

УДК 53.043

ОСЦИЛЛИРУЮЩЕЕ ДВИЖЕНИЕ ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОНОВ В АНИЗОТРОПНЫХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ

© 2020 г. И. Е. Седова¹, Е. С. Седов^{2,3,1}, С. М. Аракелян¹, *А. В. Кавокин^{2,3,4}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Владимирский государственный университет имени Александра Григорьевича
и Николая Григорьевича Столетовых”, Владимир, Россия

²Университет Вестлейк, Школа науки, Ханчжоу, Китай

³Вестлейкский институт перспективных исследований, Институт естественных наук, Ханчжоу, Китай

⁴Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Санкт-Петербургский государственный университет”, Лаборатория оптики спина имени И.Н. Уральцева,
Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: arak@vlsu.ru

Поступила в редакцию 15.07.2020 г.

После доработки 10.08.2020 г.

Принята к публикации 26.08.2020 г.

Изучен эффект колебаний траектории экситон-поляритонов, распространяющихся в плоскости оптического микрорезонатора со встроенными квантовыми ямами. Присущий системам с расщеплением спиновых состояний, эффект возникает в результате обоюдного влияния спиновой (поляризационной) степени свободы и поступательного движения поляритонов. Период осцилляций траектории определяет величина расщепления как фотонной, так и экситонной компонент поляритонов.

DOI: 10.31857/S0367676520120339

ВВЕДЕНИЕ

В фокусе внимания настоящей работы находится эффект, известный в литературе как Zitterbewegung (нем. “дрожащее движение”), который состоит в возникновении колебаний траектории частицы в направлении, перпендикулярном направлению ее распространения. Эффект был обнаружен в большом числе физических систем, включая бозе-эйнштейновские конденсаты атомов [1], фотонные кристаллы [2], волноводные решетки [3], графен [4] и др. Общей чертой таких систем и непременным условием возникновения осцилляций траектории является наличие в характеризующем их спектре запрещенной зоны. Этому требованию удовлетворяют системы со спиновым расщеплением. Колебание траектории частиц в них возникает в результате спин-орбитального взаимодействия, связывающего внутреннюю спиновую степень свободы с внешней, ответственной за распространение частиц. Так эффект был продемонстрирован для электронов в полупроводниковом кристалле в присутствии эффектов Дрессельхауса и Рашбы [5, 6].

В недавней работе [7] на основе численного моделирования были предсказаны осцилляции траектории экситон-поляритонов – квазичастиц, возникающих в результате гибридизации фотонных резонаторных мод и экситонных состояний в квантовых ямах [8, 9]. В поляритонной структуре, представляющей собой плоский оптический микрорезонатор со встроенным ансамблем квантовых ям, расщепление спиновых (поляризационных) состояний происходит благодаря расщеплению ТЕ- и ТМ-поляризованных фотонных мод резонатора. Однако, как показано в [7], в таких условиях осцилляции траектории проявляются лишь при малых значениях квазиимпульса k поляритонов, когда вклад фотонной компоненты в поляритонное состояние наибольший. С увеличением k эффект пропадает.

В работах [10, 11] показано, что прикладывание внешнего магнитного поля в плоскости микрорезонатора приводит к расщеплению спиновых экситонных компонент. Учет такого расщепления позволяет наблюдать осцилляции траектории экситоноподобных поляритонов с большими k . Волновые пакеты таких поляритонов менее подвержены рас-

плыванию, и эффект может наблюдаться на больших расстояниях.

Существует целый ряд иных механизмов, приводящих к расщеплению спиновых состояний экситонов в поляритонной структуре. Среди них встроенное или индуцированное анизотропное расщепление, возникающее в результате нарушения трансляционной или точечной симметрии квантовых ям или границ раздела слоев гетероструктуры. Так в работе [12] описано расщепление энергии экситонных состояний в квантовых ямах флуктуирующей ширины, которое оценивается в несколько десятков микроэлектронвольт. Другой подход к обеспечению расщепления экситонных состояний состоит в использовании обменных механизмов [13–15]. Так в уже упомянутых работах [10, 11] расщеплению способствует магнитное поле, вызывающее гибридизацию светлых экситонов, обладающих проекцией спина на ось структуры ± 1 и непосредственно участвующих в формировании поляритонных состояний, с темными (оптически неактивными) экситонами, обладающими спиновой проекцией ± 2 .

Анизотропия, связанная с понижением симметрии на границах квантовой ямы по сравнению с объемным кристаллом, отражается в возникновении внутреннего электрического поля. Внутреннее поле смешивает тяжелые дырки, участвующие в формировании поляритонных состояний, и менее оптически активные легкие дырки, что приводит к формированию новых расщепленных по энергии состояний. Симметрия может быть нарушена из-за внутренних напряжений, приобретенных на стадии выращивания структуры [16, 17]. Величина расщепления в этом случае, как правило, составляет десятки микроэлектронвольт. Внешним давлением на структуру можно добиться более существенного расщепления спиновых экситонных компонент — до 1 мЭВ, как показано в работе [18].

Очевидно, что расщепление экситонной компоненты, сопоставимое с таковым фотонной компоненты, существенным образом сказывается на условиях проявления осциллирующего движения поляритонов. Изучению совместного вклада ТЕ-ТМ расщепления фотонной компоненты и анизотропного расщепления экситонной компоненты безотносительно природы его возникновения в проявление эффекта осцилляций траектории экситон-поляритонов посвящена настоящая работа.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим распространение экситон-поляритонов в плоскости оптического микрорезонатора

со встроенными квантовыми ямами в присутствии эффектов спин-орбитального взаимодействия, вызванного ТЕ-ТМ расщеплением фотонных мод резонатора и анизотропным расщеплением экситонных мод в квантовых ямах. Эффективный гамильтониан в k пространстве имеет следующий вид [11]:

$$H = K\sigma_0 + \frac{1}{2}\vec{B} \cdot \vec{\sigma}, \quad (1)$$

где $K = \frac{1}{2}(E_\phi + E_\circ - E_p)$ — кинетическая энергия поляритонов нижней дисперсионной ветви, $E_{\phi(\circ)} = E_{\phi 0(\circ 0)} + \hbar^2 k^2 / 2m_{\phi(\circ)}$ — дисперсия фотонов в плоскости резонатора (экситонов в плоскости квантовой ямы), \vec{k} — волновой вектор (квазиимпульс) поляритонов, $k = |\vec{k}|$, $E_{\phi 0(\circ 0)}$ — энергия фотонов (экситонов) при $k = 0$, $m_{\phi(\circ)}$ — эффективная масса фотонов (экситонов). $E_p = \left[(E_\phi - E_\circ)^2 + V_p^2 \right]^{1/2}$ — энергия расщепления поляритонных ветвей, $V_p/2$ — вакуумная энергия Раби, σ_0 — единичная матрица 2×2 .

Второе слагаемое в правой части гамильтониана (1) характеризует спин-орбитальное взаимодействие поляритонов. Расщепление фотонных и экситонных мод может быть описано как эффективное магнитное поле $\vec{B} = \vec{B}_{\text{ТЕ-ТМ}} + \vec{B}_{\text{ан}}$, вызывающее прецессию псевдоспина поляритонов, характеризуемого вектором Паули $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$. Эффективное магнитное поле

$$\vec{B}_{\text{ТЕ-ТМ}} = \left[\beta C_k^2 (k_x^2 - k_y^2), 2\beta C_k^2 k_x k_y, 0 \right] \quad (2)$$

характеризует вклад ТЕ-ТМ расщепление фотонных мод резонатора. В выражении (2) параметр β — константа расщепления, $C_k^2 = \left[1 - (E_\phi - E_\circ) E_p^{-1} \right] / 2$ — весовой коэффициент фотонной компоненты, зависящий от величины квазиимпульса k . Другая компонента

$$\vec{B}_{\text{ан}} = \left[X_k^2 \Delta_{\text{ан}}, 0, 0 \right] \quad (3)$$

описывает вклад экситонной составляющей в эффективное магнитное поле за счет анизотропии, присущей квантовым ямам [16, 17], либо наведенной при помощи внешнего воздействия [10, 11, 18]. Для простоты мы полагаем, что ось анизотропии совпадает с осью x . В выражении (3) $\Delta_{\text{ан}}$ — величина анизотропного расщепления, $X_k^2 = 1 - C_k^2$ — весовой коэффициент экситонной компоненты.

Рассмотрим распространение волнового пакета поляритонов $\psi = f(\vec{r})|\chi\rangle$ с начальной право-

циркулярной поляризацией, $|\chi\rangle = |+\rangle = (1, 0)^T$, и центральным волновым вектором $\vec{k} = (0, k_0)$ вдоль оси y ; $\vec{r} = (x, y)$. В квазиклассическом приближении для волнового пакета с узким спектром, $\delta k \ll k_0$, пользуясь обобщенными коммутационными соотношениями для операторов координат частицы $\dot{x} = \hbar^{-1} \partial_{k_x} H$, $\dot{y} = \hbar^{-1} \partial_{k_y} H$, мы получаем уравнение для траектории центра масс волнового пакета $X(Y)$, где $X = \langle \chi | f^* x f | \chi \rangle$ и $Y = \langle \chi | f^* y f | \chi \rangle$:

$$X = A \left[1 - \cos(2\pi Y L^{-1}) \right], \quad (4)$$

где A и L описывают амплитуду и пространственный период осцилляций траектории соответственно, которые определяются следующим образом:

$$A = \frac{2\beta k_0 C_{k_0}^2}{\beta k_0^2 C_{k_0}^2 - \Delta_{\text{ан}} X_{k_0}^2}, \quad (5)$$

$$L = \frac{2\pi \hbar k_0}{m_{\text{н}} (\Delta_{\text{ан}} X_{k_0}^2 - \beta k_0^2 C_{k_0}^2)}. \quad (6)$$

В выражении (6) $m_{\text{н}}$ – эффективная масса поляритонов, определяемая как $m_{\text{н}}^{-1} = C_{k_0}^2 m_{\text{ф}}^{-1} + X_{k_0}^2 m_{\text{э}}^{-1}$. Отметим, что в соответствии с (5) и (6) параметры A и L могут принимать как отрицательные, так и положительные значения. Знак величин отвечает лишь за фазу колебаний траектории центра масс. В дальнейшем, говоря об амплитуде и периоде осцилляций траектории, мы будем использовать обозначения A и L , подразумевая их абсолютные величины.

Выражения (4)–(6) описывают траекторию поляритонов в физическом пределе без учета неконсервативных процессов, а также пространственных размеров поляритонного волнового пакета. Рассмотрим эффект осциллирующего движения поляритонов, приняв эти факторы во внимание. Для этого мы используем обобщенные уравнения Гросса-Питаевского для волновых функций поляритонов с правой и левой циркулярной поляризацией, $\psi_+(\vec{r}, t)$ и $\psi_-(\vec{r}, t)$:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \psi_{\pm}}{\partial t} = & \left[\hat{K} + \alpha |\psi_{\pm}|^2 + \alpha_{\text{р}} n_{\pm} \right] \psi_{\pm} - \\ & - \frac{\beta \hat{C}_k^2}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} \mp i \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 \psi_{\pm} + \frac{\Delta_{\text{ан}} \hat{X}_k^2}{2} \psi_{\pm} + \\ & + \frac{i\hbar}{2} (R n_{\pm} - \hat{\gamma}) \psi_{\pm} + i F_{\pm}. \end{aligned} \quad (7)$$

В уравнении (7) кинетическая энергия поляритонов описывается оператором \hat{K} , который получен из выражения для K подстановкой $\vec{k} \rightarrow \hat{k} = (-i\partial_x, -i\partial_y)$. Аналогичным образом получены операторы весовых коэффициентов \hat{C}_k^2 и \hat{X}_k^2 . $n_{\pm}(\vec{r}, t)$ – плотность экситонов в резервуаре, которая меняется во времени в соответствии с выражением $n_{\pm}(\vec{r}, t) = P_{\pm} / (\gamma_{\text{э}} + R |\psi_{\pm}|^2)$. Здесь P_{\pm} – мощность пространственно-однородной нерезонансной оптической накачки, работающей в допороговом режиме. Она не приводит к возникновению конденсата поляритонов сама по себе, но способствует его формированию в присутствии резонансной накачки, см. [7, 11, 19]. Оператор $\hat{\gamma} = \hat{C}_k^2 \gamma_{\text{ф}} + \hat{X}_k^2 \gamma_{\text{э}}$ характеризует скорость затухания поляритонов, $\gamma_{\text{ф}}$ и $\gamma_{\text{э}}$ – скорости затухания фотонов и экситонов соответственно. R – скорость стимулированного рассеяния из экситонного резервуара в конденсат поляритонов. Коэффициенты α и $\alpha_{\text{р}}$ – константы взаимодействия поляритонов внутри конденсата и поляритонов с экситонами в резервуаре соответственно.

Поляритоны в системе возбуждаются линейно-поляризованной пространственно-локализованной резонансной оптической накачкой в гауссовой форме аналогично [7, 11]:

$$F_{+} \propto e^{-r^2/2w_{\text{н}}^2} e^{i(k_{\text{н}}y - \omega_{\text{н}}t)}, \quad F_{-} = 0, \quad (8)$$

где $w_{\text{н}}$, $k_{\text{н}}$ и $\omega_{\text{н}}$ – ширина волнового пакета, квазиимпульс в направлении y и частота накачки соответственно.

Для численного моделирования мы берем следующие значения параметров, использованные также в работах [7, 11]. Эффективная масса фотонов $m_{\text{ф}} = 5 \cdot 10^{-5} m_e$, где m_e – масса свободного электрона. Ввиду того, что $m_{\text{ф}} \ll m_{\text{э}}$, мы пренебрегаем экситонной составляющей $X_{k_0}^2 m_{\text{э}}^{-1}$ в определении поляритонной массы. Энергии экситонов и фотонов: $E_{\text{ф}0} = E_{\text{э}0}$. Энергия Раби $V_{\text{р}} = 5$ мэВ. Скорости затухания фотонов и экситонов $\gamma_{\text{ф}} = 0.02$ пс⁻¹, $\gamma_{\text{э}} = 0.025$ пс⁻¹. Скорость стимулированного рассеяния $\hbar R = 0.05$ мэВ · мкм². Величина анизотропного расщепления $\Delta_{\text{ан}} = 220$ мкэВ. Константы взаимодействия $\alpha = \alpha_{\text{р}}/2 = 5$ мкэВ · мкм². Мощность нерезонансной накачки $P_{\pm} = 0.95 \gamma_{\text{э}}/R$. Интенсивность резонансной накачки выбиралась достаточно слабой, чтобы уменьшить вклад

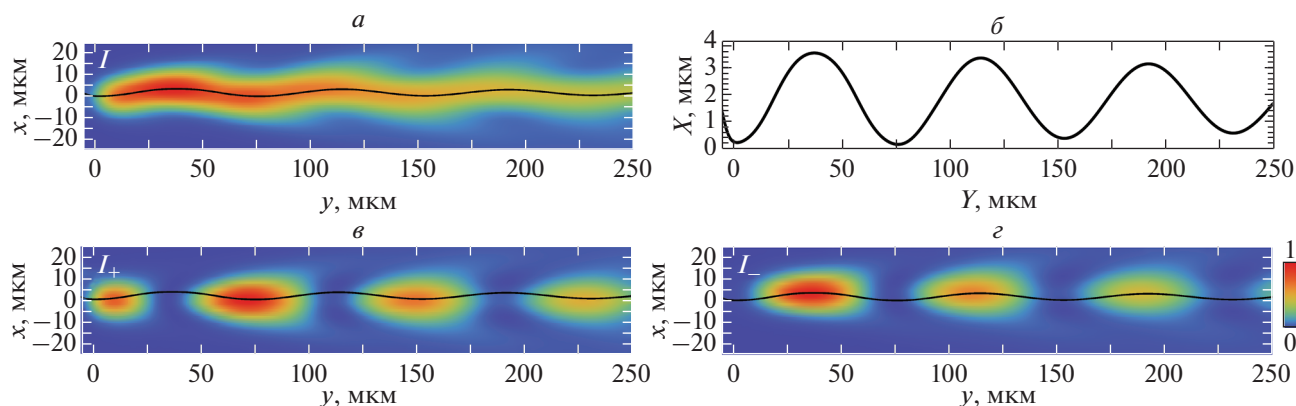


Рис. 1. Пространственное распределение плотности экситон-поляритонного конденсата, $I(\vec{r})$ (а). Траектория центра масс поляритонного волнового пакета (б). Пространственное распределение плотности правоциркулярно-поляризованной, $I_+(\vec{r})$ (в) и левоциркулярно-поляризованной, $I_-(\vec{r})$ (г) компонент поляритонного конденсата. Траектория центра масс волнового пакета для удобства анализа показана кривыми на частях а, в и г.

нелинейных эффектов, а также повысить вклад нерезонансной накачки в динамику поляритонов.

На рис. 1 представлен пример осциллирующего движения экситон-поляритонов. Для параметров, используемых при моделировании, дисперсия поляритонов имеет точку перегиба при $k = k_{\text{пер}} \approx 1.61 \text{ мкм}^{-1}$ и $\hbar\omega = \hbar\omega_{\text{пер}} \approx -1.7 \text{ мэВ}$. Отсчет энергии осуществляется относительно энергии экситонов в квантовых ямах. Для рис. 1 рассматривалась резонансная накачка с параметрами $k_{\text{н}} = 2.5 \text{ мкм}^{-1}$ и $\omega_{\text{н}} \approx -1.07 \text{ мэВ}$, которая позволяет наблюдать осцилляции траектории поляритонов существенно выше точки перегиба дисперсионной кривой. Ширина пятна накачки взята равной $w_{\text{н}} = 10 \text{ мкм}$. На рис. 1а изображено пространственное распределение плотности поляритонного конденсата в стационарном состоянии, $I(\vec{r}) = |\psi_+(\vec{r})|^2 + |\psi_-(\vec{r})|^2$. На рисунке видны отчетливые осцилляции волнового пакета в плоскости $x - y$. Осциллирующая траектория центра масс волнового пакета, $X(Y)$, приведена на рис. 1б. Амплитуда первого колебания составляет $A \approx 3.6 \text{ мкм}$, период колебаний составляет $L \approx 77 \text{ мкм}$. Амплитуда колебаний плавно спадает с увеличением координаты y ввиду конечной ширины волнового пакета и диссипации. Однако, затухание амплитуды заметно слабее такового, предсказанного в работе [7], благодаря тому, что эффект наблюдается в области более плоской (экситоноподобной) дисперсии поляритонов.

На рис. 1в и 1г приведены пространственные распределения плотностей правоциркулярно-по-

ляризованной, $I_+(\vec{r}) = |\psi_+(\vec{r})|^2$, и левоциркулярно-поляризованной, $I_-(\vec{r}) = |\psi_-(\vec{r})|^2$, компонент поляритонного конденсата. Видно чередование пучностей компонент в направлении распространения поляритонов с периодом осцилляций L . Кроме того, видно разделение поляризационных компонент вдоль оси x : компонента $I_+(\vec{r})$ смещена в направлении $x < 0$, в то время как $I_-(\vec{r})$ — в направлении $x > 0$.

Рисунки 2а и 2б иллюстрируют полученные на основе численного решения уравнения (7) зависимости амплитуды A и периода L колебаний траектории поляритонов от квазиимпульса резонансной накачки $k_{\text{н}}$ и константы ТЕ-ТМ расщепления β при фиксированной величине анизотропного расщепления $\Delta_{\text{ан}} = 220 \text{ мэВ}$. Выполнение численного расчета сопряжено с ограничениями, связанными с конечными размерами координатной сетки. В связи с этим, мы не можем достоверно определить величины A и L , когда период колебаний сравним с размером используемой сетки. Такие области закрашены на рис. 2 белым цветом.

Согласно рис. 2а, в зависимости от параметров системы амплитуда осцилляций A может быть достаточно велика, чтобы смещение поляритонов перпендикулярно направлению распространения было различимо в потенциальном эксперименте. В теории амплитуда осцилляций траектории поляритонов может быть бесконечно большой, когда анизотропное расщепление экситонной компоненты в точности компенсирует ТЕ-ТМ расщепление фотонной компоненты: $\beta k_0^2 C_{k_0}^2 = \Delta_{\text{ан}} X_{k_0}^2$. Это

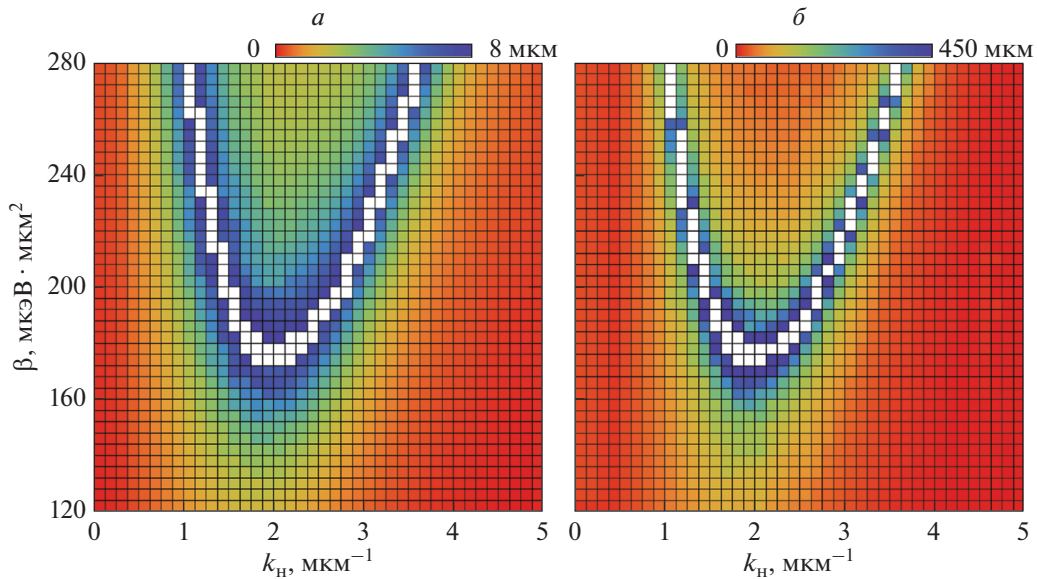


Рис. 2. Амплитуда A (*a*) и период L (*b*) осциллирующих траектории поляритонного волнового пакета в зависимости от величины константы ТЕ-ТМ расщепления β и квазиимпульса резонансной накачки k_n , полученные в результате численного решения уравнения (7). Ширина пятна резонансной накачки составляет $w_n = 10$ мкм. Значения параметров, использованные при моделировании указаны в тексте статьи. Каждая квадратная область соответствует отдельному численному эксперименту.

соответствует центру белой области на рис. 2*a*. Однако, согласно выражению (6), в этом же пределе период осцилляций также стремится к бесконечной величине, что делает осцилляции неразличимыми. Конечно, на практике этот предел не реализуется ввиду конечной ширины поляритонного волнового пакета и времени жизни поляритонов в структуре. Тем не менее, даже период осцилляций порядка нескольких сотен микрометров становится препятствием для наблюдения эффекта осциллирующего движения поляритонов. В противоположном пределе уменьшение периода осцилляций сопровождается уменьшением амплитуды, что также негативно сказывается на наблюдаемости эффекта. Однако, как видно на рис. 2, на фазовой плоскости $k_n - \beta$ существует U-образная область, в которой амплитуда A является достаточно большой, в то время как период L является достаточно маленьким, чтобы эффект осциллирующего движения экситон-поляритонного волнового пакета был хорошо наблюдаем.

Чем больше ширина волнового пакета поляритонов, тем ближе система к квазиклассическому пределу. Для анализа влияния ширины волнового пакета на проявления эффекта осциллирующего движения приведены рис. 3*a* и 3*b*, иллюстрирующие зависимость амплитуды A

и периода колебаний L от квазиимпульса k_n и ширины пятна резонансной накачки w_n при фиксированных значениях константы ТЕ-ТМ расщепления $\beta = 240$ мкэВ · мкм² и величины анизотропного расщепления $\Delta_{ан} = 220$ мкэВ. Как видно, при заданном k_n с увеличением ширины пятна накачки w_n амплитуда осцилляций траектории возрастает и стремится к некоторому постоянному значению, соответствующему классическому пределу. Влияние ширины w_n на период осцилляций не является сколь-нибудь значительным и проявляется далеко за пределами квазиклассического приближения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе теоретически изучено совокупное влияние ТЕ-ТМ расщепления фотонных резонаторных мод и анизотропное расщепление экситонных состояний в квантовых ямах на траекторию экситон-поляритонного волнового пакета в поляритонной структуре. Показано, что экситон-поляритоны испытывают эффект осциллирующего движения: траектория их распространения приобретает волнистый (осциллирующий) характер. Учет анизотропного расщепления в дополнение к расщеплению поляризации

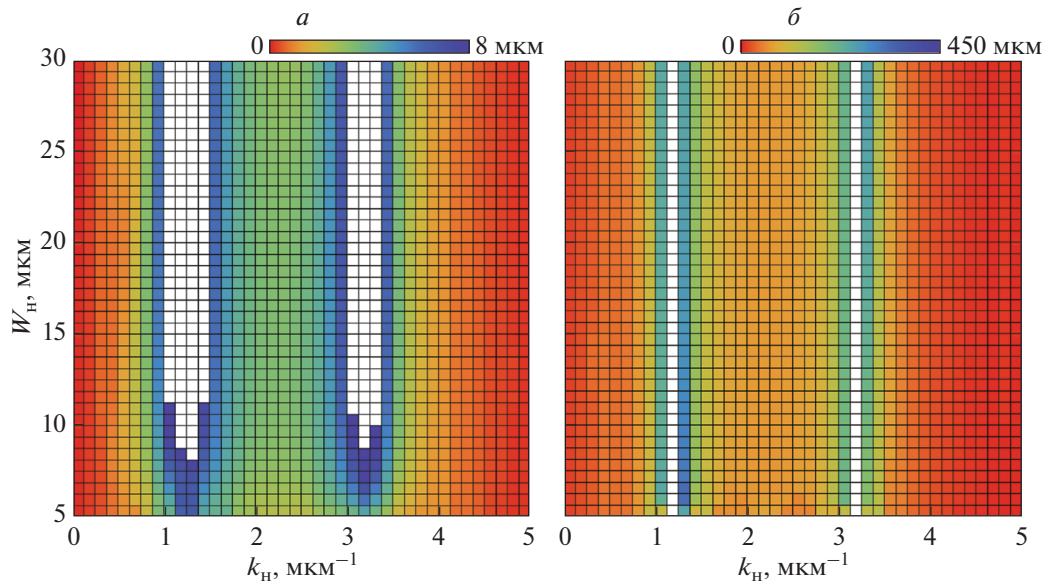


Рис. 3. Амплитуда A (а) и период L (б) осцилляций траектории поляритонного волнового пакета в зависимости от ширины w_H и квазиимпульса резонансной накачки k_H , полученные в результате численного решения уравнения (7). Величина константы ТЕ-ТМ расщепления составляет $\beta = 240$ мкэВ \cdot мкм². Значения параметров, использованные при моделировании указаны в тексте статьи.

онных фотонных состояний позволяет наблюдать осциллирующее движение поляритонов с большими значениями квазиимпульса, при которых поляритоны становятся экситоноподобными, и распывание волнового пакета таких поляритонов становится менее существенными. Благодаря этому преимуществу в сочетании с использованием допороговой нерезонансной накачки эффект осциллирующего движения поляритонов может наблюдаться на значительных расстояниях вплоть до сотен микрометров.

Как показано в [11], рассмотренный эффект дрожашего движения поляритонов может лечь в основу поляритонного аналога спинового транзистора Датта–Даса. Поскольку осцилляции траектории поляритонного волнового пакета сопряжены с осцилляциями его поляризации в пространстве, эффект должен быть учтен при проектировании поляритонных поляризационных устройств, а также при планировании экспериментов, направленных на наблюдение поляритонной поляризационной динамики.

Публикация подготовлена при поддержке государственного задания ВлГУ в сфере научной деятельности в рамках проекта № 0635-2020-0013. Работа И.Е.С. поддержана грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых (№ МК-2839.2019.2). Е.С.С. и А.В.К. благодарят Универ-

ситет Вестлейк (проект № 041020100118), а также программу 2018R01002 Leading Innovative and Entrepreneur Team Introduction Program of Zhejiang. А.В.К. благодарит Санкт-Петербургский государственный университет (грант № 51125686).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Merkl M., Zimmer F.E., Juzeliūnas G., Öhberg P. // EPL. 2008. V. 83. Art. № 54002.
2. Zhang X. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. Art. № 113903.
3. Dreisow F., Heinrich M., Keil R. et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. Art. № 143902.
4. Rusin T.M., Zawadzki W. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. Art. № 195439.
5. Stepanov I., Ersfeld M., Poshakinskiy A.V. et al. // arXiv: 1612.06190. 2016.
6. Тарасенко С.А., Пошакинский А.В., Ивченко Е.Л. // Письма в ЖЭТФ. 2018. V. 108. № 5. P. 348; Tarasenko S.A., Poshakinskiy A.V., Ivchenko E.L. // JETP Lett. 2018. V. 108. № 5. P. 326.
7. Sedov E.S., Rubo Y.G., Kavokin A.V. // Phys. Rev. B. 2018. V. 97. Art. № 245312.
8. Kavokin A., Baumberg J., Malpuech G., Laussy F. Microcavities. Oxford: Oxford Univ. Press, 2017. 592 p.
9. Седов Е.С., Алоджанц А.П., Аракелян С.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76. № 6. С. 737; Sedov E.S., Alodjants A.P., Arakelian S.M. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2012. V. 76. № 6. P. 657.
10. Caputo D, Sedov E. S., Ballarini D. et al. // Commun. Phys. 2019. V. 2. Art. № 165.

11. *Sedov E, Sedova I, Arakelian S., Kavokin A.* // New J. Phys. 2020. V. 22. Art. № 083059.
12. *Гупалов С.В., Ивченко Е.Л., Кавокин А.В.* // ЖЭТФ. 1998. Т. 113. С. 703; *Gupalov S.V., Ivchenko E.L., Kavokin A.V.* // JETP. 1998. V. 86. P. 388.
13. *Suffczynski M., Swierkowski L., Wardzynski W.* // J. Phys. C. 1975. V. 8. P. L52.
14. *Czajkowski G., Tredicucci A.* // Nuovo Cim. D. 1992. V. 14. P. 1283.
15. *Аверкиев Н.С., Кудинов А.В., Намозов Б.Р., Кусраев Ю.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 2. С. 232; *Averkiev N.S., Kudinov A.V., Namozov B.R., Kusrayev Yu.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2008. V. 72. № 2. P. 215.
16. *Ivchenko E.L., Kaminski A. Yu., Rössler U.* // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. 5852.
17. *Ohadi H., Dreismann A., Rubo Y.G. et al.* // Phys. Rev. X. 2015. V. 5. Art. № 031002.
18. *Balili R., Nelsen B., Snoke D.W. et al.* // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. Art. № 125311.
19. *Sedov E.S., Rubo Y.G., Kavokin A.V.* // Light Sci. Appl. 2019. V. 8. Art. № 79.