УДК 538.958

Г.С. НИКОГОСЯН, С.Л. АРУТЮНЯН, Г.Г. НИКОГОСЯН

КОГЕРЕНТНЫЕ НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В МАССИВЕ СФЕРИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ

(*Гюмри*)

Рассматривается влияние размерного квантования на ход процесса самоиндуцированной прозрачности в системе сферических квантовых точек. Получены выражения, описывающие эволюцию энергии ультракороткого импульса. Анализируется зависимость эффекта самоиндуцируемой прозрачности от радиусов квазинульмерных образований.

Ключевые слова: излучение, поляризация, переход, импульс, прозрачность.

Из совокупности когерентных нестационарных явлений, имеющих место при распространении ультракоротких импульсов оптического диапазона через резонансно-поглощающую среду, особо выделяется эффект самоиндуцированной прозрачности (СИП) с точки зрения общефизического интереса, а также с учетом широкого спектра практических применений [1,2].

Явление самоиндуцированной прозрачности и вопросы образования солитонных решений достаточно подробно исследованы в [3,4]. Определенный интерес вызывают исследования эффекта СИП в наноразмерных средах с квазинульмерными структурными единицами. Таковым является, например, массив сферических полупроводниковых микрокристаллов, выращенных в диэлектрической матрице.

В полупроводниковой среде времена релаксации определяются электронными столкновениями и процессами рассеяния на фононной подсистеме, приводящими к термализации носителей на уровнях размерного квантования квантовых точек (КТ). Однако из-за сильного пространственного ограничения и локализации колебательных мод решетки в сферических микрокристаллах электрон-фононное взаимодействие при соответствующем выборе упругих параметров КТ и окружающей матрицы может быть значительно подавлено. Так что константы затухания, в основном, будут определяться процессами спонтанного распада уровней. Это дает возможность использовать оптические импульсы нано- и пикосекундного диапазонов, содержащие много колебаний электромагнитного поля, когда приемлемо приближение квазигармонических волн, характеризуемых определенной частотой несущей волны. В рамках рассматриваемой модели среда состоит из “двухуровневых систем” – сферических КТ, в спектре которых имеются два таких трехмерно-квантованных невырожденных уровня с нулевыми орбитальными моментами (для электрона и дырки), что частота межзонного перехода $\omega_{cv} = \left(E_c - E_v\right)/\hbar$ близка к резонансу с несущей частотой лазерного импульса ω. Ниже пренебрегаем дисперсией радиусов КТ, рассматривая массив полупроводниковых сфер одного радиуса R. В предположении параболических зон для электронов и дырок с эффективными массами m_e^* и m_h^* соответственно для модели КТ с бесконечно высокими потенциальными стенками рассмотрим случай сильного размерного квантования. Тогда радиус КТ $R \ll r_e, r_h$, где $r_e = \varepsilon\hbar^2 / m_e^* e^2$ и $r_h = \varepsilon\hbar^2 / m_h^* e^2$ - боровские радиусы электрона и дырки соответственно в полупроводниковой среде с диэлектрической проницаемостью ε. Так что в первом приближении можно пренебречь слабым кулоновским взаимодействием $e-h$ пары в КТ и вкладом экситонных состояний [5].

Для описания резонансного взаимодействия когерентного импульса со средой с двухуровневыми системами применяется общепринятый полуклассический подход на основе уравнений Максвелла и квантомеханического уравнения для матрицы плотности ρ (уравнения Максвелла-Блоха). Стандартная процедура полуклассического подхода приводит к уравнению движения для среднего значения $\langle \overline{\mu} \rangle = \overline{e} p = Sp\left(\hat{\mu}\hat{\rho}\right)$ - высокочастотного дипольного момента КТ:

$$\ddot{p} + \omega_{21}^2 p = \frac{2\omega_{21}}{\hbar}\left(\mu_\alpha \mu_\beta^*\right)\left(\rho_{11} - \rho_{22}\right) E_\beta^{loc} \tag{1}$$

и уравнению для разности вероятностей населенностей размерно-квантованных уровней E_v и E_c КТ [6]:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_{11} - \rho_{22}\right) = -\frac{2E}{\hbar\omega_{21}}\dot{p}\,. \tag{2}$$

Здесь $\mathbf{e}$ - вектор поляризации линейно-поляризованной плоской волны импульса света $\mathbf{E} = \mathbf{e}E\left(z,t\right)$; $\hat{\mu}$ - оператор дипольного момента двухуровневой системы, $\alpha, \beta = \left(x, y, z\right)$; $E_\beta^{loc.}$ - локальное поле, совпадающее с макроскопическим полем для полупроводниковой среды. Для изотропного массива сферических КТ: $\left(\mu_\alpha \mu_\beta^*\right) = \left|\boldsymbol{\mu}_{12}\right|^2 = \left|\boldsymbol{\mu}_{cv}\right|^2$. Полная макроскопическая поляризация на частоте межзонного перехода $E_v \to E_c$ между размерно-квантованными уровнями сферической КТ определяется суммой вкладов КТ в единице объема среды, каждый из которых имеет одинаковую частоту перехода ω_{cv} :

$$\mathbf{P} = N_v \left\langle \boldsymbol{\mu}_\alpha \right\rangle \ , \tag{3}$$

где $N_v = N/V$ - концентрация точек, а $\omega_{cv} = \left(E_g + E_{l,n}^e + E_{l,n}^h \right) / \hbar$. Здесь величины $k_{l,n}$ определяются условием $J_{l+1/2}\left(k_{l,n} R\right) = 0$, т.е. $k_{l,n} = \varphi_{l,n}/R$, $\varphi_{l,n}$ - корни сферической функции Бесселя l-го порядка; $n = 1, 2, 3, \ldots$ - номер корня при данном l в порядке возрастания его величины.

Действия процессов релаксации на массив КТ одного размера приводят к однородному уширению линии перехода $E_v \to E_c$. Электрическое поле стационарного импульса частоты ω, распространяющегося в непоглощающей среде при условии $\tau >> \omega^{-1}$, представляется в виде

$$E(z,t) = E_0(z,t)\cos\left(\omega t - \kappa z + \varphi(z,t)\right), \tag{4}$$

где $E_0(z,t)$ и $\varphi(z,t)$ — медленно изменяющиеся амплитуда и фаза, удовлетворяющие условиям

$$\frac{\partial E_0}{\partial t} << \omega E_0, \ \frac{\partial \varphi}{\partial t} << \omega, \ \frac{\partial E_0}{\partial z} << \kappa E_0, \ \frac{\partial \varphi}{\partial z} << \kappa, \qquad (5) .$$

Соответствующее представление для поляризации P с аналогичными критериями медленности имеет вид

$$P(z,t) = P_1(z,t)\cos\left(\omega t - \kappa z + \varphi(z,t)\right) + P_2(z,t)\sin\left(\omega t - \kappa z + \varphi(z,t)\right), \tag{6}$$

где разделены вклады в дисперсию P_1 и в поглощение P_2 среды.

Эволюция состояния среды в условиях когерентного взаимодействия с импульсом света в отсутствие релаксации допускает геометрическую интерпретацию в виде векторного уравнения для прецессирующего псевдодиполя $\overline{R}$ [1,4,7]:

$$\frac{\partial \mathbf{R}}{\partial t} = \left[\boldsymbol{\Omega}, \mathrm{R} \right], \tag{7}$$

где $\mathbf{R} = \mathbf{R}\left(P_1/N_v \left|\boldsymbol{\mu}_{cv}\right|, P_2/N_v \left|\boldsymbol{\mu}_{cv}\right|, N/N_v \right)$, $\boldsymbol{\Omega} = \boldsymbol{\Omega}\left(-\left|\boldsymbol{\mu}_{cv}\right| E_0/2, 0, \Delta\omega/2 \right)$.

Для медленных компонент поля и поляризации имеем [1]

$$\frac{\partial E_0}{\partial z}+\frac{\eta}{c}\frac{\partial E_0}{\partial t}=-\frac{2\pi}{c\eta}\omega P_2,\ \left(\frac{\omega}{c}\eta-\kappa\right)E_0=-\frac{4\pi}{\eta c}P_1\omega, \tag{8}$$

где η - нерезонансная часть коэффициента преломления. В условиях точного резонанса $\Delta\omega=0$ эффект СИП выражается наличием стационарного решения для системы уравнений когерентного взаимодействия (7), (8) в виде гиперболического секанса

$$E_0=\frac{2\hbar}{|\boldsymbol{\mu}_{cv}|q}\sec h\left[\frac{t-z/v_p}{q}\right],\ q^2=\frac{c\eta\hbar\left(v_p{}^{-1}-\eta c^{-1}\right)}{2\pi\omega|\mu_{cv}|^2 N_v}\ , \tag{9}$$

v_p - скорость движения, $\theta=2\pi$ – импульса в среде $\left(v_p<c/\eta\right)$.

Спектральная ширина ультракороткого лазерного импульса q_1^{-1} и коэффициент поглощения K определяют скорость передвижения 2π импульса в среде

$$v_p=\frac{1}{\eta/c\left(1+Kq_1c/2\eta\right)}\ . \tag{10}$$

Пороговый характер предварительной эволюции импульса демонстрируется “теоремой площадей”:

$$\frac{d\theta(z)}{dz}=-\frac{K_1}{2}\sin\theta(z), \tag{11}$$

что позволяет проследить за поведением импульса по мере продвижения в среде, т.е. уменьшением поглощения, задержкой, деформацией и разбиением на солитоны, являющиеся проявлениями эффекта СИП. Здесь

$$K_1=\frac{4\pi\omega|\boldsymbol{\mu}_{cv}|^2 N_v}{c\eta\hbar}. \tag{12}$$

При $\theta(z=0)=\theta_0<\pi$ импульсы затухают на расстоянии в несколько обратных K_1, а при $\theta_0>\pi$ - импульсы деформируются согласно (11), переходя в 2π импульсы со стабильной площадью, движущиеся через резонансно-поглощающую среду без потерь энергии (стационарные решения (9). Энергетический баланс процесса затухания (при $\theta_0 < \pi$) или установления 2π –импульса (при $\theta_0 > \pi$) определяется законом эволюции энергии импульса. Преобразуем уравнение (8), определяющее поглощение в среде. В итоге получим уравнение эволюции энергии импульса:

$$\frac{dW(z)}{dz} = \frac{\hbar\omega N_v \chi(\Delta\omega)}{2}\left(\cos\theta(z) - 1\right) , \qquad (13)$$

где W_0 - первоначальная энергия импульса $\beta = \hbar\omega N_v \chi(\Delta\omega)/2$, а относительные потери энергии импульса при его становлении в стационарный 2π импульс равны

$$\frac{W_0(z=0) - W(z \to \infty)}{W_0} = \frac{c\eta\hbar^2 \chi(\Delta\omega)}{4\pi|\mu_{cv}|^2 W_0} \ln\left(1 + \tan^2\frac{\theta_0}{2}\right). \qquad (14)$$

Здесь $|\boldsymbol{\mu}_{cv}|^2$ — квадрат модуля матричного элемента дипольного момента, взятого на волновых функциях $\psi^{e,h}{}_{n,l,m}(r,\theta,\varphi)$ электрона и дырки в сферически-симметричной яме КТ с бесконечно высокими стенками [5].

Из выражения (14) видно, что относительные потери энергии импульса зависят от формы функции $\chi(\Delta\omega)$ и величины расстройки резонанса $\Delta\omega$.

Таким образом, подбором размеров R структурных единиц наносреды можно обеспечить условия фокусировки ($\Delta\omega < 0$, если $\omega < \omega_{cv}$, т.е. $R < R_0 = \pi\left(\hbar/2\mu^*\right)^{1/2}\left(\omega - E_g/\hbar\right)^{-1/2}$) или дефокусировки ($\Delta\omega > 0$, если $R > R_0$) лазерного пучка в зависимости от знака $\Delta\omega$ при фиксированном ω.

Размерные эффекты сказываются также на пороге наблюдаемости W_0 эффекта СИП. Действительно, при соответствующем изменении R, обеспечивающем рост $\Delta\omega$ (в случае фиксированного ω), порог наблюдаемости эффекта СИП будет понижаться. Таким образом, подбором наноструктурных поглощающих сред можно эффективно осуществлять формирование ультракоротких импульсов, исследовать задержки распространения импульсов в таких средах в зависимости от начальной площади импульса θ_0 и размеров квазинульмерных структурных единиц среды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Полуэктов И.А., Попов Ю.М., Ройтберг В.С**. // УФН.- 1974.-**114**. -С. 97-131.
2. **Адамашвили Г.Т.** Письма в ЖТФ.-2011.-**37**. –С. 82-89.
3. **Маймистов А.И.** Квантовая электроника.-2010.- **40.** –С. 756-781.
4. **Аллен Л., Эберли Дж.** Оптический резонанс и двухуровневые атомы.-М., Мир. 1978.- 222с.
5. **Эфрос Ал.Л., Эфрос А.Л.** //ФТП.-1982.- **16**. - С. 1209-1214. .
6. **Пантел Р., Путхоф Г.** Основы квантовой электроники.-М.: Мир, 1972.- 384с.
7. **Никогосян Г.С., Никогосян Г.Г.** Ученые записки ШГУ.-2017.-**1**. –С. 172-180.

Հ.Ս. ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ, Ս.Լ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ.Հ. ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ

ԿՈՀԵՐԵՆՏ ՈՉ ՍՏԱՑԻՈՆԱՐ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐ ԳՆԴԱՁԵՎ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏԵՐԻ ՁԱՆԳՎԱԾՈՒՄ ՈՒԺԵՂ ՉԱՓԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՑՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Դիտարկվում է չափային քվանտացման ներգործությունը ինքնամակածված թափանցիկության երևույթի ընթացքի վրա գնդաձև քվանտային կետերի համակարգում: Ստացված են գերկարճ իմպուլսի էներգիայի էվոլյուցիան նկարագրող արտահայտություններ: Վերլուծվում է ինքնամակածված թափանցիկության երևույթի կախվածությունը քվազիզրոչափային գոյացումների շառավիղներից:

Առանցքային բառեր. ճառագայթում, բևեռացում, անցում, իմպուլս, թափանցիկություն:

H.S. NIKOGHOSYAN, S.L. HARUTYUNYAN, G.H. NIKOGHOSYAN

COHERENT NON-STATIONARY PHENOMENA IN THE MASSIVE OF SPHERICAL QUANTUM DOTS UNDER THE CONDITIONS OF STRONG DIMENSIONAL QUANTIZATION

The impact of dimensional quantization on the process of the self-induced transparency in the system of spherical quantum dots is considered. Expressions describing the evolution of the energy of an ultrashort pulse are obtained. The dependence of the effect of self-induced transparency on the radii of quasi-zero-dimensional formations is analyzed.

***Keywords**:* radiation, polarization, transition, pulse, transparency.