

КОРРЕЛЯЦИЯ НЕОДНОРОДНОГО УШИРЕНИЯ И ЭФФЕКТ ЗАПИРАНИЯ ИНФОРМАЦИИ В ТРЕХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМАХ

© Л.М.Мухаметшин, Л.А.Нефедьев, Э.И.Низамова

Исследована корреляция неоднородного уширения и эффективность запираения отклика стимулированного фотонного эха в трехуровневой резонансной среде. Показано, что относительная интенсивность отклика существенно зависит от величины коэффициента корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах.

Ключевые слова: фотонное эхо, эффект запираения информации в трехуровневых системах

1. Введение

В связи с разработкой оптических систем обработки информации на основе фотонного эха, особый интерес представляет запись, хранение и преобразование информации в многоуровневых системах. При этом большой практический интерес представляют механизмы стирания и запираения квантовой информации, зависящие от величины частотно-временной корреляции неоднородного уширения на различных частотных переходах. В многоуровневых системах такая корреляция складывается из необратимой и обратимой расфазировки, то есть случайными электрическими полями в структуре решетки и внешними воздействиями на среду пространственно-неоднородными возмущениями, приводящими к случайным сдвигам или расщеплениям исходных монохромат неоднородноуширенных линий. Таким образом, в многоуровневых системах может происходить как частичное стирание информации, так и ее запираение [1].

В данной работе исследуются процессы стирания и запираения информации в трехуровневых системах при различных схемах воздействия на среду пространственно-неоднородных электрических полей.

2. Корреляция неоднородного уширения на разных частотных переходах в системе трехуровневых атомов

Неоднородное уширение резонансных линий в твердых телах вызвано различиями в условиях вокруг каждого оптического центра. То есть и энергии состояний и энергии (частоты) переходов можно рассматривать как функции многих параметров $x_1 \dots x_n$. Предположение, что число параметров больше одного имеет существенное значение. Область изменения параметров определяется функцией распределения $g \Delta x_1 \dots x_n$ центров по частотам, но даже монохроматическое возбуждение на уровень с энергией

$E_i x_1 \dots x_n$ может не привести к выделению оптических центров одинакового типа, т.к. фиксация значения функции многих переменных не фиксирует значений аргументов (имеется несколько локальных экстремума), а накладывает лишь условие [2]:

$$\Delta E_{ij} x_1 \dots x_n = E_i x_1 \dots x_n - E_j x_1 \dots x_n = \hbar \omega_{ij}^{гоб}. \quad (1)$$

При сравнении двух разных переходов, оставшиеся нефиксированными параметры на одном переходе, влияют на энергию другого перехода. Поэтому возникает вопрос, при каких условиях ограничение (1), накладываемое на переход $i - j$, фиксирует энергию перехода $i - k$ или $k - j$. В свою очередь, от степени такой фиксации зависит степень сохранения когерентности в многоуровневой системе при возбуждении ее на разных переходах. Для описания этого введем частотный коэффициент корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах. Гамильтониан трехуровневого оптического центра в кристаллической матрице запишем в виде

$$H_0 = \hbar \Delta P_{22} + P_{33} \hbar \Delta \Gamma + \Delta' \Gamma m, \quad (2)$$

где P_{ij} – проективные матрицы (имеют элемент ij равный единице, а остальные равные нулю), Γ – параметр неэквидистантности спектра системы, m – определяет неодинаковость взаимодействия оптического электрона с локальным полем в разных состояниях, Δ' – дополнительный частотный сдвиг из-за частичной фиксации энергии перехода 1-3 относительно энергии перехода 1-2.

Нас будет интересовать корреляция между значениями сдвигов частот отдельных оптических центров на разных частотных переходах. Матрица частотных сдвигов будет иметь вид:

$$Z = \left\| f_{ik}^j \right\|, \quad j = 1 \dots N, \quad i, k = 1, 2, 3, \quad (3)$$

где N – число оптических центров в образце, $f_{ik}^j \Delta \tau_i, \Delta, \vec{r}_j = \Delta + \varepsilon_{ik} \Delta \tau_i, \vec{r}_j$, где $\Delta \tau_i$ – вре-

менной интервал на котором действует пространственно-неоднородное электрическое поле $\vec{E} \Delta \tau_i, \vec{r}, \varepsilon_{ik} \Delta \tau_i, \vec{r}_j = c_s^{ik}$.

$E_i^0 + \vec{\nabla} E_i \Delta \tau_i, \vec{r} \vec{r}_j, c_s^{ik}$ – штарковский

коэффициент для перехода $i-k$, E_i^0 – напряженность электрического поля при $\vec{r}_i = 0$. Таким образом, $f_{12} = \Delta + \varepsilon_{12}$, $f_{13} = \Gamma \Delta + \varepsilon_{13} + \Delta' m$, $f_{23} = \Gamma - 1 \Delta + \varepsilon_{23} - \Delta' \Gamma m$.

Если ввести N -мерное пространство объектов, то каждый столбец f_{ik}^j будет представлять вектор в этом пространстве. Их скалярное произведение

$$R_{ik,i'k'} = \frac{1}{N} f_{ik} f_{i'k'} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N f_{ik}^j f_{i'k'}^j \quad (4)$$

будем считать коэффициентом корреляции. Так как число оптических центров велико, суммирование в (5) можно заменить интегрированием [3]:

$$R_{ik,i'k'} = \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{f_{ik} - \bar{z}_{ik}}{\sigma_{ik}^2} \frac{f_{i'k'} - \bar{z}_{i'k'}}{\sigma_{i'k'}^2} g \Delta g \Delta' d\Delta d\Delta', \quad (5)$$

где $\bar{z}_{ik} = \iint f_{ik} g \Delta g \Delta' d\Delta d\Delta'$,

$$\sigma_{ik}^2 = \iint (f_{ik} - \bar{z}_{ik})^2 g \Delta g \Delta' d\Delta d\Delta'.$$

Распределение оптических центров по частотам $g \Delta$ и $g \Delta'$ будем считать гауссовыми с дисперсиями σ^2 и σ'^2 соответственно.

На рис.1 представлены результаты численного расчета коэффициента корреляции неоднородного уширения линий на разных частотных переходах при различной взаимной ориентации градиентов внешних неоднородных полей.

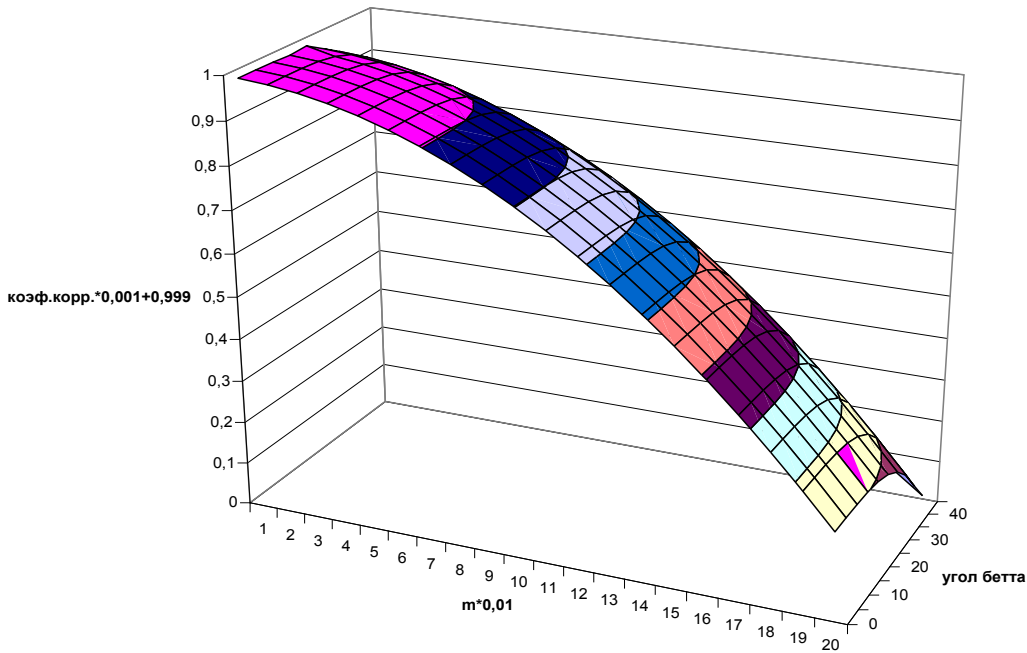


Рис.1. Зависимость коэффициента корреляции неоднородного уширения от параметра случайного взаимодействия электрона с локальным полем и от взаимной ориентации градиентов внешних неоднородных полей. β – угол между направлениями градиентов полей

3. Запирание информации в трехуровневой системе в зависимости от взаимной ориентации градиентов внешних электрических полей

Рассмотрим формирование стимулированного фотонного эха (СФЭ) в системе трехуровневых оптических центров с неэквиливантными уровнями (рис.2).

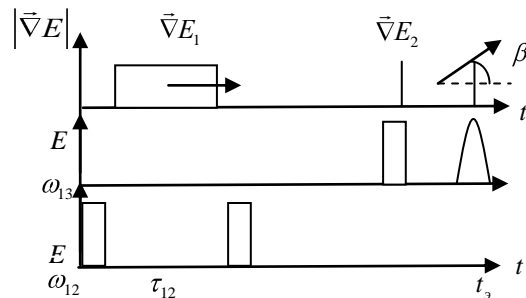


Рис.2. Схема запирания информации в трехуровневой системе

Длительности возбуждающих лазерных импульсов Δt_η будем считать достаточно малыми, чтобы их частотный спектр полностью перекрывал неоднородно уширенные линии резонансной среды. Интервал времени между первым и вторым импульсами $\tau_1 \ll T_2$, а интервал времени между вторым и третьим импульсами $\tau_2 - \tau_1 \ll T_1$, где T_1, T_2 времена продольной и поперечной релаксации.

Уравнение для одно-частичной матрицы плотности во вращающейся системе координат запишем в виде:

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [B_\eta \tilde{\rho}], \quad (6)$$

где $B_\eta = \tilde{H}'_0 + \tilde{V}_\eta - \hbar A$,

$$\tilde{H}'_0 = \ell^{iAt} H_0 \ell^{-iAt} = \hbar \Delta + \varepsilon_{12} P_{22} +$$

$$+ \hbar [\Gamma \Delta + \varepsilon_{13} + \Delta' \Gamma m] P_{33},$$

$$\tilde{V}_\eta = \ell^{iAt} V_\eta \ell^{-iAt}.$$

Здесь $A = P_{22} \omega_{12} + P_{33} \omega_{13}$ – матрица перехода во вращающуюся систему координат, V_η – оператор взаимодействия с η -ым лазерным импульсом.

$$\tilde{V}_\eta = P_{12} V_{12}^\eta \ell^{-i\omega_{12}t} + P_{21} V_{21}^\eta \ell^{i\omega_{12}t} +$$

$$+ P_{13} V_{13}^\eta \ell^{-i\omega_{13}t} + P_{31} V_{31}^\eta \ell^{i\omega_{13}t},$$

$V_{ik}^\eta = -\frac{1}{2} d_{ik} \varepsilon_{ik}^\eta \ell^{i\omega_{ik}t - i\vec{k}_\eta \vec{r}}$, \vec{r} – радиус-вектор местоположения оптического центра, d_{ik} – дипольный момент перехода $i-k$, ε_{ik}^η – напряжен-

ность электрического поля Фурье – компоненты η -го импульса.

Решение уравнения (6) имеет вид:

$$\tilde{\rho}(t - t_\eta) = \ell^{-i\hbar^{-1} B_\eta (t - t_\eta)} \tilde{\rho}(t_\eta) \ell^{i\hbar^{-1} B_\eta (t - t_\eta)}, \quad (7)$$

где окаймляющие экспоненты вычисляются методами функций от матриц [4].

Напряженность электрического поля отклика в волновой зоне, в точке наблюдения с радиусом вектором \vec{R} будет:

$$\vec{E}(R, t) = \sum_j \frac{1}{c^2 |\vec{R} - \vec{r}_j|} \left[\langle \ddot{\vec{d}}_j(t') \rangle \times \vec{n} \right] \times \vec{n}, \quad (8)$$

где $t' = t - \frac{|\vec{R} - \vec{r}_j|}{c}$, $\langle \ddot{\vec{d}}_j(t') \rangle = Sp \ddot{\vec{d}} \rho(t)$, \vec{r}_j – радиус-вектор местоположения j -го оптического центра, $\vec{n} = \frac{\vec{R}}{|\vec{R}|}$. Относительную интенсивность от-

клика определим как $J_{\text{откл}}^t = \frac{\vec{E}(R, t) \vec{E}^*(R, t)}{E_{\text{max}} E_{\text{max}}^*}$. Из

(8) следует, что влияние корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах в случае схемы возбуждения СФЭ рис.2. описывается выражением:

$$E \approx \iint g \Delta g \Delta' \exp i \Delta + \varepsilon_{13} \Gamma \left[t - \tau_1 - \tau_2 \times \right. \\ \left. \times \left(1 + \frac{\Delta'}{\Delta + \varepsilon_{13}} m \right) - \frac{\Delta \tau_1}{\Gamma \Delta + \varepsilon_{13}} \right] \} d\Delta d\Delta'. \quad (9)$$

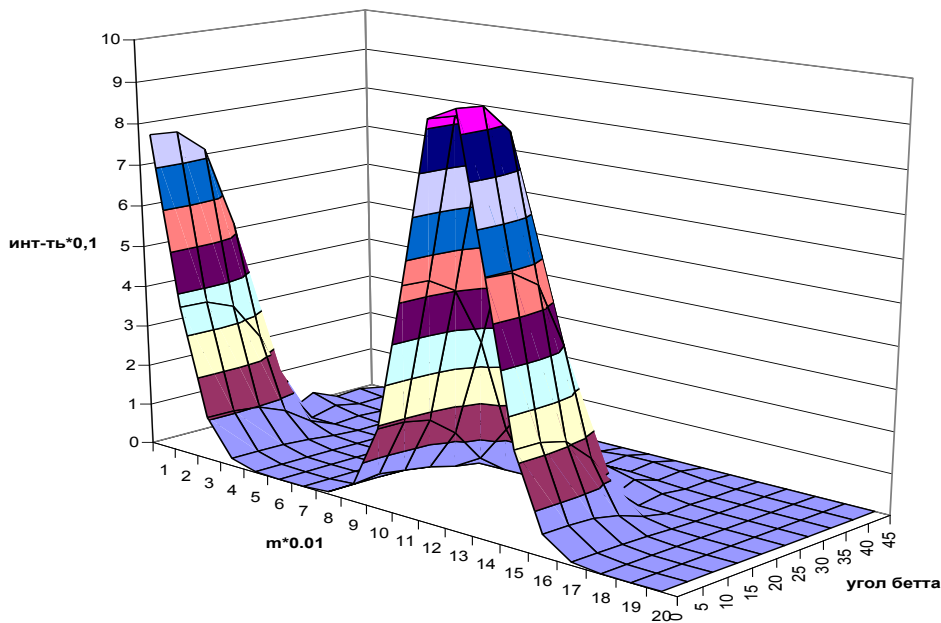


Рис.3. Представлена интенсивность отклика в зависимости от параметра случайного взаимодействия оптического электрона с локальным полем и взаимной ориентации градиентов внешних неоднородных электрических полей

Заклучение

Показано, что коэффициент корреляции между значениями сдвигов частот отдельных оптических центров на разных частотных переходах зависит от величины частотного разброса из-за частичной фиксации энергии перехода 1-3 относительно перехода 1-2 и взаимной ориентации градиентов внешних неоднородных электрических полей.

В рассматриваемой схеме запираия информации, относительная интенсивность отклика существенно зависит от величины коэффициента корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах и взаимной ориентации градиентов внешних неоднородных электрических полей.

* * * * *

1. Нефедьев Л.А., Низамова Э.И. Запирание информации в системе трехуровневых гейтов // Сборник статей XI международной молодежной научной школы Когерентная оптика и оптическая спектроскопия. – Казань, 2007. – С.183-187.
2. Сари П.М., Тамм Т.Б. Корреляция неоднородной структуры спектров разных электронных переходов примесных молекул в твердых матрицах // Известия АН СССР. Серия физическая. – 1975. – №11. – С.2321-2325.
3. Nefediev L.A., Khakimzyanova G.I. The Correlation of Inhomogeneous Broadening and the Efficiency of Data Locking in Optical Echo Processors // Optics and spectroscopy. – 2005. – V.98. – №1. – P.35-39.
4. Гантмахер Ф.Р. Теория матриц. – М., 1967. – С.575.

THE CORRELATION OF INHOMOGENEOUS BROADENING AND THE EFFICIENCY OF LOCKING OF THE STIMULATED PHOTON ECHO IN THE THREE-LEVEL RESONANCE MEDIUM

L.M.Muhametshin, L.A.Nefediev, E.I.Nizamova

The correlation of inhomogeneous broadening and the efficiency of locking of stimulated photon echo signals in the three-level resonance medium are investigated in this article. It is shown, that relative intensity of the photon echo signals essentially depends on the size of the factor of inhomogeneous broadening correlation on different frequency transitions.

Key words: photon echo, locking effect in tree-leveled systems

* * * * *

Мухаметшин Ленар Миннеханович – аспирант кафедры общей и экспериментальной физики Татарского государственного гуманитарно-педагогического университета

Нефедьев Леонид Анатольевич – доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой общей и экспериментальной физики Татарского государственного гуманитарно-педагогического университета

Низамова Эльмира Ильгамовна – старший преподаватель кафедры общей и экспериментальной физики Татарского государственного гуманитарно-педагогического университета

E-mail: ff@tggpu.ru