показаны на рис. 2. Первые два индекса i и j в $I_{ij,K}(t)$ обозначают линейные поляризации импульса накачки и детектируемого излучения, а K — исследованные ловушки L, R и LR. На рис. 3 и 4 показана динамика степеней линейной поляризации,

$$\rho_{i,K}^1 = (I_{ii,K} - I_{ij,K}) / (I_{ii,K} + I_{ij,K}),$$

где $i = x, y$, $j \neq i$, линейной диагональной поляризации,

$$\rho_{i,K}^{ld} = (I_{i,x+y,K} - I_{i,x-y,K}) / (I_{i,x+y,K} + I_{i,x-y,K}),$$

и величины, $Z_{LR,i} = (I_{ii,L} - I_{ii,R}) / (I_{ii,L} + I_{ii,R})$, $i = x, y$, отражающей видность осцилляций меж-

ду линейно-поляризованными конденсатами в ДПЛ.

Интенсивности $I_{ij,K}(t)$ пропорциональны суммарной плотности поляритонных компонент в S и AS состояниях $(\Psi_{j,K,S} + \Psi_{j,K,AS})(\Psi_{j,K,S}^* + \Psi_{j,K,AS}^*)$ с поляризацией π_j . В ДПЛ с нарушенной симметрией C2 π_x и π_y поляризованные импульсы возбуждают конденсат во всех четырех пространственно-спиновых состояниях с нулевой суммарной волновой функцией в ортогональной поляризации в $t = 0$.

На рис. 2 видно, что π_x импульсы в обеих ДПЛ возбуждают, в основном, состояние конденсата с поляризацией, совпадающей с поляризацией накачки: интенсивность излучения конденсата в π_y поляризации после окончания импульса меньше 5%. В дальнейшем затухание конденсата сопровождается осцилляциями его поляризации и плотностей в ловушках, при этом интенсивность излучения поляритонов из ДПЛ $I_{x,LR}(t) = I_{xx,LR}(t) + I_{xy,LR}(t)$, пропорциональная $N_{LR}(t)$ в ДПЛ, затухает экспоненциально со временем жизни поляритонов, $\tau_{LP} = 200 \pm 10$ пс, с небольшими осцилляциями в пределах 3%.

На рис. 2а–2в видно, что в ДПЛ № 1 с симметрией, близкой к C2, интенсивности ортогональных поляризаций $I_{xy,LR}$ и $I_{yx,LR}$ после окончания импульса накачки медленно нарастают при $t \leq 55$ пс и в дальнейшем уменьшаются экспоненциально с периодом осцилляций $T_{xy} = 115 \pm 4$ пс, при этом $\rho_{x,LR}^1$ и $\rho_{y,LR}^1$ (рис. 3) достигают первого минимума при $t = 57 \pm 4$ пс $\approx T_{xy}/2$ и далее осциллируют синфазно в интервале от 0.8 до 0.9. Подобное поведение свидетельствует о том, что ортогонально поляризованная компонента поляритонов возбуждается не за счет их спиновой релаксации, а непосредственно пикосекундным импульсом накачки вследствие несовпадения линейных поляризаций собственных мод в ДПЛ с осями Oх и Oу. Для возбуждения 5% ортогональной компоненты достаточно отклонения поляризации собственных мод от оси Oх на угол $\leq 10^\circ$.

Осцилляции линейной поляризации излучения конденсата в ДПЛ обусловлены спиновыми расщеплениями мод S и AS. Несовпадение энергий Δ_S (48 мкэВ) и Δ_{AS} (36 мкэВ) ведет к наблюдаемому в эксперименте отклонению формы осцилляций $\rho_{x,LR}^1$ и $\rho_{y,LR}^1$ от гармонической. Сравнение зависимостей интенсивности излучения поляритонов из левой ловушки в коллинеарной и ортогональной с импульсом накачки поляризациях на рис. 2а и 2б показывает, что, как и следовало ожидать, взаимовлияние эффектов туннельной связи между ловушками и нарушения симметрии ДПЛ наиболее сильно проявляется в излучении мало заполненных мод $I_{xy,L}(t)$ и $I_{yx,L}(t)$. В компонентах излучения, коллинеарных накачке, $I_{xx,L}(t)$ и $I_{yy,L}(t)$, осцилляции, обусловленные туннелированием конденсата между

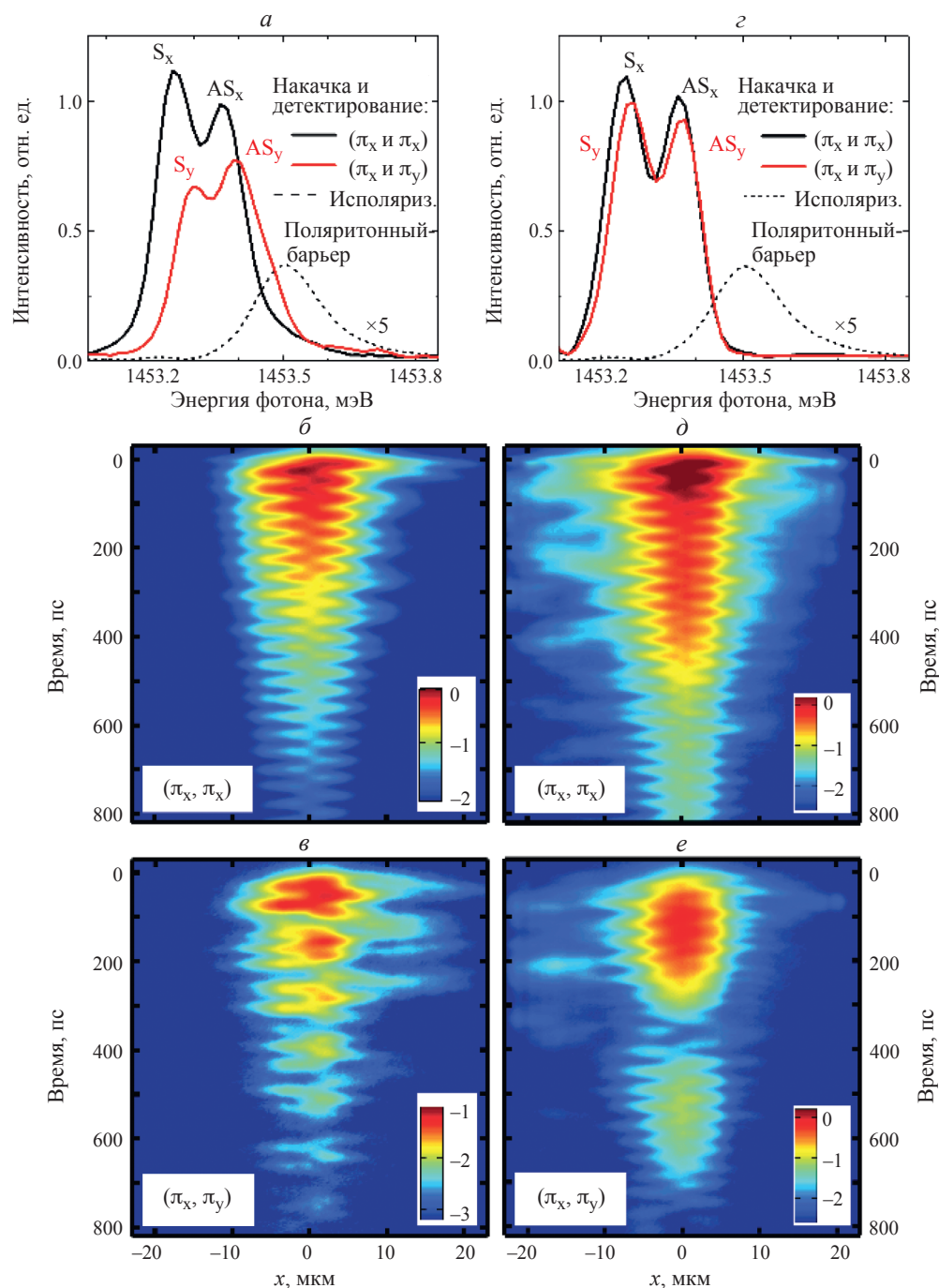


Рис. 1. Поляризованные спектры излучения экситонных поляритонов в ДПЛ № 1 (а) и № 2 (z), при одинаковых линейных поляризациях накачки и регистрации; временная эволюция пространственного распределения излучения π_x (б, д) и π_y (в, е) поляризованных компонент конденсата вдоль оси расположения ловушек (Ox) в ДПЛ при накачке π_x поляризованными пикосекундными импульсами в ДПЛ № 1 (б, в) и № 2 (д, е) Интенсивность показана в цветной шкале в логарифмическом масштабе. Температура образца 2 К.

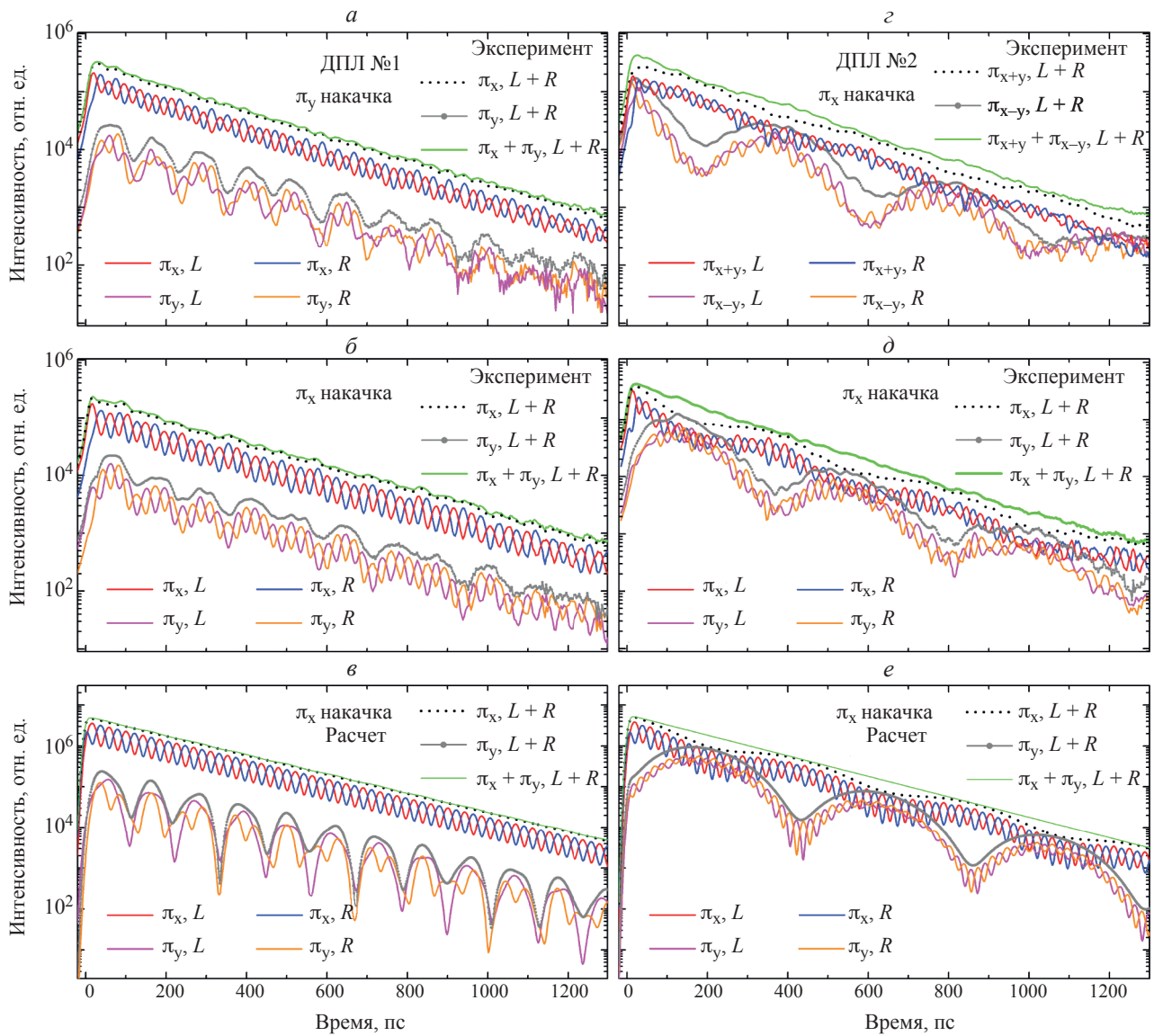


Рис. 2. Экспериментальные (а, б, г, д) и рассчитанные (е, е) в рамках линейной четырехмодовой модели временные зависимости интенсивности излучения компонент поляритонного конденсата с линейными π_y и π_x поляризациями из левой (L), правой (R) и обеих (L + R) ловушек для ДПЛ № 1 при накачке лазерными импульсами с поляризацией π_y (а) и π_x (б, в) и для ДПЛ № 2 при накачке импульсами с поляризацией π_x (г–е). Для ДПЛ № 2 на графике г показаны зависимости интенсивностей излучения диагонально поляризованных компонент конденсата, $\pi_y \pm \pi_x$.

ловушками, близки к гармоническим с периодами $T_x = 39 \pm 1$ пс и $T_y = 45 \pm 1$ пс, которые хорошо согласуются с рассчитанными из измеренных (рис. 1а) расщеплений мод S и AS в π_x поляризации $T_x = \hbar/\Delta_x \approx 39.5$ пс и в π_y поляризации $T_y = \hbar/\Delta_y \approx 45.2$ пс. Амплитуда видности осцилляций $Z_{LR,i}$ также остается близкой к рассчитанной 40% во всем интервале $t < 1.5$ нс. Таким образом, для описания временной эволюции этих компонент конденсата благодаря большому времени спиновой релаксации, $\tau_s \approx 10$ нс, можно в первом приближении использовать двухмодовую модель.

В ДПЛ № 2 пренебрежение взаимодействием внутреннего и внешнего эффектов Джозефсона невозможно. В ней отсутствует направление линейной поляризации накачки, в котором интенсивность излучения поляритонов в ортогональной поляризации остается малой. На рис. 2г и 2д видно, что в ДПЛ № 2 $N_{LR}(t) \approx I_{xx,LR}(t) + I_{yy,LR}(t)$, как и в ДПЛ № 1, затухает экспоненциально с $\tau_{LR} \approx 200$ пс, однако поляризационные эффекты в динамике конденсата на порядок сильнее: при $t < 130$ пс $I_{xx,LR}$ уменьшается сверхэкспоненциально с увеличением t , а $I_{yy,LR}$ сильно возрастает. При $t \approx 130$ пс они сравниваются и далее

затухают, осциллируя с периодом ≈ 430 пс в противофазе, с относительно слабыми осцилляциями из-за межловушечного перетекания плотности конденсата.

Периоды межловушечных осцилляций π_x и π_y компонент конденсата при накачке в этих поляризациях, равны $T_x = 37.8 \pm 1$ пс и $T_y = 41.1 \pm 1$ пс. Они близки к рассчитанным из измеренных спектральных расщеплений S и AS мод с поляризациями, близкими к осям Ox и Oy , соответственно: $T_x = h/\Delta_x = 38.1 \pm 3$ пс и $T_y = h/\Delta_y = 40.7 \pm 3$ пс. Подчеркнем, что эффекты, обусловленные туннельным и спиновым взаимодействиями, в ДПЛ № 2 хорошо разделяются благодаря большой разнице в их величинах: расщепления S и AS мод ≈ 100 мкэВ, а их спиновые расщепления меньше 12 мкэВ. На рис. 4б видно, что при возбуждении π_x импульсами, модуляция осцилляций $\rho_{x,LR}^1(t)$ и $\rho_{x,LR}^{ld}(t)$ в ловушках с периодом ≈ 430 пс из-за спинового расщепления практически синфазна с осцилляциями интенсивностей излучения в них из-за туннелирования. Как следствие, в излучении конденсата из ДПЛ они почти компенсируют друг друга (рис. 2г и 2д).

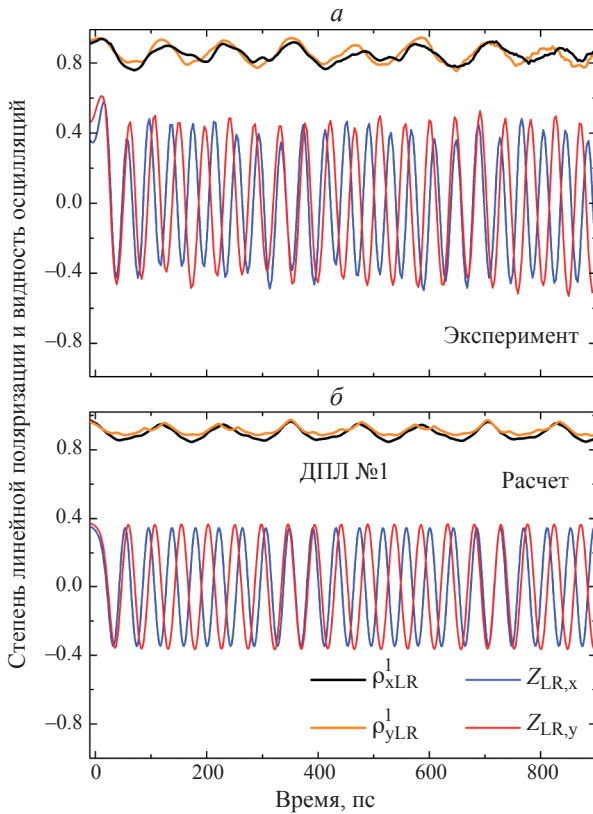


Рис. 3. Измеренные (а) и рассчитанные (б) в рамках четырехмодовой модели временные зависимости степеней линейной поляризации $\rho_{i,LR}^1$ излучения поляритонного конденсата и видности его межловушечных осцилляций $Z_{LR,i}$ при π_i поляризованной накачке ($i = x$ для π_x и y для π_y) для ДПЛ № 1.

Набор измеренных $\rho_{i,LR}^1(t)$ и $\rho_{i,LR}^{ld}(t)$ конденсата из ДПЛ № 2 показан на рис. 4б и 4в. На рисунке видно, что в области $t \gtrsim 100$ пс при накачке π_x импульсами ($i = x$) они осциллируют в противофазе с периодом $T_x \approx 425$ пс от 0 до ≈ 0.75 и от 0 до ≈ 0.8 , а при возбуждении π_y импульсами ($i = y$) с периодом $T_y \approx 450$ пс от -0.2 до ≈ 0.75 и от -0.3 до ≈ 0.6 , соответственно, с небольшой модуляцией с периодами 38 пс (для π_x) и 41 пс (для π_y), обусловленной осцилляциями плотности конденсата между ловушками в ДПЛ. Пунктирные кривые на рис. 4б и 4в показывают аппроксимацию осцилляций $\rho_{i,LR}^1$ и $\rho_{i,LR}^{ld}$ одной гармоникой:

$$\rho_{i,LR} = A_i \cos((2\pi t + \phi_i^1)/T_{ij}) \times \exp(-(t + \phi_i^1)/\tau_s) + B_i \quad (2)$$

$$\rho_{i,LR}^{ld} = C_i \sin((2\pi t + \phi_i^{ld})/T_{ij}) \times \exp(-(t + \phi_i^{ld})/\tau_s) + D_i \quad (3)$$

с $T_{xy} = 425$ пс, $\tau_s = 10$ нс и начальными фазами $\phi_x^1 = 0.3\pi$ и -0.35π для $\rho_{x,LR}^1$ и $\rho_{x,LR}^{ld}$ ($\Delta\phi_x^1 = 0.65\pi$) и с $T_{yx} = 453$ пс и начальными фазами $\phi_y^{ld} = -0.05\pi$ и -0.7π для $\rho_{y,LR}^1$ и $\rho_{y,LR}^{ld}$ ($\Delta\phi_y^1 = -0.65\pi$), соответственно. На рис. 4б и 4в видно, что при таких параметрах $\rho_{i,LR}^1(t)$ и $\rho_{i,LR}^{ld}(t)$ хорошо описываются во всем диапазоне t за исключением области малых времен $\lesssim 70$ пс.

Динамика поляритонов в рамках четырехмодовой модели

Для анализа временной эволюции поляризованных спектров излучения ДПЛ было использовано динамическое уравнение Шредингера с учетом конечного времени жизни поляритонов:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = (\hat{H}_c - i\gamma \hat{I})\Psi. \quad (4)$$

При использованных в эксперименте плотностях возбуждения изменение E_{LR} в затухающем конденсате, характеризующее величину межчастичного взаимодействия, не превышало 5%, поэтому для расчетов использовалось линейное приближение гамильтониана (1). С целью уменьшения подгоночных параметров мы пренебрегаем небольшой по сравнению с величиной туннельного взаимодействия разностью энергий поляритонных уровней E_L и E_R в ловушках и кроме того, принимая во внимание, что ловушки в ДПЛ расположены вдоль направления $[110]$ и слегка вытянуты вдоль него, почти сохраняя плоскость симметрии $\sigma_h(z_y)$, ограничиваемся учетом нарушения этой симметрии только в одной ловушке.

С учетом сделанных выше допущений гамильтониан (1), написанный в циркулярном базисе для левой (L) и правой (R) ловушек, можно записать в линейно-поляризованном базисе в матричном виде в базисе четырех состояний $\{|L, \pi_x\rangle, |L, \pi_y\rangle, |R, \pi_x\rangle, |R, \pi_y\rangle\}$ в следующем виде

$$\hat{H}_1 = \begin{pmatrix} D_L \cos \varphi_L & D_L \sin \varphi_L & J + G \cos \Phi & G \sin \Phi \\ D_L \sin \varphi_L & -D_L \cos \varphi_L & G \sin \Phi & J - G \cos \Phi \\ J + G \cos \Phi & G \sin \Phi & D_R & 0 \\ G \sin \Phi & J - G \cos \Phi & 0 & -D_R \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Здесь D_L и D_R — межспиновые взаимодействия в ловушках L и R , а фазы φ_L и φ_R имеют смысл отсчитываемых от оси ДПЛ (Ox) углов поворота $\varphi_L/2$ и $\varphi_R/2$ собственных базисов линейных поляризаций в них, базис главных линейных осей правой ямы совпадает с осями ДПЛ (Ox и Oy), $\varphi_R/2 = 0$. Параметры D_L , D_R , J , G , φ_L и Φ остаются подгоночными. ДПЛ имеет два симметричных (S) и два асимметричных (AS) по ловушкам поляритонных уровня с ортогональными линейными поляризациями, направления которых в S и AS модах при нарушении симметрии C2 не совпадают с осями ДПЛ.

Результаты аппроксимации динамики поляритонов в ДПЛ № 1 при накачке пикосекундными π_x импульсами показаны на рис. 2в и 3б. На рисунках видно, что для набора относительных параметров $D_L = D_R = 0.17$; $\varphi_L/2 = 2.7^\circ$; $J = 0.445$; $G = 0.025$; $\Phi = 2.1^\circ$; $\gamma = 0.017$ наблюдается хорошее согласие с экспериментом. При π_x накачке интенсивность излучения поляритонной компоненты с ортогональной поляризацией (π_y) с концентрацией, на порядок меньшей, чем в основной, демонстрирует сильные осцилляции вследствие туннелирования между ловушками с периодом $T_y = 45$ пс, и межспинового взаимодействия

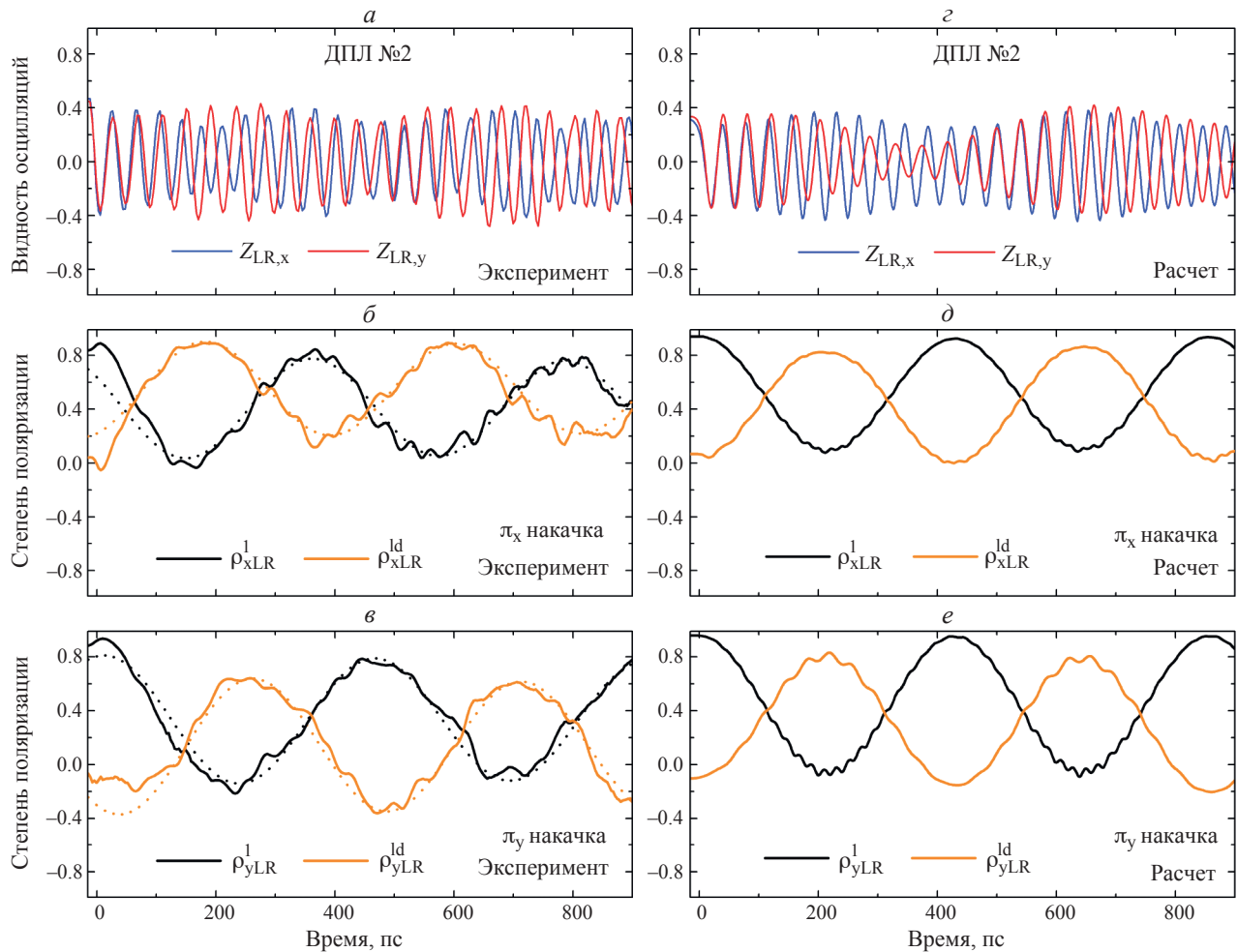


Рис. 4. Измеренные (а–в) и рассчитанные с использованием четырехмодовой модели (г–е) временные зависимости степеней линейной $\rho_{i,LR}^l$ и диагональной линейной $\rho_{i,LR}^{ld}$ поляризаций излучения поляритонного конденсата и видности его межловушечных осцилляций $Z_{LR,i}$ при π_i поляризованной накачке ($i = x, y$) для ДПЛ № 2. Пунктирные кривые на графиках б и в показывают аппроксимации осцилляций $\rho_{i,LR}^l$ и $\rho_{i,LR}^{ld}$ одной гармоникой с использованием формул (2) и (3).

с периодом $T_{xy} = 115$ пс. Различие спиновых расщеплений S и AS мод ведет к нарушению гармоничности осцилляций (рис. 2в). Величины $\rho_{i,LR}^1$ ($i = x, y$) меняются в интервале между 0.85 и 0.95 (рис. 3б) в согласии с экспериментом.

Результаты аппроксимации поляризационной динамики поляритонов в ДПЛ № 2 при возбуждении π_x и π_y поляризованными пикосекундными импульсами показаны на рис. 2е и 4з–4е при следующих параметрах: $D_L = D_R = 0.053$; $\varphi_L/2 = 31.7^\circ$; $J = 0.465$; $G = 0.015$; $\Phi = 5.2^\circ$; $\gamma = 0.017$. На рис. 2е видно, что при таких параметрах в ДПЛ № 2 качественно описываются осцилляции поляритонного конденсата между L и R ловушками с периодом $T_x = 38$ пс, видности этих осцилляций $Z_{LR,x}$ и осцилляции степеней линейной поляризации, $\rho_{i,LR}^1$ и $\rho_{i,LR}^{ld}$, с периодом $T_{xy} = 430$ пс (рис. 4з–4е), а также поляризационная конверсия конденсата поляритонов: π_y компонента, $I_{xy,LR}(t)$, в ДПЛ периодически (с $T_{xy} = 430$ пс) практически сравнивается с π_x компонентой, $I_{x,LR}(t)$. Величина $\rho_{i,LR}^1$ изменяется от значений < 0.1 до ≈ 0.9 при $i = x, y$ (рис. 4д и 4е), в области минимумов $\rho_{i,LR}^1$ степень $\rho_{i,LR}^{ld}$ достигает максимумов до 0.85 (рис. 4д и 4е), т.е. с периодом T_{xy} поляризация спирного конденсата в ДПЛ осциллирует между линейной и линейной диагональной. В то же время на рис. 4 видно, что эта модель не описывает наблюдаемые в эксперименте отличия первых полупериодов $T_{i,1}/2$ в $\rho_{i,LR}^1(t)$ и $\rho_{i,LR}^{ld}(t)$ от $T_i/2$ ($i = x, y$) следующих осцилляций при накачке импульсами и с π_x и с π_y поляризацией, а также появления большой разности фаз $\Delta\phi_x^1 = 0.65\pi$ и $\Delta\phi_y^1 = -0.65\pi$ у осцилляций в $\rho_{i,LR}^1(t)$ и $\rho_{i,LR}^{ld}(t)$.

К существенному отличию динамики поляризации излучения спирного газа поляритонов из области ДПЛ от предсказанной в рамках четырехмодовой модели на временах $t \lesssim 70$ пс может приводить излучение поляритонов, возбужденных выше дна поляритонной зоны, поскольку глубина залегания уровней в ДПЛ $-0.1 \div -0.2$ мэВ существенно меньше спектральной ширины 1.1 мэВ накачивающих лазерных импульсов с длительностью ≈ 2 пс. Из анализа время-разрешенных спектров излучения следует, что доля таких поляритонов, возбужденных в области ДПЛ, лежит в пределах 8%, а их концентрация убывает после окончания импульса со временем $t_{band} \approx 35$ пс вследствие разбегания за пределы ловушек и локализации в ловушках. Поляризация фотовозбужденных свободных поляритонов не совпадает с поляризацией поляритонных мод в ДПЛ. Поэтому естественно ожидать, что их распределение по уровням при локализации в ДПЛ будет отличным от реализуемого накачивающим импульсом и должно приводить к сдвигу

фаз интерферирующих мод конденсата, наблюдаемому в эксперименте.

В пользу этого предположения, в частности, свидетельствуют наблюдаемые на рис. 4а–4в уменьшения в течение первого периода осцилляций амплитуд видностей $Z_{LR,x}$ и $Z_{LR,y}$, почти на 20% и амплитуд степеней поляризации $\rho_{x,LR}^1(t)$ и $\rho_{y,LR}^1(t)$ на 10% при сохранении их в дальнейшем. На рис. 4б и 4в также видно, что отклонение зависимостей $\rho_{x,LR}^1(t)$ и $\rho_{y,LR}^1(t)$ от гармонических заканчиваются при $t \approx 70$ пс.

На основании выше сказанного можно сделать вывод, что отличие измеренной динамики поляризации излучения спирного газа поляритонов из области ДПЛ при $t \lesssim 70$ пс от предсказанной в рамках четырехмодовой модели обусловлено дополнительным вкладом от излучения возбуждаемых в области ДПЛ спектрально широкими пикосекундными импульсами свободных поляритонов и, кроме того, возмущением ими при локализации модового состава ДПЛ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами было исследовано взаимовлияние туннельного взаимодействия и анизотропии потенциала двойных ловушек на динамику поляризации спирного поляритонного конденсата с большим, ≈ 200 пс, временем жизни в GaAs/AlAs МР с (InGa)As квантовыми ямами при $T = 2$ К в условиях резонансной накачки пикосекундными лазерными импульсами. Найдено, что время спиновой релаксации в поляритонном конденсате в ДПЛ достигает 10 нс. Было показано, что в ДПЛ с симметрией, близкой к C2, возбуждаемой импульсами, поляризованными вдоль и перпендикулярно ее оси, влияние внутреннего эффекта Джозефсона мало, поэтому, в первом приближении, для описания динамики доминирующей спиновой компоненты конденсата можно использовать двухмодовую модель. В ДПЛ с сильно нарушенной симметрией C2 пренебрежение взаимодействием внутреннего и внешнего эффектов Джозефсона в конденсате становится невозможным и для описания его поляризационной динамики необходимо использовать четырехмодовую модель. Найдено, что при возбуждении ДПЛ пикосекундными импульсами со спектральной шириной, большей глубины залегания поляритонных уровней в ней, при описании временной эволюции поляризованных спектров излучения из области ДПЛ необходимо также учитывать вклад от излучения свободных поляритонов, возбужденных в ее области, а также возмущение модового состава конденсата вследствие их локализации в ДПЛ.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-12-00411.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Weisbuch C., Nishioka M., Ishikawa A., Arakawa Y. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 3314.
2. Deveaud B. The physics of semiconductor microcavities. Weinheim: Wiley-VCH, 2007.
3. Kavokin A.V., Baumberg J.J., Malpuech G., Laussy F.P. Microcavities. Oxford: Oxford University Press, 2007.
4. Sanvitto D., Timofeev V. Exciton polaritons in microcavities. Berlin: Springer-Verlag, 2012.
5. Zasedatelev A.V., Baranikov A.V., Urbonas D. et al. // Nature Photon. 2019. V. 13. P. 378.
6. Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 241; Maksimov A.A., Filatov E.V., Tartakovskii I.I. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 2. P. 176.
7. Demenev A.A., Kulakovskii V.D., Schneider C. et al. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. P. 171106.
8. Демениев А.А., Ковальчук А.В., Полушкин Е.А., Шаповал С.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 212; Demenev A.A., Kovalchuk A.V., Polushkin E.A., Shapoval S.Y. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 2. P. 159.
9. Kavokin A., Liew T.C.H., Schneider C. et al. // Nature Rev. Phys. 2022. V. 4. P. 435.
10. Cataliotti F.S., Burger S., Fort C. et al. // Science. 2001. V. 293. P. 843.
11. Gati R., Albiez M., Folling J. et al. // Appl. Phys. B. 2006. V. 82. P. 207.
12. Levy S., Lahoud E., Shomroni I., Steinhauer J. // Nature. 2007. V. 449. P. 579.
13. Albiez M., Gati R., Folling J. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. Art. No. 010402.
14. Shelykh I.A., Solnyshkov D.D., Pavlovic G., Malpuech G. // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. Art. No. 041302(R).
15. Демениев А.А., Кулаковский В.Д., Терешко С.Н., Гиппиус Н.А. // ЖЭТФ. 2022. Т. 162. № 4. С. 471; Demenev A.A., Kulakovskii V.D., Tereshko S.N., Gippius N.A. // JETP. 2022. V. 135. No. 4. P. 440.
16. Wouters M. // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. Art. No. 121302(R).
17. Sarchi D., Carusotto I., Wouters M., Savona V. // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. Art. No. 125324.
18. Read D., Rubo Yuri G., Kavokin A.V. // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. Art. No. 235315.
19. Lagoudakis K.G., Pietka B., Wouters M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 120403.
20. Abbarchi M., Amo A., Sala V. et al. // Nature Phys. 2013. V. 9. P. 275.
21. Lebedev M.E., Dolinina D.A., Hong K.B. et al. // Sci. Reports. 2017. V. 7. P. 9515.
22. Abdalla S., Zou B., Zhang Y. // Opt. Express. 2020. V. 28. P. 9136.
23. Bello F., Eastham P.R. // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. Art. No. 245312.
24. Zhang C., Jin G. // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. Art. No. 115324.
25. Klopotoski L., Martin M.D., Amo A. et al. // Solid State Commun. 2006. V. 139. P. 511.

Dynamics of spinor exciton-polariton condensates in double potential traps in a GaAs/AlAs microcavity under resonant picosecond excitation

A. A. Demenev^{a,*}, S. N. Tereshko^a, N. A. Gippius^b, V. D. Kulakovskii^a

^aOsipyan Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia

^bSkolkovo Institute of Science and Technology, Moscow, 121205 Russia

*e-mail: demenev@issp.ac.ru

The temporal evolution of the polarized emission spectra of spinor exciton-polariton condensates in double tunnel-coupled potential traps in a high-Q GaAs/AlAs microcavity at 2 K under resonant laser pumping with picosecond pulses has been studied in the time range up to 1.5 ns. An estimate of the spin relaxation time of the condensate $\tau_s \sim 10$ ns is obtained. The influence of the symmetry of the trap potential on the energy spectrum of the polariton modes and on the polarization dynamics of the spinor condensate in the tunnel-coupled potential traps is discussed.

Keywords: microcavity, exciton-polariton, spinor polariton condensate, bosonic Josephson junction, time-resolved spectroscopy.