

## ЭФФЕКТЫ ФОТОННОГО ЭХА И ОПТИЧЕСКИХ НУТАЦИЙ В СИСТЕМЕ ДВУХЭЛЕКТРОННЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

© 2008 г. С. О. Елютин, канд. физ.-мат. наук; А. И. Маймистов, доктор физ.-мат. наук

Московский инженерно-физический институт, Москва

E-mail: soelyutin@email.mephi.ru; maimistov@pico.mephi.ru

Показано, что в среде, резонансные свойства которой определяются ансамблем изолированных двухэлектронных квантовых точек, возможны эффекты фотонного эха, оптических нутаций, квантовых биений при возбуждении импульсами эллиптически поляризованного света. Разброс частот размерного квантования и величин кулоновского взаимодействия электронов из-за различия в размерах квантовых точек приводит к неоднородному уширению резонансных переходов. Численные решения показали, что в условиях введенной модели неоднородного уширения частота квантовых биений оказывается пропорциональной кулоновскому взаимодействию электронов в квантовой точке.

Коды OCIS: 270.1670, 160.4236, 230.5590.

Поступила в редакцию 18.06.2008.

### Введение

Неослабевающий интерес к исследованию мало-размерных систем (квантовых ям, нитей, точек) объясняется их потенциальными возможностями для нанoeлектроники [1–3] и других областей нанотехнологии. Большое число исследований в этой области посвящено изучению переноса электронов в малоразмерных системах, в частности в ансамблях квантовых точек (КТ) [3, 4]. Вполне естественно включить КТ в число объектов теории когерентных процессов нелинейной оптики наряду с двухуровневыми атомами и осцилляторами, тем более, что за последние годы получила развитие оптика композитных сред, в состав которых входят наночастицы, – взаимодействие электромагнитного излучения с искусственными средами с необычными оптическими свойствами, например, с отрицательным показателем преломления [5, 6]. Нелинейно-оптические явления рассматривались в [7–9]. Работы [10–12] посвящены изучению явления фотонного эха в низкоразмерных системах.

Ряд когерентных резонансных явлений (таких как фотонное эхо, оптические нутации, распад свободной индукции) могут быть рассмотрены в рамках модели двухуровневых атомов. Хотя это крайне простая модель, игнорирующая структуру реальных атомов, она охватывает огромное число резонансных явлений нелинейной оптики. Представляется привлекательной задача найти столь же простую модель для нелинейной оптики КТ [13, 14]. Известная в физике твердого тела модель Хаббарда [15] часто используется для описания электрического тока через линейную цепочку КТ [3]. Для описания когерентных яв-

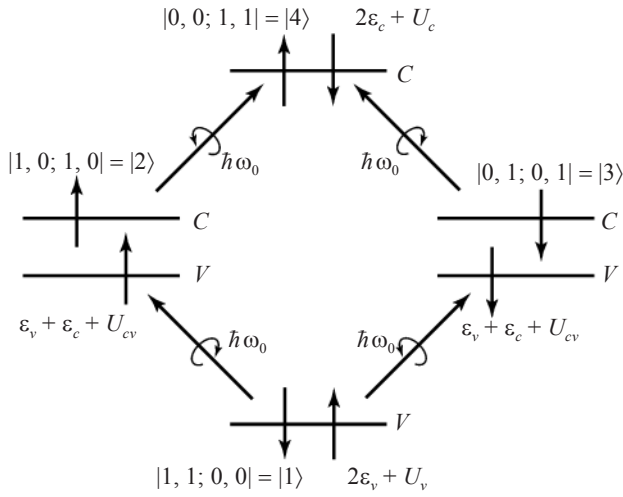
лений в оптике КТ в [13] была предложена модель, учитывающая обе поляризации электромагнитного поля и спиновые состояния электронов. В [14] уравнения движения этой модели были выведены из некоторого простого обобщения модели Хаббарда.

В настоящей работе показана возможность возникновения когерентных эффектов фотонного эха и оптических нутаций при импульсном возбуждении внешним электромагнитным полем системы полупроводниковых КТ. Вслед за формулировкой модели и основных уравнений обсуждается один из возможных способов введения неоднородности в ансамбле КТ, а затем представлены результаты численного моделирования эффектов фотонного эха и оптических нутаций при возбуждении среды КТ ультракороткими оптическими импульсами (УКИ).

### Основные уравнения

Модель КТ, которая использовалась в настоящем исследовании, достаточно подробно описана в статьях [13, 14]. По этой причине можно, не останавливаясь на детальном описании модели, использовать уравнения, определяющие эволюцию состояния КТ, из указанных статей. Рисунок 1 дает представление о структуре энергетических уровней КТ и о переходах между ними под действием поляризованного излучения.

Если длительность электромагнитного импульса достаточно велика, чтобы можно было определить несущую волну и медленно меняющуюся огибающую, то используется приближение, в котором напряженность электрического поля импульса представляется в форме квазигармонической волны



**Рис. 1.** Схема переходов в двухэлектронной КТ.  $\omega_0$  – частота несущей волны, вертикальные стрелки обозначают спин электрона, наклонные стрелки указывают направление переходов, круговые стрелки обозначают спиральность фотонов на соответствующем переходе

$$E^{(\pm 1)}(t, z) = E^{(\pm 1)}(t, z) \exp\{-i\omega_0 t + ik_0 z\}.$$

Здесь  $E^{(\pm 1)}$  и  $E^{(\pm 1)}$  – сферические компоненты вектора напряженности электрического поля электромагнитной волны и ее медленно меняющейся комплексной амплитуды. В этом приближении в пределе ультракоротких длительностей оптических импульсов, когда необратимой релаксацией поляризации и населенностей резонансных уровней пренебрегают, обобщенная система уравнений Блоха записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} i\frac{\partial r_a}{\partial \tau} &= \Omega r_a - \Delta s_a - e_a n_a, & i\frac{\partial n_a}{\partial \tau} &= \frac{1}{2}(r_a^* e_a - r_a e_a^*), \\ i\frac{\partial s_1}{\partial \tau} &= \Omega s_1 - \Delta r_1 - e_1 m + e_2 w^* - e_2^* u, \\ i\frac{\partial s_2}{\partial \tau} &= \Omega s_2 - \Delta r_2 - e_2 m + e_1 w - e_1^* u, \\ i\frac{\partial m}{\partial \tau} &= \frac{1}{2}(s_1^* e_1 - s_1 e_1^*) + \frac{1}{2}(s_2^* e_2 - s_2 e_2^*), \\ i\frac{\partial w}{\partial \tau} &= -\frac{1}{2}(s_1^* e_2 - s_2 e_1^*), \\ i\frac{\partial u}{\partial \tau} &= 2\Omega u - \frac{1}{2}(s_1 e_2 + s_2 e_1), \quad a = 1, 2. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь использованы следующие обозначения для компонентов обобщенного вектора Блоха:

$$\begin{aligned} r_1 &= 2(\tilde{\rho}_{21} + \tilde{\rho}_{43}), & r_2 &= 2(\tilde{\rho}_{31} + \tilde{\rho}_{42}), & s_1 &= 2(\tilde{\rho}_{21} - \tilde{\rho}_{43}), \\ s_2 &= 2(\tilde{\rho}_{31} - \tilde{\rho}_{42}), & w &= 2\tilde{\rho}_{32}, \\ u &= 2\tilde{\rho}_{41}, & m &= \tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{22} - \tilde{\rho}_{33} + \tilde{\rho}_{44}, \\ n_1 &= \tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{22} + \tilde{\rho}_{33} - \tilde{\rho}_{44}, & n_2 &= \tilde{\rho}_{11} + \tilde{\rho}_{22} - \tilde{\rho}_{33} - \tilde{\rho}_{44}, \\ n_{12} &= (n_1 + n_2)/2 = \tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{44}. \end{aligned} \quad (2)$$

Эти компоненты связывают медленно меняющиеся амплитуды матричных элементов матрицы плотности  $\tilde{\rho}_{jk}$  с переменными, определяющими поляризацию и населенность в ансамбле КТ. Смысл индексов ( $j, k = 1-4$ ) может быть понят из рис. 1, на котором представлены все состояния двухэлектронной КТ. В системе (1) встречаются также параметры

$$\begin{aligned} \Omega &= t_0(\Delta\omega_1 + \Delta\omega_2)/2 = t_0\left(\varepsilon_c - \varepsilon_v - \hbar\omega_0 + \frac{U_c - U_v}{2}\right)/\hbar, \\ \Delta &= t_0(\Delta\omega_1 - \Delta\omega_2)/2 = -t_0\left(\frac{U_c + U_v}{2} - U_{cv}\right)/\hbar. \end{aligned} \quad (3)$$

В эти выражения входят константы  $U_c$ ,  $U_v$  и  $U_{cv}$ , отвечающие за кулоновское отталкивание электронов в основном и возбужденном состояниях внутри КТ,  $\varepsilon_v$  ( $\varepsilon_c$ ) – энергия электрона в валентной зоне (в зоне проводимости),  $\omega_0$  – частота несущей волны оптического импульса,  $t_0$  – характерное время задачи. Роль этой величины могут играть, к примеру, длительность импульса на входе в среду  $t_p$ , обратная пиковая частота Раби падающего импульса, или обратная величина спектрального неоднородного уширения ансамбля КТ. Если  $U_c = U_v = U$ , то эти параметры принимают вид  $\Omega = t_0(\varepsilon_c - \varepsilon_v - \hbar\omega_0)/\hbar$ ,  $\Delta = -t_0(U - U_{cv})/\hbar$ .

В обобщенных уравнениях Блоха (1) используются безразмерные напряженности электрического поля УКИ  $e_{1,2} = 2t_0 g E^{(\pm)}/\hbar$ . Все поля и компоненты вектора Блоха зависят от нормированных координаты  $\zeta = z/L$  и времени  $\tau = (t - z/c)t_0^{-1}$ . Нормировочная длина (длина поглощения)  $L$  определена выражением  $L^{-1} = 2\pi\omega_0 |d|^2 n_{КТ} t_0 / \hbar c m(\omega_0)$ .

Поляризационное состояние полей оптических импульсов будем характеризовать эллиптичностью  $\varepsilon(\tau) = (|\xi| - 1)(|\xi| + 1)^{-1}$ , где  $\xi = e_1 e_2^{-1}$  является, вообще говоря, комплексной величиной. Для линейно поляризованного света  $\varepsilon = 0$ , для полностью правополяризованного  $\varepsilon = +1$ , левополяризованного  $\varepsilon = -1$ .

Система укороченных уравнений Максвелла для оптически тонкого образца имеет вид

$$\begin{aligned} e_a(\Delta\zeta, \tau) &= e_a(0, \tau) + i(2P^{(\pm)}/n_{КТ} d)\Delta\zeta = \\ &= e_a(0, \tau) + i\langle r_a \rangle \Delta\zeta, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\Delta\zeta = L^{-1}\Delta l \ll 1$ ,  $\Delta l$  – физическая толщина образца, а медленно меняющиеся огибающие поляризации системы КТ определяются выражениями

$$P^{(+1)} = n_{\text{КТ}} d \langle \tilde{\rho}_{21} + \tilde{\rho}_{43} \rangle, \quad P^{(-1)} = n_{\text{КТ}} d \langle \tilde{\rho}_{31} + \tilde{\rho}_{42} \rangle.$$

Здесь  $n_{\text{КТ}}$  – концентрация КТ, а угловые скобки означают усреднение по ансамблю КТ.

Предполагается, что временная форма возбуждающих импульсов задается выражениями

$$\begin{aligned} e_{1,2}(0, \tau) &= e_{m1,2}(2/\tau_p) \operatorname{sech}((\tau - \tau_0)/\tau_p), \\ e_{1,2}(0, \tau) &= e_{m1,2} \left( \left( \tanh(\tau - \tau_c)/\tau_f \right) - \right. \\ &\quad \left. - \tanh((\tau - \tau_c - \tau_p)/\tau_f) \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где приведенная длительность импульса  $\tau_p = t_p t_0^{-1}$ , длительность фронтов –  $\tau_f$ , временная координата центра (начала) импульса –  $\tau_c$ . Длительность импульсов или времени наблюдения эффекта считается достаточно короткой, чтобы можно было пренебречь необратимой релаксацией квантовой когерентности.

Система уравнений (1) и уравнение (4) являются основой для исследования таких когерентных переходных процессов в системе КТ малой плотности, как фотонное эхо, свободный распад индукции, оптические нутации.

### Неоднородное уширение в ансамбле квантовых точек

Одной из причин, приводящих к неоднородному уширению, является зависимость энергии электрона в валентной зоне и зоне проводимости от размеров КТ. Для оценки неоднородного уширения можно использовать модель КТ в виде полупроводниковой сферы с непроницаемыми стенками. Для такой частицы частоты перехода между уровнями размерного квантования, попавшими в валентную зону и зону проводимости, можно получить [2]

$$\begin{aligned} \omega_{cv} &= (\varepsilon_c - \varepsilon_v) \hbar^{-1} = \left( E_g + \frac{\hbar^2 v_{nl}^2}{2m_* R^2} \right) \hbar^{-1} = \\ &= \left( E_g + \frac{\hbar^2 v_{nl}^2}{2m_* R_0^2} \frac{1}{x^2} \right) \hbar^{-1}, \end{aligned}$$

где  $m_* = m_e m_h (m_e + m_h)^{-1}$ ,  $E_g$  – ширина запрещенной зоны,  $R_0$  – средний размер КТ,  $x = R/R_0$  – приведенный размер индивидуальной КТ,  $v_{nl}$  – нули волновой функции данной краевой задачи ( $v_{00} \approx 1$ ).

В качестве стандартного распределения по размерам можно принять распределение Пуассона  $P(x) = x e^{-x}$ , с максимумом при  $x = 1$ . Тогда

$$\omega_{cv} - \omega_0 = \left( \hbar^{-1} E_g - \omega_0 \right) + \frac{\hbar v_{nl}^2}{2m_* R_0^2} x^{-2} = x^{-2} \Delta \omega_{in} - \Delta \omega_0,$$

где  $\Delta \omega_0 = \omega_0 - \hbar^{-1} E_g = \omega_0 - \omega_g$ .

Таким образом,  $\Delta \omega_{in} = \hbar v_{nl}^2 / 2m_* R_0^2 \approx 5 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$  при  $R_0 \approx 1 \text{ нм}$  как наиболее вероятном значении  $R_0$ . Далее в расчетах за характерное время принята обратная ширина неоднородно уширенной линии  $\Delta \omega_{in}^{-1}$ . Коэффициенты в системе уравнений (1) задаются соотношениями

$$\Omega = \frac{\Delta \omega_1 + \Delta \omega_2}{2 \Delta \omega_{in}} = \Delta \omega_{in}^{-1} (\omega_{cv} - \omega_0) = (1/x^2 - a)$$

где  $a = (\omega_0 - \omega_g) \Delta \omega_{in}^{-1} = \Delta \omega_0 \Delta \omega_{in}^{-1} \approx 0,2 - 1,0$ ;

$$\Delta = \frac{\Delta \omega_1 - \Delta \omega_2}{2 \Delta \omega_{in}} = - \frac{(U - U_{cv})}{\Delta \omega_{in} \hbar} = - \frac{b}{x}, \quad (6)$$

где  $b = U_0(1 - \eta) \hbar^{-1} \Delta \omega_{in}^{-1}$ ,  $\eta = U_{cv} U^{-1}$ . По простым оценкам энергия взаимодействия электронов в нанометровой точке составляет  $U_0 = e^2 (2R_0)^{-1} \approx 10^{-12} \text{ CGSE} \approx 0,6 \text{ эВ}$ , и тогда  $b \approx U_0 (\hbar \Delta \omega_{in})^{-1} \approx 2$ . Однако в больших по размеру объектах, как, например, в цилиндрической полупроводниковой КТ GaAs размерами  $100 \text{ нм} \times 1 \text{ мкм}$ , она определена как  $0,5 \text{ мэВ}$ .

Можно заметить, что точное решение системы уравнений (1) и (4) может быть найдено при условии, что излучение циркулярно поляризовано. Пусть, например,  $e_2 = 0$ , т. е.  $\varepsilon = 1$ , и резонансная система находится первоначально в основном состоянии ( $\tilde{\rho}_{11} = 1$  – единственный ненулевой матричный элемент матрицы плотности). В этом случае  $w = u = 0$  и  $m = n_1$ ,  $s_1 = r_1$  и система (1), дополненная укороченным волновым уравнением Максвелла (вместо уравнения (4)), сводится к интегрируемому случаю уравнений самоиндуцированной прозрачности [16]

$$\begin{aligned} \frac{\partial e_1}{\partial \zeta} &= i \langle r_1 \rangle, \quad i \frac{\partial r_1}{\partial \tau} = (\Omega - \Delta) r_1 - e_1 n_1 \\ i \frac{\partial n_1}{\partial \tau} &= \frac{1}{2} (r_1^* e_1 - r_1 e_1^*). \end{aligned}$$

Здесь роль отстройки от резонанса в уравнениях Блоха для переменных среды  $r_1$  и  $n_1$  взяла на себя величина

$$\delta(x) = \Omega - \Delta = 1/x^2 - a + b/x. \quad (7)$$

В общем случае системы уравнений (1) и (4) единого выражения для индивидуальной отстройки найти не удастся, однако для анализа численных результатов оказывается важной зависимость от  $x$  качественной оценки (7). В частности, для значений параметров  $a$  и  $b$  из приведенных выше оценок

убывающая зависимость  $\delta(x)$  пересекает нулевой уровень в области максимума распределения  $P(x)$ , тем самым КТ с отстройкой обеих знаков будут представлены в неоднородно уширенной линии. Такая организация неоднородного уширения позволяет инициировать внешним импульсом процесс дефазировки излучателей, а потом, под действием одного или нескольких импульсов, создать условия для рефазировки квантового ансамбля. В результате в моменты времени, когда внешнее поле уже отсутствует, возникает спонтанная квантовая когерентность, высвечивающаяся в виде импульсов фотонного эха [17]. На рис. 2 представлен эффект фотонного эха в системе КТ под действием импульсного циркулярно поляризованного оптического поля. В этом случае КТ в рамках обсуждаемой модели представляет собой двухуровневый атом. Импульсная площадь  $\theta = \int e(\tau) d\tau$  всех импульсов одинакова и равна  $\pi/2$ . При трехкратном возбуждении наблюдается весь набор когерентных откликов: сигнал свободной индукции (СИ) после первого импульса, собственно фотонное эхо (ФЭ) в моменты времени спустя удвоенный интервал действия первых двух импульсов, стимулированное фотонное эхо

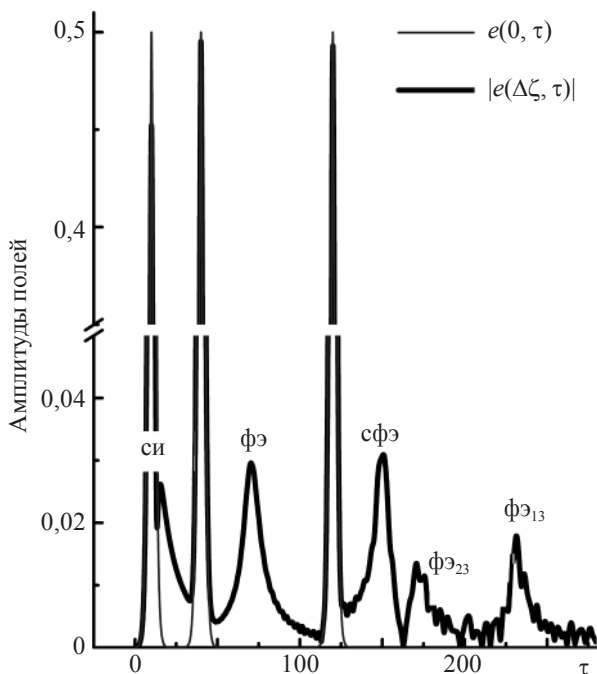
(СФЭ) в момент времени  $2\tau_{12} + \tau_{23}$ , сигналы эхо от пар импульсов 1–3 (ФЭ<sub>13</sub>) и 2–3 (ФЭ<sub>23</sub>). Всплеск поля, следующий за СФЭ, есть результат взятия модуля от отрицательного нутационного выброса огибающей, что говорит о наличии слабой, но ненулевой реакции среды на проходящее через образец УКИ. Представленный на рис. 1 эффект фотонного эха на КТ интересен не только сам по себе, как динамический процесс формирования квантовой когерентности в неоднородно уширенном ансамбле КТ, но и как потенциальный метод когерентной спектроскопии релаксационных процессов, спектроскопии внутри неоднородной линии, метод хранения и воспроизведения информации, как это имеет место в когерентной оптике резонансных атомов. В следующем параграфе мы рассмотрим эффекты эха и оптических нутаций, возбуждаемых эллиптически поляризованными импульсами.

Эффекты фотонного эха, оптических нутаций и квантовых биений в численном эксперименте

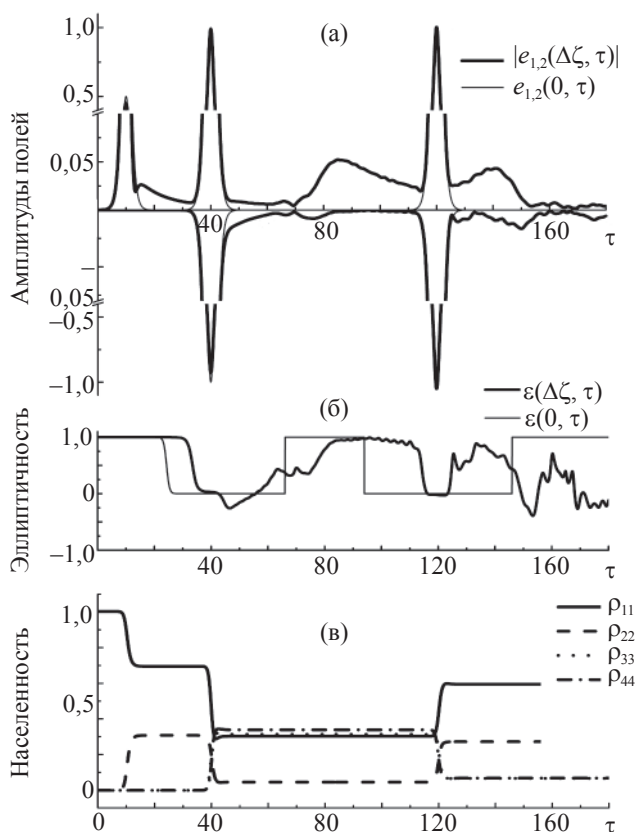
### Эффекты фотонного эха, оптических нутаций и квантовых биений в численном эксперименте

На рис. 2 показан эффект фотонного эха при возбуждении тремя импульсами, причем первый импульс представляет собой поляризованную по кругу волну, тогда как второй и третий импульсы линейно поляризованы, так как состоят из двух волн противоположной спиральности, но одинаковой амплитуды (рис. 1). На выходе из оптически тонкого образца в одном из состояний поляризации (условно правом) после действия первого импульса возникает сигнал свободной индукции как результат дефазировки когерентности на состояниях  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ . Первый импульс опустошает состояние  $|1\rangle$  (рис. 1), населенность уровня  $|2\rangle$  растет. Линейно поляризованный второй импульс своим правым циркулярным поляризационным компонентом вызывает переходы и изменение населенности между состояниями  $|1\rangle$ – $|2\rangle$ , поляризация противоположного направления вращения вызывает переходы  $|1\rangle$ – $|3\rangle$  и  $|2\rangle$ – $|4\rangle$ . При этом не только растет населенность уровня  $|4\rangle$  за счет состояния  $|2\rangle$ , но начинается процесс рефазировки квантовой когерентности, созданной к этому моменту между состояниями индивидуальной КТ. К моменту времени, равному приблизительно  $2\tau_{12}$  с начала действия импульсов, на обеих поляризациях создаются макроскопические когерентные состояния, высвечивающиеся в виде право- и левополяризованных волн (рис. 3а).

Форма импульсов эха несимметрична, и весь импульс сдвинут в сторону больших времен, что, по-видимому, объясняется несимметричной формой распределения  $P(x)$  и специфической зависимостью



**Рис. 2.** Эффект трехимпульсного эха в системе КТ на поляризованных по кругу волнах.  $a = 0,2$ ,  $b = 0,2$ ,  $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = \pi/2$ ,  $\tau_{p_1} = \tau_{p_2} = \tau_{p_3} = 1$ .



**Рис. 3.** Эффект трехимпульсного эха при возбуждении импульсами с разной эллиптичностью. Первый  $\pi/2$ -импульс имеет круговую поляризацию, второй и третий  $\pi$ -импульсы линейно поляризованы.  $a = 0,2$ ,  $b = 0,2$ ,  $\tau_{p_1} = \tau_{p_2} = \tau_{p_3} = 1$ . Пояснения см. в тексте.

эффективной отстройки  $\delta(x)$  (7) от приведенного размера  $x$ .

Аналогично можно проследить динамику диагональных элементов матрицы плотности в момент и после действия третьего линейно поляризованного импульса. Из рис. 3в видно, что импульс эффективно действует на населенность, быстро опустошая уровни  $|3\rangle$  и  $|4\rangle$ . После действия третьего импульса смешанные состояния возникают между всеми парами смежных переходов четырехуровневой КТ. В результате еще одного процесса компенсации фаз излучателей формируется когерентное состояние стимулированного эха с разной эффективностью на разных поляризациях. На большем временном масштабе видны импульсы эха от первого и третьего и второго и третьего импульсов.

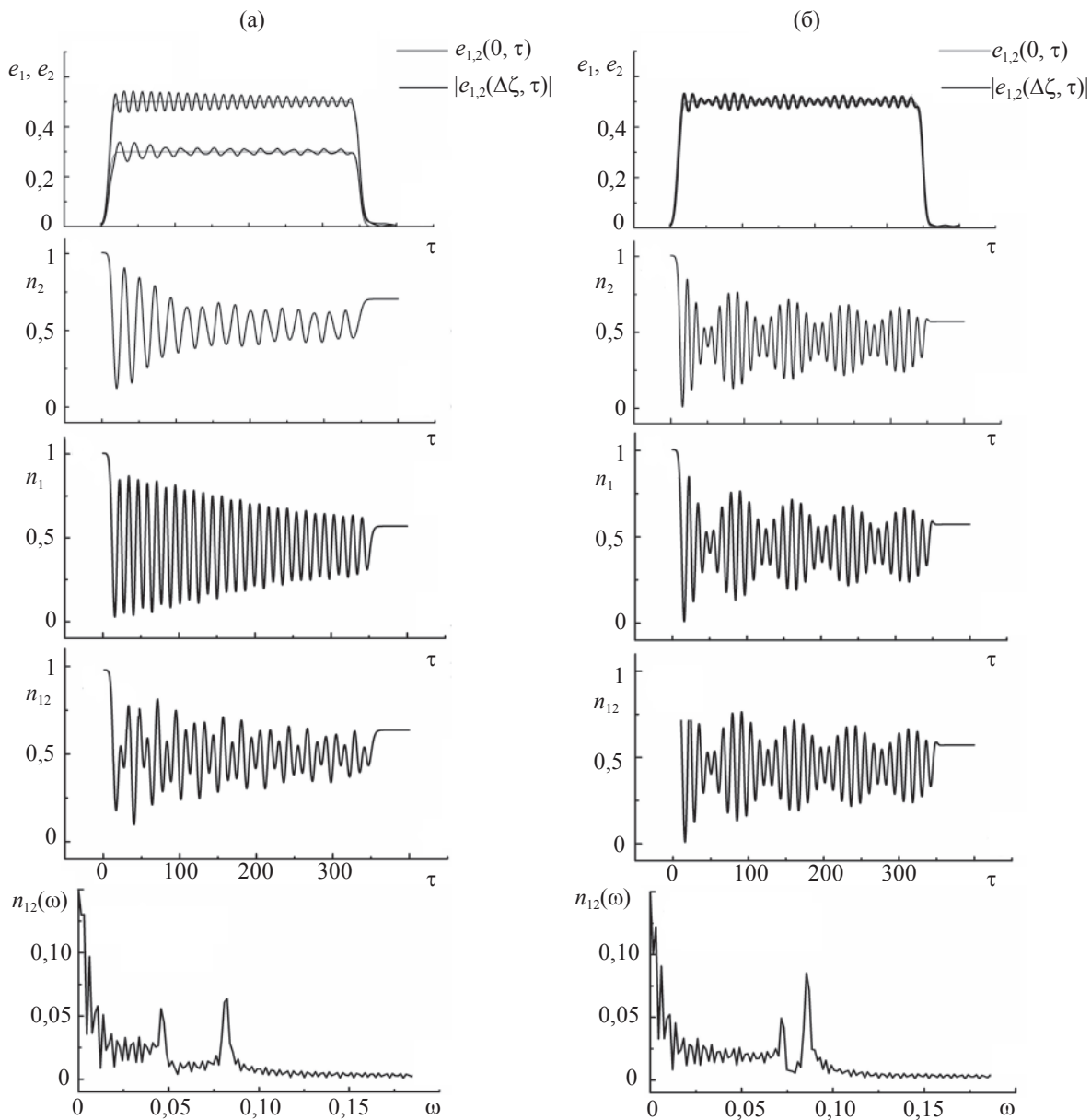
В эффекте стимулированного эха на двухуровневых квантовых системах подбором “градусности” импульсов  $\theta$  добиваются оптимальной по мощности

СФЭ. В нашем случае такая “теорема площадей” для эха в общем случае вряд ли может быть получена ввиду сложности обобщенных уравнений Блоха (1).

График, помещенный на рис. 3б, показывает, что эллиптичность излучения, выходящего из образца в моменты действия импульсов, практически совпадает с эллиптичностью внешнего поля, однако фотонное эхо высвечивается с промежуточной эллиптичностью  $\varepsilon$ , значение которой свидетельствует об относительной эффективности генерации эха на переходах разного типа.

Резонансная система, подвергнутая действию импульса в виде временной ступеньки, генерирует осцилляционный затухающий сигнал, частота колебаний поля в котором определяется частотой Раби соответствующего резонансного перехода. Это иллюстрирует верхний график рис. 4а, где представлены нутационные отклики системы КТ. Возбуждение производится эллиптически поляризованным импульсом внешнего поля, т. е. амплитуды различных поляризационных компонентов в импульсе различны. Ниже на рис. 4а представлены осцилляции разности населенностей (2) уровней, связанных фотонами разных спиральностей (см. рис. 1). Частота осцилляций соответствует амплитуде поляризационного компонента эллиптически поляризованного внешнего импульса. На переходе  $|1\rangle\text{--}|4\rangle$  наблюдаются квантовые биения населенности между близкими частотами, хорошо заметными на частотном спектре функции (нижний график рис. 4а).

Интересным фактом является то, что квантовые биения на резонансных переходах двухэлектронных КТ имеют место даже при возбуждении линейно поляризованными импульсами, как это показано на рис. 4б. Частота самих осцилляций определяется частотой Раби, соответствующей амплитуде возбуждающих импульсов. Пульсации амплитуды можно связать с биениями между различными спектральными компонентами неоднородно уширенной резонансной линии с учетом того, что эффективная отстройка  $\delta(x)$  устроена так, что значения отрицательных и положительных  $\delta$  в среднем заметно разнятся. В пользу такой интерпретации свидетельствуют расчеты (не показанные здесь ввиду ограниченности объема статьи) с симметричным ходом  $\delta(x)$  и гауссовой неоднородной линией. В этом случае эффект биений отсутствует. Более детально эффект квантовых биений в плоскополяризованном свете показан на рис. 5. Характерной чертой эффекта является линейный рост (рис. 5в) частоты биений  $\Delta\omega$  с увеличением приведенной величины кулоновского взаимодействия  $b$  (6) (рис. 5а). Зависимость спектрального расщепления (рис. 5б) от параметра  $b$  связана, по-



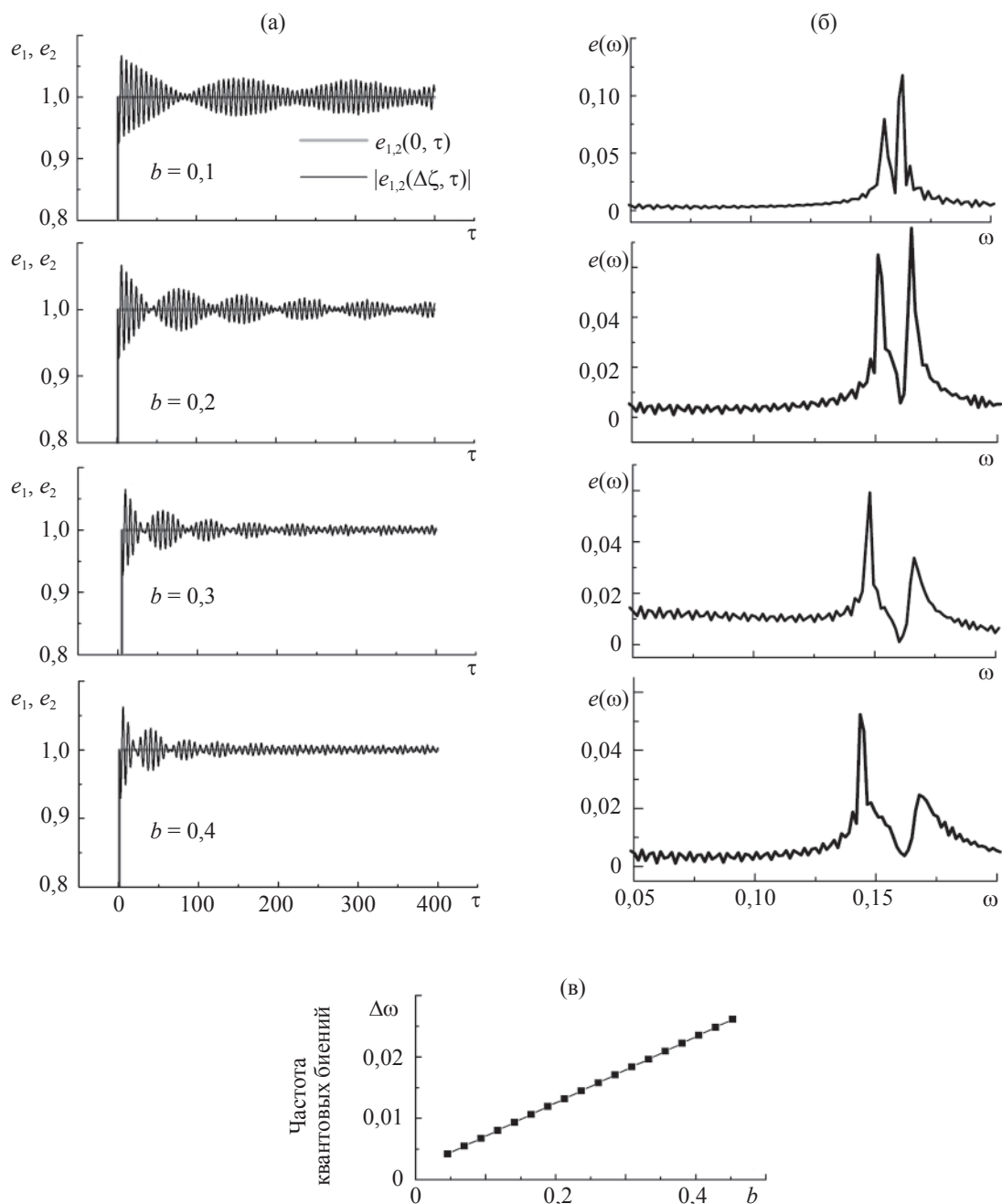
**Рис. 4.** Эффект оптических нутаций в ансамбле КТ при возбуждении ступенчатыми эллиптически поляризованными (а) и линейно поляризованными (б) импульсами.  $a = 0,2$ ,  $b = 0,2$ . Пояснения см. в тексте.

видимому, с изменением соотношения между значениями отрицательных и положительных отстройек при изменении  $b$ .

### Заключение

В работе рассмотрено взаимодействие поляризованного импульсного излучения с ансамблем двух-электронных КТ – простейшей базовой моделью, учитывающей оба вида поляризации света и спин-электрона. Из-за разброса в размерах КТ в системе

возникает неоднородное уширение линий резонансного поглощения. Моделирование решений обобщенной системы уравнений Блоха для четырех-уровневой модели квантовой точки показало возникновение эффекта фотонного эха при многократном импульсном возбуждении неоднородно уширенной среды КТ. Из результатов численного расчета следует, что частоту квантовых биений на фоне поляризованного платообразного импульса можно связать с величиной взаимодействия электронов в КТ. Наблюдаемые эффекты могут найти применение в



**Рис. 5.** Зависимость частоты квантовых биений от приведенной величины кулоновского взаимодействия электронов в КТ при возбуждении системы КТ линейно поляризованным ступенчатым сигналом с малой длительностью фронта.  $a = 0,2$ . Пояснения см. в тексте.

когерентной спектроскопии наноразмерных сред малой размерности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Kastner M.A.* The single electron transistor // *Rev. Mod. Phys.* 1992. V. 64. P. 849–858.
2. *Jacak L., Hawrylak P., Wojs A.* Quantum Dots. Berlin: Springer, 1998.
3. *Wegewijs M.R., Nazarov Yu.V.* Resonant tunneling through linear arrays of quantum dots // *Phys. Rev. B.* 1999. V. 60. № 20. P. 4318–4327.
4. *Van der Wiel W. G., De Franceschi S., Elzerman J. M., Fujisawa T., Tarucha S.* Electron transport through double quantum dots // *Rev. Mod. Phys.* 2003. V. 75. P. 1–22.
5. *Gabitov I.R., Maimistov A.I.* Nonlinear optical effects in artificial materials // *Eur. Phys. J. Special Topics.* 2007. V. 147. № 1. P. 265–286.

6. *Litchinitser N.M., Gabitov I.R., Maimistov A.I., Shalaev V.M.* Negative Refractive Index Metamaterials in Optics // Progress in Optics. ed. E. Wolf. V. 51. P.1–68.
7. *Jiang Y., Xu J., Wang W., Lu X., Liu X., Wang G., Li F.* Second-harmonic generation investigations of Zn<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Se/ZnSe asymmetric coupled quantum wells // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. № 12. 125308 (5 pages).
8. *Перлин Е.Ю.* Нелинейно-оптические поляризационные эффекты в материалах с квантовыми точками // Опт. и спектр. 2000. Т. 88. № 6. С. 987–992.
9. *Chow W. W., Schneider H. C., Phillips M. C.* Theory of quantum-coherence phenomena in semiconductor quantum dots // Phys.Rev. A. 2003. V. 68. № 5. P. 053802 (10 pages).
10. *Erland J., Kim J.C., Bonadeo N.H., Steel D.G., Gammon D., Katzer D.S.* Nonexponential photon echo decays from nanostructures: Strongly and weakly localized degenerate exciton states // Phys. Rev. B. 1999. V. 60. № 12. P. 8497 R-8500.
11. *Kral K., Khas Z., Lin C.Y., Lin S.H.* Optical line-shape and the time-domain photon echo measurement in semiconductor quantum dots // Opt. Commun. 2000. V. 180. P. 271–275
12. *Prigodin V.N.* Mesoscopic dynamical echo in quantum dots // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 546–549
13. *Елютин С.О., Казанцева Е.В., Маймистов А.И.* О неупругом взаимодействии ультракоротких импульсов поляризованного оптического излучения в ансамбле изолированных квантовых точек // Опт. и спектр. 2001. Т. 90. С. 501–508.
14. *Маймистов А.И., Елютин С.О.* Модель квантовой точки, когерентно взаимодействующей с ультракоротким импульсом электромагнитного излучения // Опт. и спектр. 2002. Т. 93. С. 274–280.
15. *Hubbard J.* Electron correlations in narrow energy bands // Proc. Royal Soc. London A. 1963. V. 276. P. 238–257.
16. *McCall S.L., Hahn E.L.* Self-Induced Transparency // Phys. Rev. 1969. V. 183. P. 457–485
17. *Манькин Э.А., Самарцев В.В.* Оптическая эхо-спектроскопия. М.: Наука, 1984. 270 с.