

Управляемый перенос экситонов между квантовыми точками с учетом акустических фононов

© П.А. Головинский[†]

Лаборатория физических исследований,
Воронежский государственный архитектурно-строительный университет,
394006 Воронеж, Россия
Московский физико-технический институт (государственный университет),
141700 Долгопрудный, Россия

(Получена 20 января 2015 г. Принята к печати 9 февраля 2015 г.)

Рассмотрена система из экситонов в двух квантовых точках, связанных диполь-дипольным взаимодействием. Представлен процесс переноса возбуждения, управляемый оптическим эффектом Штарка на нерезонансных частотах, и учтено влияние на него взаимодействия экситонов с акустическими фононами среды. Дано описание эволюции системы на основе квантовых уравнений Гейзенберга. Получен укороченный набор уравнений и проведено численное моделирование динамики переноса. Показана возможность эффективного пикосекундного переключения переноса возбуждения лазерным импульсом с огибающей прямоугольной формы и исследована его зависимость от параметров квантовых точек и длительности оптического импульса.

1. Введение

С точки зрения создания перспективных оптических транзисторов значительный интерес представляет управляемый резонансный перенос энергии возбуждения между квантовыми точками (КТ) [1], в которых экситоны могут создаваться и управляться лазерным полем. Ранее расчет переноса экситонов на пикосекундных интервалах времени с учетом возбуждения, затухания и штарк-эффекта в постоянном электрическом поле был проведен в работе [2]. Важно отметить, что пикосекундное переключение, производимое постоянным электрическим полем, требует применения системы управления с таким же быстродействием, и его можно обеспечить, например, за счет туннельных транзисторов с терагерцевыми частотами [3–5], т.е. путем создания гибридной схемы. Однако на этом направлении не реализуется в полном объеме оптический транзистор, поэтому для его осуществления желателен поиск иных возможностей управления переносом экситонов.

В данной статье мы предлагаем новый способ импульсного переключения возбуждения в двух соседних КТ, основанный на использовании нерезонансного оптического эффекта Штарка. В связи с этим требуется выяснить влияние на процесс переноса возбуждения изменения параметров лазерного импульса, силы связи квантовых точек при варьировании расстояния между ними, общей скорости релаксации и интенсивности взаимодействия с акустическими фононами. На основе модельного гамильтониана описывается управляемый перенос возбуждения между КТ в условиях динамического эффекта Штарка при наличии слабого взаимодействия с акустическими фононами [6–11], которое рассматривается в рамках теории возмущений. Время возбуждения системы резонансным лазерным импульсом считается малым и составляет несколько фемтосекунд.

Это позволяет разделить во времени возбуждение КТ и описываемый в работе перенос возбуждения, который происходит на значительно больших временах в несколько пикосекунд. Выделен практически важный случай, когда релаксация осуществляется преимущественно по радиационному каналу, а соответствующие переходы с излучением фононов существенно подавлены из-за их нерезонансного характера. Не принимаются во внимание также комбинированные процессы релаксации 2-го порядка с одновременным участием оптических и акустических фононов [12].

2. Гамильтониан системы в спин-бозонной модели

Для описания управляемого переноса возбуждения зададим соответствующий модельный гамильтониан. Он учитывает наличие в квантовых точках экситонных состояний с помощью невозмущенного гамильтониана H_0 , приводящее к обмену энергией диполь-дипольное взаимодействие между точками V_F , а также включает гамильтониан H_{ph} свободных фононов, взаимодействие V_{ph} экситонов с акустическими фононами и нерезонансное взаимодействие $V(t)$ экситонов с внешним электромагнитным полем. Полный гамильтониан системы „экситоны + поле + фононы“ имеет вид

$$H = H_0 + H_{ph} + V(t) + V_F. \quad (1)$$

Экситон состоит из двух связанных фермионов — электрона и дырки, и при малых уровнях возбуждения представляет собой композитный бозон. При описании экситонов в соседних КТ в двухуровневой модели удобно использовать спин-бозонное приближение [13], в котором экситонный гамильтониан двух невзаимодей-

[†] E-mail: golovinski@bk.ru

ствующих КТ имеет диагональный вид:

$$H_0 = \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} = \frac{\omega}{2} \sigma_z, \quad (2)$$

$$\omega = E_1 - E_2.$$

Здесь $E_{1,2} = \pm\omega/2$ обозначает энергию более высокого (для определенности первого) и более низкого (второго) экситонного состояния в двух близких КТ, σ_z — матрица Паули. Во всех уравнениях в работе используется система единиц, в которой $\hbar = 1$, что означает включение этой константы в гамильтониан. Среднее значение оператора $\langle \sigma_z \rangle$ дает непосредственно разность населенностей верхнего и нижнего состояний.

Гамильтониан свободных фононов можно задать в представлении вторичного квантования через операторы рождения и уничтожения фононов b^+ , b^- [14] как

$$H_{\text{ph}} = \sum_q \omega_q b_q^+ b_q^-, \quad (3)$$

а взаимодействие акустических фононов с экситонами [13] в виде

$$V_{\text{ph}} = \sigma_z \sum_q g_q (b_q^+ + b_q^-), \quad (4)$$

где g_q — постоянная экситон-фононного взаимодействия. Диполь-дипольное взаимодействие Фёрстера между квантовыми точками представим оператором

$$V_{\text{F}} = v_{\text{F}}(\sigma^+ + \sigma^-), \quad (5)$$

в котором постоянная v_{F} характеризует величину взаимодействия, оператор σ^- отвечает за снятие возбуждения в первой КТ и его передачу ко второй КТ, а σ^+ отвечает за обратный процесс.

В итоге эффективный гамильтониан всей системы принимает вид

$$H_{\text{eff}} = \frac{\omega(t)}{2} \sigma_z + v_{\text{F}}(\sigma^+ + \sigma^-) + \sum_q \omega_q b_q^+ b_q^- + \sigma_z \sum_q g_q (b_q^+ + b_q^-). \quad (6)$$

В уравнении (6) учтено действие нерезонансного лазерного поля $V(t)$ с несущей частотой Ω с помощью соотношения

$$\omega(t) = \omega - (\alpha_1(\Omega) - \alpha_2(\Omega)) F_0^2(t)/2. \quad (7)$$

В разность энергий состояний $\omega(t)$ включено слагаемое, зависящее от времени и квадратичное по медленно меняющейся во времени амплитуде $F_0(t)$ напряженности поля, дающее необходимую модификацию модели [15] в виде экситонного оптического эффекта Штарка [16], а $\alpha_1(\Omega)$ и $\alpha_2(\Omega)$ являются динамическими поляризуемостями экситонов в КТ на частоте лазерного поля.

3. Уравнения движения

Уравнение движения для произвольного, не зависящего явно от времени оператора A в представлении Гейзенберга имеет вид

$$\dot{A} = i[H_{\text{eff}}, A]. \quad (8)$$

Пользуясь этим, найдем уравнения движения для каждого из операторов задачи: σ^\pm , σ_z , b_q^+ , b_q^- . Для операторов σ^\pm получим уравнения движения

$$-i\dot{\sigma}^\pm = \pm\sigma^\pm \left(\omega + 2 \sum_q g_q (b_q^+ + b_q^-) \right) \mp v_{\text{F}} \sigma_z. \quad (9)$$

К ним добавляется уравнение движения для оператора σ_z :

$$-i\dot{\sigma}_z = 2v_{\text{F}}(\sigma^- - \sigma^+) \quad (10)$$

и уравнения движения для операторов рождения и уничтожения фононов:

$$-i\dot{b}_q^\pm = \pm\omega_q b_q^\pm \pm \sigma_z g_q. \quad (11)$$

Система операторных уравнений (9)–(11) является нелинейной за счет наличия в (9) произведений $\sigma^\pm b_q^\pm$ и незамкнута.

Способ решения таких уравнений сводится к обрыву цепочки Боголюбова связанных между собой уравнений движения с переходом к средним значениям операторов, отвечающим за наблюдаемые величины. Запишем на основании уравнений (9)–(11) соотношения для средних значений, где усреднение понимается в квантовомеханическом смысле, положив $\langle \sigma^\pm b_q^\pm \rangle = \langle \sigma^\pm \rangle \langle b_q^\pm \rangle$. Тогда будем иметь:

$$\left(i \frac{d}{dt} \pm \omega \pm 2 \sum_q g_q (B_q^+ + B_q^-) \right) S^\pm = \pm v_{\text{F}} S_z,$$

$$i \frac{dS_z}{dt} = 2v_{\text{F}}(S^+ - S^-),$$

$$\left(i \frac{d}{dt} \pm \omega_q \right) B_q^\pm = \mp S_z g_q. \quad (12)$$

Для компактности записи введены обозначения для средних значений от операторов: $\langle \sigma^\pm \rangle = S^\pm$, $\langle \sigma_z \rangle = S_z$, $\langle b_q^\pm \rangle = B_q^\pm$. Последнее уравнение является линейным и допускает формальное решение

$$B_q^\pm(t) = B_q^\pm(0) e^{\pm i\omega_q t} \pm i g_q \int_0^t d\tau S_z(\tau) e^{\pm i\omega_q(t-\tau)}. \quad (13)$$

Подставим его в первое уравнение системы (12), исключив явное присутствие фононов, с учетом того что $B_q^\pm(0) \langle b_q^\pm(0) \rangle = 0$. Тогда уравнения движения для

средних значений примет вид

$$\begin{aligned} \left(i \frac{d}{dt} \pm \omega(t)\right) S^\pm &= \pm v_F S_z - 2i S^\pm \\ &\times \sum_q g_q^2 \left(\int_0^t d\tau S_z(\tau) e^{i\omega_q(t-\tau)} + \int_0^t d\tau S_z(\tau) e^{-i\omega_q(t-\tau)} \right), \\ i \frac{dS_z}{dt} &= 2v_F(S^+ - S^-). \end{aligned} \quad (14)$$

Если положить $g_q = g = \text{const}$, то суммирование по q можно заменить на интегрирование по частоте [16]:

$$\begin{aligned} \sum_q e^{i\omega_q(t-\tau)} &= \int dq \frac{dq}{d\omega_q} \exp(i\omega_q(t-\tau)) \\ &= g_0 2\pi \delta(t-\tau). \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь при интегрировании мы применили линейный закон дисперсии акустических фононов, при котором $dq/d\omega_q = g_0 = \text{const}$. С учетом этого можно записать уравнения для средних значений в преобразованном виде:

$$\begin{aligned} \left(i \frac{d}{dt} \pm \omega(t) + i\gamma_\pm\right) S^\pm &= \pm v_F S_z - iG S^\pm(t) S_z(t), \\ i \frac{dS_z}{dt} &= 2v_F(S^+ - S^-), \end{aligned} \quad (16)$$

где $G = 8\pi g^2 g_0$. В первом уравнении системы (16) дополнительно учтен спонтанный распад состояний экситонов за счет излучательных переходов в виде мнимых добавок к энергиям $i\gamma_\pm$. Второе слагаемое в правой части отвечает за взаимодействие экситонов с фононами. Если им пренебречь, то получается линейная система уравнений, которая при постоянной расстройке энергий уровней имеет точное решение [2]. Собственные частоты Раби такого решения при $\omega(t) = \text{const}$ составляют $\Omega = \pm \sqrt{\omega^2 + 4v_F^2}$. Начальная расстройка уровней энергии препятствует переключению, а оптический эффект Штарка позволяет привести систему в резонанс и обеспечить перенос возбуждения за время действия импульса. Аналитическая зависимость динамики переноса, полученная в данном приближении, дает возможность оценить максимальную эффективность переключения при ступенчатом включении резонанса на время $t = \pi/4v_F$ и одинаковых константах затухания состояний $\gamma = \gamma_\pm$ [17]. Если после действия импульса система быстро выводится из резонанса, то максимальная заселенность во второй КТ дает величину

$$P = \exp(-\pi\gamma/(4v_F)). \quad (17)$$

Для соотношения параметров $\bar{V}_F = 20\gamma$ она составляет 0.93, т.е. передача возбуждения в этом случае достаточно велика. Таким образом, для оптимальной

необратимой передачи возбуждения желательно, чтобы лазерный импульс, управляющий оптическим штарковским сдвигом уровней, имел почти прямоугольную „П“-образную форму огибающей [18], и его включение и выключение следует производить предельно быстро в течение нескольких фемтосекунд.

Учет реалистичного закона включения и выключения оптического эффекта Штарка, а также взаимодействия с фононами, отвечающего за дефазировку, можно осуществить в рамках численного моделирования. Влияние фоновой компоненты должно приводить к эффекту потери когерентности и затуханию параметров когерентности S^\pm , как это следует из анализа точного решения в отсутствие оптического эффекта Штарка и ферстеровского взаимодействия [19].

4. Результаты численного моделирования

Конкретные параметры, позволяющие проводить расчеты, для экситонов в КТ InGaAs/GaAs приведены в [20]. Для КТ радиусом $a \approx 2$ нм, разделенных расстоянием $R_0 = 5$ нм, эти параметры принимают базовые значения: $\langle r \rangle = 6 \text{ \AA}$, $\gamma = 10^9 \text{ с}^{-1}$ ($T_\gamma = 10^3$ пс), $v_F = 0.69 \text{ мЭВ}$ ($T_F = 1$ пс). Поскольку данная константа передачи возбуждения v_F значительно больше константы релаксации, следует ожидать, что затухание на временах переноса будем малым. Характерное время потери когерентности $T_G = 1/G = 30$ пс [21], и оно обычно существенно меньше времени релаксации.

Выбор вида импульса основан на экспериментальных результатах [22] по генерации лазерных импульсов прямоугольной формы. Начальные импульсы в экспериментальной установке авторов [22] являются спектрально-ограниченными гауссовыми оптическими импульсами $u(t) \propto \exp(-t^2/\tau^2)$, генерируемыми с помощью пассивной синхронизации мод лазера с перестраиваемой длиной волны и длительностью импульса на уровне половины амплитуды от 600 фс до 1.8 пс при центральной длине волны 1535 нм. Принцип синтеза желаемой формы короткого импульса состоит в получении суперпозиции гауссового импульса и его последовательных производных по времени, поскольку они образуют базисы вейвлетов [23]. Импульсы с прямоугольной временной формой интенсивности хорошо аппроксимируются уже двумя членами общего ряда, т.е. подходящей комбинацией гауссового импульса и его первой производной по времени $\partial u(t)/\partial t \propto t \exp(-t^2/\tau^2)$. В качестве оптического дифференциатора применяется однородная волоконная длиннопериодическая решетка [24], позволяющая синтезировать форму волны с профилем интенсивности

$$|F(t)|^2 \propto |\partial u(t)/\partial t|^2 + \Delta\omega^2 |u(t)|^2, \quad (18)$$

имеющим плоскую вершину, при различной длительности в субпикосекундном режиме. Величина $\Delta\omega$ представ-

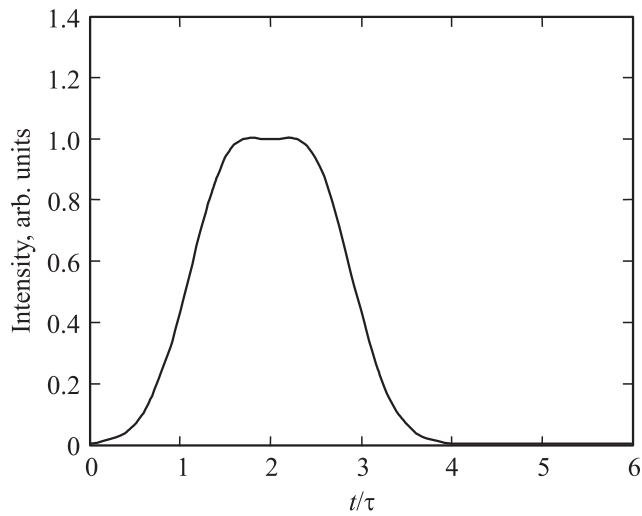


Рис. 1. Временной профиль интенсивности синтезированного импульса [22] с плоской вершиной.

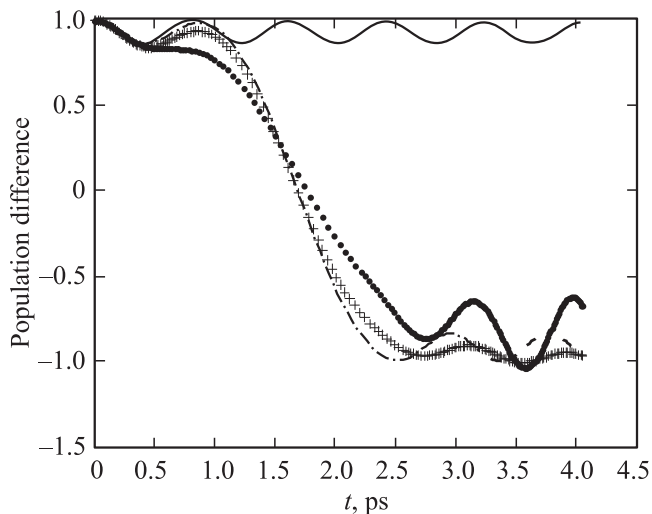


Рис. 2. Зависимости разности населенностей уровней от времени при разных значениях параметров затухания и декогеренции.

ляет собой разность между несущей частотой импульса и резонансной частотой решетки. Экспериментально реализованная зависимость интенсивности от времени для формы импульса (18) с плоской вершиной показана на рис. 1.

На рис. 2 показаны результаты численных расчетов переноса возбуждения при $\omega(0) = \omega(\infty) = 7.5\nu_F$ и длительности оптимального управляющего импульса $\tau = 0.8$ пс. Сплошная верхняя линия соответствует значениям $\gamma = \gamma_{\pm} = 10^{-3}$ пс $^{-1}$, $G = 30\gamma$ без действия внешнего поля лазерного излучения; штрихпунктиром (нижняя линия) показана динамика при тех же значениях параметров системы, но в присутствии лазерного импульса оптимальной длительно-

сти; темными кружками показано изменение населенности при увеличенных параметрах затухания $\gamma = \gamma_{\pm} = 5 \cdot 10^{-2}$ пс $^{-1}$ ($G = 30\gamma$); крестиками отмечена зависимость при $\gamma = \gamma_{\pm} = 5 \cdot 10^{-2}$ пс $^{-1}$ ($G = 0$), т.е. при снятии взаимодействия экситонов с фононами.

Из хода приведенных на рис. 2 кривых следует, что в отсутствие лазерного импульса существенного переноса возбуждения не происходит. Без действия импульса затухающие осцилляции вокруг исходной населенности определяют всю эволюцию системы. В свою очередь пикосекундный импульс обеспечивает эффективное переключение состояний экситонов в соседних КТ. За время действия импульса происходит почти полная инверсия населенностей уровней, а по его окончании динамика системы характеризуется медленно затухающими осцилляциями. Оптимальный по длительности импульс обеспечивает перенос возбуждения между КТ с эффективностью, близкой к 0.9, вполне согласующейся с теоретической оценкой. Эффекты затухания и декогеренции несколько ухудшают динамику переноса в процессе переключения, но гораздо существеннее проявляются при дальнейшей эволюции состояний, причем взаимодействие с фононами при типичных параметрах системы доминирует над релаксацией.

Важно отметить, что длительность импульса является критически важной для управления процессом переноса возбуждения. На рис. 3 показано изменение эффективности переноса с изменением длительности лазерного импульса при базовых значениях параметров КТ. Сплошная (средняя) линия соответствует длительности $\tau = 0.4$ пс. Штрихпунктиром (нижняя линия) показана динамика при $\tau = 0.8$ пс. Она приведена для сравнения и совпадает с соответствующей кривой на рис. 2. Темными кружками показано изменение населенности при $\tau = 1.6$ пс, а крестиками отмечена зависимость при $\tau = 3.2$ пс. Из

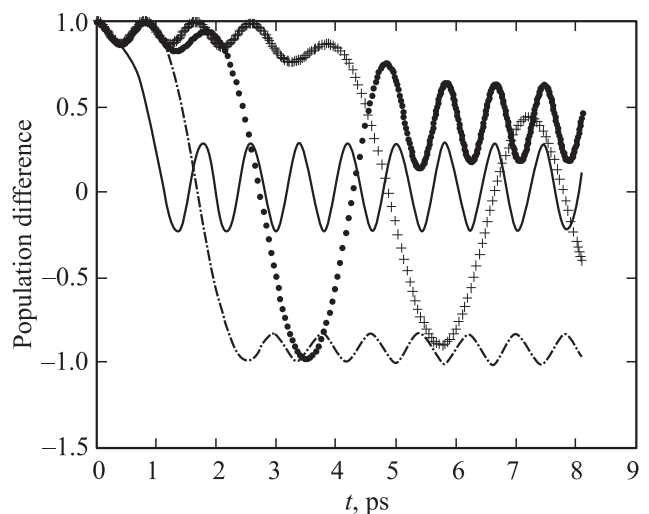


Рис. 3. Зависимости разности населенностей уровней от времени при разных длительностях лазерного импульса.

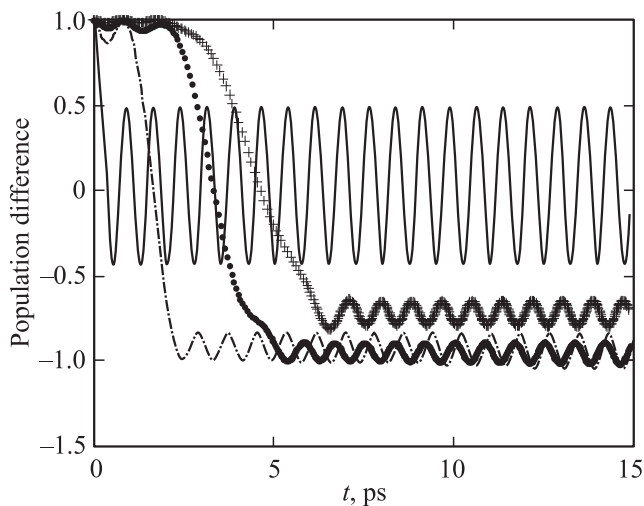


Рис. 4. Зависимости разности населенностей уровней от времени при разных расстояниях между квантовыми точками.

сравнения приведенных зависимостей наглядно видно, что длительность импульса 0.8 пс является оптимальной.

Величина взаимодействия v_F зависит от расстояния R между КТ $\sim 1/R^3$. Изменение динамики в зависимости от расстояния между КТ при оптимальных для каждого расстояния длительностях лазерного импульса, обеспечивающего переключение переноса возбуждения, показано на рис. 4. Сплошная (средняя) линия соответствует минимальному расстоянию $R = 4$ нм и $\tau = 0.15$ пс. Штрихпунктиром (нижняя линия) показана динамика при значении $R = 5$ нм, являющемся оптимальным, и $\tau = 0.8$ пс. Она приведена для сравнения и совпадает с соответствующей кривой на рис. 2. Темными кружками показано изменение населенности при $R = 6$ нм, $\tau = 1.6$ пс. Крестиками отмечена зависимость при $r = 7$ нм, $\tau = 2.1$ пс.

Результаты численного моделирования указывают на наличие оптимальных условий и дают значения соответствующих параметров для оптического переключения возбуждения в КТ как по расстоянию между ними, так и по длительности управляющего лазерного импульса. Измеренные экспериментально экситонные поляризуемости в полупроводниковых квантовых точках в терагерцовом диапазоне электромагнитных волн [26] имеют характерную величину 10^4 \AA^3 , что хорошо согласуется с элементарной оценкой $\alpha \sim |\langle r \rangle|^2/E$, где E — энергия экситона. Предполагая разность поляризуемостей двух КТ на уровне 10%, получим оценку для требуемой максимальной напряженности поля в импульсе $\sim 10^4 \text{ В/см}$.

5. Заключение

Проведенное численное моделирование показало существование режима пикосекундного переключения переноса экситонов между КТ при управлении им с

помощью короткого нерезонансного лазерного импульса. Релаксация и затухание когерентности снижают эффективность переключения при типичных значениях параметров КТ. В целом динамику полностью оптически управляемого транзистора, основанного на переносе экситонов, можно разделить на три относительно независимые стадии и описывать их по отдельности. Это значительно проще, чем рассчитывать весь процесс возбуждения КТ и его резонансного переноса в рамках одной модели, учитывающей все явления одновременно. Первая стадия соответствует быстрому возбуждению системы фемтосекундным лазерным импульсом. При этом процессы релаксации, декогеренции и переноса возбуждения можно считать замороженными. Второй этап отвечает за управляемый перенос возбуждения, и при его описании необходимо учесть два основных взаимодействия — кулоновское взаимодействие между КТ, отвечающее за перенос возбуждения, и штарковский сдвиг уровней, приводящий к усилению и ослаблению резонанса за время лазерного импульса. Наконец, третий этап соответствует заключительной эволюции состояний без лазерного поля на больших временах, при описании которой наибольшую роль играют релаксация и снижение когерентности.

Экспериментально и теоретически показано, что экситоны в ряде КТ сильно связаны с продольными оптическими фононами (LO phonons). В данной работе соответствующие эффекты не рассматривались. Если они существенны, то для дополнительного учета взаимодействия экситонов с оптическими фононами в режиме сильной связи можно воспользоваться поляронным преобразованием.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 13-07-00270) и ГЗ Министерства образования и науки РФ № 2014/19.

Список литературы

- [1] M. Naruse, T. Miyazaki, F. Kubota, K. Kawazoe, S. Sangu, O. Motoichi. *Optics Lett.*, **30**, 201 (2005).
- [2] П.А. Головинский. *ФТП*, **48**, 781 (2014).
- [3] J. Nishizawa, P. Plotka, T. Kurabayashi. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **49**, 1102 (2002).
- [4] L. Vicarelli, M.S. Viiello, D. Coquillat, A. Lambardo, A.C. Ferrari, W. Knap, M. Polini. *Nature Materials*, **11**, 865 (2012).
- [5] Д.А. Свинцов, В.В. Вьюрков, В.Ф. Лукичев, А.А. Орликовский, А. Буренков, Р. Охснер. *ФТП*, **47**, 244 (2013).
- [6] S. Jung, Y.J. Jung, R.J. Silbey. *Chem. Phys.*, **275**, 319 (2002).
- [7] S. Jung, M.D. Newton, R.J. Silbey. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 218 301 (2004).
- [8] S. Jung. *J. Chem. Phys.*, **127**, 174 710 (2007).
- [9] D.J. Hejs, V.A. Malyshev, J. Knoester. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 177 402 (2005).
- [10] J. Gilmore, R.H. McKenzie. *J. Chem. Phys. A*, **112**, 2116 (2008).

- [11] E. Rozbicki, P. Machinikovski. *Acta Phys. Polon. A*, **112**, 197 (2007).
- [12] А.В. Федоров, И.Д. Рухленко, А.В. Баранов, С.Ю. Кручинин. *Оптические свойства полупроводниковых квантовых точек* (СПб., Наука, 2011).
- [13] H.-P. Breuer, F. Petruccione. *The Theory of Open Quantum Systems* (Oxford, Oxford University Press, 2003).
- [14] G.D. Mahan. *Many-Particle Physics* (N. Y., Springer, 2000).
- [15] A. Vagov, M.D. Croitoru, M. Glässl, V.M. Axt, T. Kuhn. *Phys. Rev. B*, **83**, 094303(12) (2011).
- [16] H. Haug, S.W. Koch. *Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors* (London, World Scientific Publishing, 2004).
- [17] D.P.S. McCutcheon, A. Nazir. *Phys. Rev. B*, **83**, 165101 (2011).
- [18] П.А. Головинский. *Лит*, **4**, 42 (2007).
- [19] G. Schaller. *Open Quantum Systems Far from Equilibrium* (N. Y., Springer, 2014).
- [20] A. Nazir, D.W. Lovett, S.D. Barrett, J.Y. Reina, G.A.D. Briggs. *Phys. Rev. B*, **71**, 045334 (2005).
- [21] F. Rossi. *Theory of Semiconductor Quantum Devices* (Heidelberg, Springer, 2011).
- [22] Y. Park, M. Kulishov, R. Slavik, J. Azaña. *Opt. Express*, **14**, 12670 (2006).
- [23] Y. Park, M. Kulishov, R. Slavik, J. Azăna. *Opt. Express*, **14**, 12670 (2006).
- [24] N.M. Astafieva. *UFN*, **11**, 1145 (1996).
- [25] M. Kulishov, J. Azăna. *Optics. Lett.*, **30**, 2700 (2005).
- [26] F. Wang, J. Shan, M.A. Islam, I.P. Herman, M. Bonn, T.F. Heinz. *Nature Materials*, **5**, 861 (2006).

Редактор Т.А. Полянская

The control of the exciton transfer between quantum dots with acoustic phonons

P.A. Golovinski

Physics Research Laboratory,
Voronezh State University of Architecture
and Civil Engineering,
394006 Voronezh, Russia
Moscow Institute of Physics and Technology
(State University),
141700 Dolgoprudny, Russia

Abstract We considered the exciton system of two quantum dots coupled by dipole-dipole interaction. The exciton transfer process controlled by the optical pulse Stark effect on a non-resonant frequency and its influence on the exciton dynamics in the presence of acoustic phonon interaction is considered. The system evolution described on the bases of the quantum Heisenberg equations. The truncated set of equations was obtained and then the numerical simulation of the exciton transfer dynamics was carried out. The efficiency of the picosecond switching the excitation transfer by laser pulse having the rectangular shaped envelope has been demonstrated. Time dependence of population for different quantum dot parameters and the optical pulse durations was investigated.