

## ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ШТАРКОВСКОГО ЭХА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ВЕЛИЧИНАХ ГРАДИЕНТОВ ВНЕШНИХ НЕОДНОРОДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

© 2011 г. Л. А. Нефедьев, доктор физ.-мат. наук; Г. И. Гарнаева, канд. физ.-мат. наук;  
Э. И. Хакимянова

Татарский государственный гуманитарно-педагогический университет, г. Казань

E-mail: nefediev@yandex.ru, guzka-1@yandex.ru, elzahakim@yandex.ru

Показана возможность управления временем появления отклика штарковского эха путем варьирования отношения величин градиентов внешних неоднородных электрических полей.

*Ключевые слова:* штарковское эхо, фотонное эхо, эффект “запираания”.

Коды OCIS: 210.0210, 190.0190, 200.4560.

Поступила в редакцию 08.02.2011.

### Введение

Процесс формирования отклика фотонного эха содержит два этапа: расфазирование осциллирующих дипольных моментов оптических центров и последующее их сфазирование, которое приводит к возникновению макроскопической поляризации среды и регистрируется в виде оптического когерентного отклика. Воздействие на резонансную среду на одном из этих этапов пространственно неоднородного внешнего возмущения (например, неоднородного электрического поля) приведет к случайному сдвигу или расщеплению исходных монокромат неоднородно уширенной оптической линии. В результате дипольные моменты не будут сфазироваться после считывающего импульса, т. е. генерация оптического когерентного отклика будет подавляться [1]. Таким образом, при воздействии на резонансную среду пространственно неоднородного электрического поля возникает обратимое разрушение фазовой памяти резонансной среды, проявляющееся в изменении частотно-временной корреляции неоднородного уширения.

В работах [2, 3] был рассмотрен эффект “запираания” сигналов фотонного эха при различной ориентации градиентов внешних неоднородных электрических полей. Из развитой теории следует, что при взаимном направлении градиентов под углом  $180^\circ$  возможно возникновение отклика типа эха при одноимпульсном лазерном воздействии. Такой тип эха был экс-

периментально обнаружен и описан в [4]. Преимуществом такого типа возбуждения эха является отсутствие линий задержки лазерных импульсов. Однако практическое использование таких сигналов (штарковское эхо) предполагает возможность управления временем появления отклика. В данной работе показано, что возможно управление временем появления штарковского эха путем варьирования значений приложенных градиентов внешних неоднородных электрических полей.

### Основные уравнения

Уравнение для одночастичной матрицы плотности во вращающейся системе координат запишем в виде

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} [B_m, \tilde{\rho}], \quad (1)$$

где

$$B_m = \tilde{H}_{0m} + \tilde{U}_m - \hbar A,$$

$$\tilde{H}_{0m} = e^{iAt} H_{0m} e^{-iAt},$$

$$\tilde{U}_m = e^{iAt} U_m e^{-iAt},$$

$A$  – матрица перехода во вращающуюся систему координат,  $U_m$  – оператор взаимодействия резонансной системы с  $m$ -м возбуждающим лазерным импульсом,  $H_{0m}$  – гамильтониан оптического центра во внешнем пространственно неоднородном электрическом поле на  $\tau_m$ -м

временном интервале. В случае двухуровневой системы

$$e^{\pm iAt} = P_{11} + P_{22}e^{\pm i\omega t},$$

$$\tilde{H}_{0m} = \hbar(\Delta + \varepsilon(\tau_m, \mathbf{r})),$$

$$\tilde{V}_m = \frac{1}{2}dE_{0m}(P_{12}e^{-i\mathbf{k}_m\mathbf{r}} + P_{21}e^{i\mathbf{k}_m\mathbf{r}}),$$

где  $P_{ij}$  – проективные матрицы (их  $ij$ -й элемент равен единице, а остальные элементы равны нулю),  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор местоположения оптического центра,  $d$  – дипольный момент резонансного перехода,  $E_{0m}$  – напряженность электрического поля  $m$ -го лазерного импульса,  $\mathbf{k}_m$  – волновой вектор лазерного импульса,  $\varepsilon(\tau_m, \mathbf{r})$  – дополнительный частотный сдвиг оптического центра на временном интервале  $\tau_m$  за счет внешнего неоднородного электрического поля.

Решение уравнения (1) для двухуровневой системы было получено в работе [2]. В этом случае эффективность “запираания” (воспроизведения) информации, заложенной в  $m$ -й паре возбуждающих импульсов, в отклике сигнала можно оценить из выражения

$$I_m = E_m E_m^*,$$

где

$$E_m \approx \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \exp\left\{i\left[\pm\tau_m f(\tau_m, \Delta, \mathbf{r}) - \tau_\zeta f(\tau_\zeta, \Delta, \mathbf{r})\right]\right\} \times \\ \times \exp\left\{i\left[\mathbf{k}_e \pm \mathbf{k}_m - \mathbf{k}_{m'} - \mathbf{k}_\zeta\right] \mathbf{r}\right\} g_1(\mathbf{r}) g(\Delta) dV d\Delta,$$

$\mathbf{k}_m$  и  $\mathbf{k}'_m$  – волновые векторы  $m$ -й пары возбуждающих лазерных импульсов,  $\mathbf{k}_\zeta$  – волновой

вектор считывающего импульса,  $\mathbf{k}_e$  – волновой вектор отклика сигнала,  $\Delta$  – сдвиг отдельной монохроматы,  $f(\tau_m, \Delta, \mathbf{r}) = \Delta + \varepsilon(\tau_m, \Delta, \mathbf{r})$  – полные частотные сдвиги уровней оптических центров [2, 5],  $V$  – объем возбуждаемой части образца.

В случае если градиенты внешних электрических полей не коллинеарны, то  $f(\tau_m, \Delta, \mathbf{r})$  и  $f(\tau_\zeta, \Delta, \mathbf{r})$  зависят от взаимной ориентации этих градиентов. Свяжем систему координат  $(x, y, z)$  с первым градиентом, а  $(x', y', z')$  – со вторым:

$$(\nabla E)_{\Delta\tau_i} = b_{x_1} \mathbf{i} + b_{y_1} \mathbf{j} + b_{z_1} \mathbf{k},$$

$$(\nabla E)_{\Delta\tau_k} = b_{x'_2} \mathbf{i}' + b_{y'_2} \mathbf{j}' + b_{z'_2} \mathbf{k}',$$

где  $b$  – проекции вектора градиента на соответствующие оси координат,  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  – орты систем координат. Тогда в системе  $(x, y, z)$  второй градиент будет иметь компоненты

$$\begin{pmatrix} b_{x_2} \\ b_{y_2} \\ b_{z_2} \end{pmatrix} = A(\alpha, \beta, \gamma) \begin{pmatrix} b_{x'_2} \\ b_{y'_2} \\ b_{z'_2} \end{pmatrix},$$

где  $A(\alpha, \beta, \gamma)$  – матрица вращений,  $\alpha, \beta, \gamma$  – углы Эйлера взаимной ориентации градиентов. Для простоты выберем направления градиентов вдоль осей  $z$  и  $z'$  соответственно.

Тогда

$$\varepsilon_{\Delta\tau}(z) = C_{\text{ш}} b_{z_m} z_m, \quad (z_m = 1, 2),$$

где  $C_{\text{ш}}$  – штарковский коэффициент.

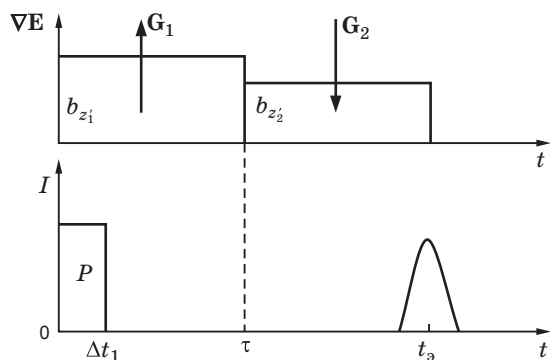
В общем случае  $b_{z'_1} \neq b_{z'_2}$ , тогда

$$E \approx \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \exp(i\Delta t) \exp\left(iC_{\text{ш}} b_{z'_1} \tau z - iC_{\text{ш}} b_{z'_2} (t - \tau) z\right) g(\Delta) g_1(\mathbf{r}) d\Delta d\mathbf{r} = \\ = \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \exp(i\Delta t) \exp\left[-iC_{\text{ш}} b_{z'_2} \left(t - \tau - \tau \frac{b_{z'_1}}{b_{z'_2}}\right) z\right] g(\Delta) g_1(\mathbf{r}) d\Delta d\mathbf{r}. \quad (2)$$

Экстремум этого выражения будет наблюдаться при  $t \approx \tau(1 + b_{z'_1}/b_{z'_2})$ . Это означает, что путем изменения соотношения между линейными градиентами электрических полей можно управлять временем появления отклика градиентного (штарковского) эха.

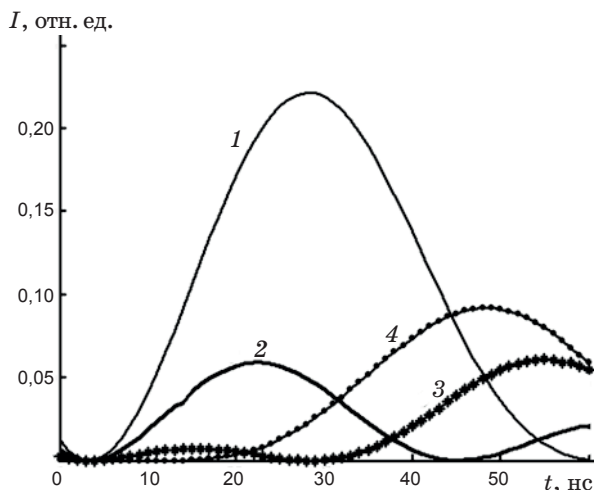
## Формирование откликов штарковского эха

Рассмотрим схему возбуждения штарковского эха (рис. 1) при различных величинах неколлинеарных градиентов внешних электрических



**Рис. 1.** Схема возбуждения градиентного (штарковского) эха.  $P$  – возбуждающий лазерный импульс,  $G_1 = \nabla E_1$ ,  $G_2 = \nabla E_2$  – градиенты внешних неоднородных электрических полей.

полей. Время воздействия первого градиента будем считать равным 50 нс, а время второго – до момента появления штарковского эха. Для уменьшения затухания из-за обратимой релаксации  $T_2^*$  будем полагать область возбуждения неоднородно уширенной линии равной 0,01 от ее полуширины. Значения приложенных градиентов электрических полей будем варьировать от 300 до 1000 В см<sup>-2</sup>, штарковскую постоянную примем равной 35 кГц/В см<sup>-1</sup>, соответствующую условиям эксперимента [4] кристалла  $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  на переходе  ${}^7F_0 \leftrightarrow {}^5D_0$ .



**Рис. 2.** Время появления штарковского эха при изменении соотношения между градиентами внешних неоднородных электрических полей.  $\tau = 50$  нс – время воздействия градиентов,  $C_{\text{шт}} = 35$  кГц/В см<sup>-1</sup> – штарковский коэффициент,  $\theta = 45^\circ$  – площадь лазерного импульса. 1 –  $\nabla E_1/\nabla E_2 = 1$ , 2 –  $\nabla E_1/\nabla E_2 = 2$ , 3 –  $\nabla E_1/\nabla E_2 = 2,33$ , 4 –  $\nabla E_1/\nabla E_2 = 2,66$ .

В случае когда градиенты одинаковы, время появления штарковского эха  $t = 2\tau$ . Если градиенты разные, то время появления отклика составит  $t = 2\tau + d$ , где  $d$  – сдвиг времени появления штарковского эха, который можно найти после преобразования (2):

$$E \approx \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \exp(i\alpha\Delta t) \times \exp\left[-iC_{\text{шт}} b_{z_2'} \left(d + \tau - \tau \frac{b_{z_1'}}{b_{z_2'}}\right) z\right] g(\alpha\Delta) g_1(\mathbf{r}) d\Delta d\mathbf{r}, \quad (3)$$

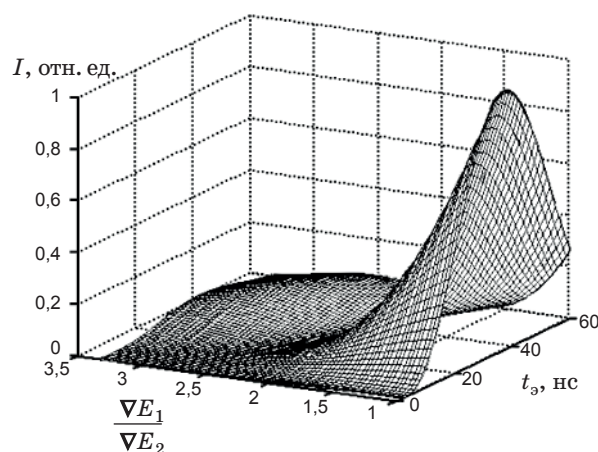
где  $\alpha$  – область возбуждения неоднородно уширенной линии.

Результат численного расчета зависимости времени появления отклика штарковского эха от соотношения значений градиентов внешних неоднородных электрических полей приведен на рис. 2.

Из рисунка видно, что время появления возникающих откликов существенно зависит от соотношения градиентов внешних неоднородных полей, что позволяет управлять временем их появления.

Интенсивность отклика штарковского эха найдем из выражения (3) как  $I = EE^*$ .

Интенсивность откликов штарковского эха также является функцией отношения величин



**Рис. 3.** Интенсивность штарковского эха в зависимости от соотношения между градиентами внешних неоднородных электрических полей.  $\tau = 50$  нс – время воздействия градиентов,  $C_{\text{шт}} = 35$  кГц/В см<sup>-1</sup> – штарковский коэффициент,  $\theta = 45^\circ$  – площадь лазерного импульса.

градиентов внешних электрических полей, представленной на рис. 3.

Из рисунка следует, что наибольшей интенсивностью обладают сигналы штарковского эха при соотношении градиентов, равном единице. Если это соотношение больше единицы, то интенсивность отклика меняется в зависимости от времени его появления, что связано с временем обратимой релаксации системы.

## Выводы

Время появления отклика и интенсивность штарковского эха зависят от соотношения приложенных градиентов внешних неоднородных электрических полей.

Варьирование отношения градиентов внешних электрических полей позволяет управлять временем появления сигналов штарковского эха.

\* \* \* \* \*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Nefed'ev L.A., Samartsev V.V., Zuikov V.A., Kalachev A.A.* Information locking in optical memory devices based on the long-lived photon echo // *Optical Memory and Neural Net-works*. 1997. V. 6. № 2. P. 129–132.
2. *Нефедьев Л.А., Гарнаева (Хакимзянова) Г.И.* Эффект “запирания” сигналов фотонного эха при многоканальной записи информации // *Опт. и спектр*. 2008. Т. 105. № 6. С. 1007–1012.
3. *Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И., Усманов Р.Г.* Многоканальная запись информации на основе эффекта “запирания” сигналов фотонного эха // *Оптический журнал*. 2010. Т. 77. № 2. С. 27–29.
4. *Alexander A.L., Longdell J.J., Sellars M.J. and Manson N.B.* Photon echoes produced by switching electric fields // *arXiv: quant-ph/0506232*. 25 Nov 2005. V. 5. P. 1–5.
5. *Хакимзянова (Гарнаева) Г.И., Нефедьев Л.А.* Пространственные закономерности в эффекте “запирания” сигналов фотонного эха и ассоциативная оптическая память // *Опт. и спектр*. 2006. Т. 101. № 4. С. 637–641.