

ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

УДК 535.2 + 535.317.1

ФОРМИРОВАНИЕ ШТАРКОВСКОГО ЭХА ПРИ РАЗЛИЧНОЙ ВЗАИМНОЙ ОРИЕНТАЦИИ ВНЕШНИХ НЕРЕЗОНАНСНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЕЙ С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

© 2012 г. Г. И. Гарнаева, канд. физ.-мат. наук; Л. А. Нефедьев, доктор физ.-мат. наук; Е. Н. Ахмедшина, аспирантка

Казанский (Приволжский) Федеральный университет (кафедра образовательных технологий в физике), г. Казань

E-mail: nefediev@yandex.ru, guzka-1@yandex.ru, vesnuschka-88@yandex.ru

Показана возможность управления временем появления отклика штарковского эха путем варьирования взаимной ориентации неоднородных электромагнитных полей. Найдено, что в случае воздействия на систему нерезонансных лазерных импульсов, имеющих пространственную неоднородность, наблюдается сдвиг времени появления штарковского эха в наносекундном временном диапазоне.

Ключевые слова: фотонное эхо, “запирание” информации, штарковское эхо, неоднородные электромагнитные поля.

Коды OCIS: 210.0210, 190.0190, 200.4560.

Поступила в редакцию 20.01.2012.

Введение

В работах [1, 2] был рассмотрен эффект “запирания” сигналов фотонного эха при различной ориентации градиентов внешних неоднородных электрических полей. Из развитой теории следует, что при взаимной ориентации градиентов под углом 180° возможно возникновение отклика типа эха при одноимпульсном лазерном воздействии. Такой тип эха экспериментально был обнаружен в [3] на переходе ${}^7F_0 - {}^5D_0$ в кристалле $\text{Eu:Y}_2\text{SiO}_5$. В этой работе принципиальным является то, что возбуждение неоднородно уширенной линии происходило в достаточно узком интервале частот по сравнению с ее шириной 2σ , которая в условиях эксперимента была порядка 3 ГГц, а область возбуждения $2k\sigma$ – порядка 50 МГц (где $k \ll 1$). Это необходимо для создания искусственного неоднородного уширения неоднородным электрическим полем. В этом случае за счет обратной релаксации уменьшается затухание и становится возможным наблюдение штарковского (градиентного) эха.

В работе [4] была показана возможность управления временем появления штарковского эха путем варьирования величин прило-

женных градиентов внешних пространственно неоднородных электрических полей или их взаимной ориентации. Аналогичного эффекта можно добиться с помощью нерезонансных взаимодействий системы с лазерными полями. Нерезонансные явления связаны с виртуальными переходами атомного электрона. Различие между виртуальными и реальными переходами определяется временем жизни τ атома в промежуточном состоянии. В случае реальных переходов время жизни определяется вероятностью перехода атомного электрона из данного состояния. В случае виртуальных переходов понятие времени жизни возникает из соотношения неопределенности $\Delta E \tau \sim \hbar$, а роль неопределенности в энергии играет расстройка от резонанса $\Delta E = \hbar(\omega_{ns} - \omega)$, где ω – несущая частота лазерного излучения, а ω_{ns} – частота перехода между связанными состояниями n и s .

После включения взаимодействия с нерезонансным лазерным излучением волновая функция n -го состояния атома определяется как

$$\Psi = a_n \Psi_n^0 + \sum_{s \neq n} a_s \Psi_s^0,$$

где коэффициенты a_s малы, а $|a_n| \rightarrow 1$. Таким образом, сдвиг энергии n -го состояния $\delta E \ll \hbar\omega_{ns}$.

Чтобы не учитывать изменение волновой функции атома после воздействия нерезонансного лазерного возмущения, необходимо, чтобы время жизни промежуточных виртуальных состояний τ было гораздо меньше рассматриваемых временных интервалов при формировании штарковского эха. В случае если нерезонансные лазерные поля имеют пространственную неоднородность, сдвиги энергии δE становятся функциями координат $\delta E(\mathbf{r})$, что приводит к возникновению дополнительного неоднородного уширения резонансного перехода в образце.

В данной работе исследовано формирование отклика штарковского эха при различных взаимных ориентациях внешних нерезонансных лазерных полей, имеющих пространственную неоднородность.

Основные уравнения

Рассмотрим схему возбуждения штарковского эха последовательностью одного резонансного лазерного импульса и двух нерезонансных лазерных импульсов с одинаковой пространственной неоднородностью (рис. 1). Время воздействия первого нерезонансного лазерного импульса будем считать равным τ , а время второго – до момента появления штарковского эха. Для уменьшения затухания из-за обратимой релаксации T_2^* будем полагать область возбуждения неоднородно уширенной

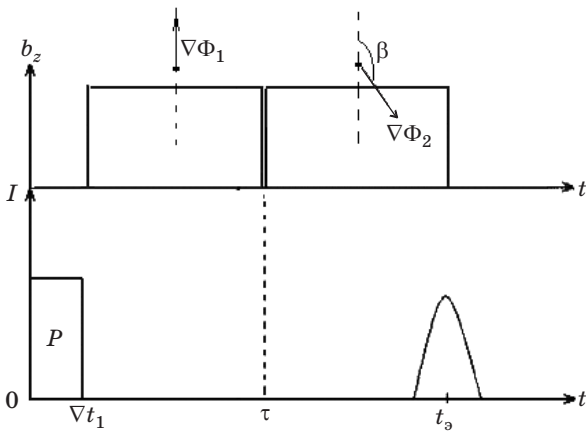


Рис. 1. Схема возбуждения градиентного (штарковского) эха. P – возбуждающий лазерный импульс, $\nabla\Phi_1$, $\nabla\Phi_2$ – градиенты внешних неоднородных нерезонансных лазерных полей, t_3 – время появления отклика штарковского эха, Δt_1 – длительность резонансного лазерного импульса.

линии резонансными лазерными импульсами равной $2k\sigma$, где $k \ll 1$. Уравнение для одночастичной матрицы плотности во вращающейся системе координат запишем в виде

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

Здесь

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

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

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

где A – матрица перехода во вращающуюся систему координат, U – оператор взаимодействия резонансной системы с возбуждающим лазерным импульсом, H_{0m} – гамильтониан атома во внешнем пространственно неоднородном нерезонансном лазерном излучении на временном интервале τ_m , \mathbf{r} – радиус-вектор местоположения атома. В случае двухуровневой системы $A = P_{22}\omega_{12}$ и

$$e^{\pm iAt} = P_{11} + P_{22} e^{\pm i\omega_{12}t},$$

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

$$\Delta = \omega_{12} - \omega,$$

$$\tilde{U} = P_{12}U_{12}e^{-i\omega_{12}t} + P_{21}U_{21}e^{i\omega_{12}t},$$

$$U_{12} = \frac{1}{2}d_{12}E_0e^{i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}},$$

$$U_{21} = \frac{1}{2}d_{21}E_0e^{-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r}},$$

где P_{ij} – проективные матрицы (их ij -й элемент равен единице, а остальные элементы равны нулю), ω_{12} – частота резонансного перехода, d_{ij} – дипольный момент резонансного перехода, E_0 – напряженность электрического поля резонансного лазерного импульса, \mathbf{k} – его волновой вектор, $\varepsilon(\tau_m, \mathbf{r})$ – дополнительный частотный сдвиг резонансного перехода атома на временном интервале τ_m за счет внешнего нерезонансного пространственно неоднородного лазерного излучения.

Если пространственная неоднородность в распределении интенсивности падающего на образец нерезонансного лазерного излучения описывается некоторой функцией $\Phi_m(\mathbf{r})$, то сдвиг энергии n -го состояния атома можно записать в виде [5]

$$\delta E_n(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\hbar} \sum_s \frac{\omega_{ns} |d_{ns}|^2}{\omega_{ns}^2 - \omega^2} E_{0m}^2 \Phi_m(\mathbf{r}) \quad (2)$$

и, соответственно,

$$\varepsilon(\tau_m, \mathbf{r}) = \hbar^{-1}(\delta E_2(\mathbf{r}) - \delta E_1(\mathbf{r})) = C_D E_{0m}^2 \Phi_m(\mathbf{r}).$$

Здесь C_D – постоянная динамического эффекта Штарка, E_{0m} – амплитуда напряженности электрического поля m -го нерезонансного лазерного импульса. При $\omega \ll \omega_{ns}$ выражение (2) переходит в обычную формулу квадратичного эффекта Штарка

$$\begin{aligned} \delta E_n(\mathbf{r}) &= \\ &= \frac{1}{2\hbar} \sum_s \frac{|d_{ns}|^2}{\omega_{ns}} E_{0m}^2 \Phi_m(\mathbf{r}) = \hbar C_{sh} E_{0m}^2 \Phi_m(\mathbf{r}), \end{aligned}$$

где C_{sh} – постоянная квадратичного эффекта Штарка. При $\omega \gg \omega_{ns}$ сдвиг энергии n -го состояния атома будет отличаться примерно в $(\omega_{ns}/\omega)^2$ раз. В большинстве случаев постоянные квадратичного эффекта Штарка для разных атомных переходов лежат в пределах

$10 \text{ Гц}/(\text{В}/\text{см})^2 < C_{sh} < 1 \text{ кГц}/(\text{В}/\text{см})^2$ [6], что сопоставимо со значениями постоянных динамического эффекта Штарка C_D . Это позволяет получить достаточно большие частотные сдвиги $\varepsilon(\tau_m, \mathbf{r})$ по сравнению с шириной области возбуждения $2k\sigma$ неоднородно уширенной линии резонансного перехода путем выбора соответствующей мощности нерезонансных лазерных импульсов. В случае, если частота нерезонансного лазерного излучения ω близка к одной из частот ω_{ns} (переходы до возмущающих уровней), значения постоянных C_D могут значительно превышать значения соответствующих констант C_{sh} .

Угловая зависимость времени появления отклика штарковского эха

Решение уравнения (1) для двухуровневой системы было получено в работе [1]. Фазовая часть напряженности электрического поля отклика штарковского эха в этом случае имеет вид

$$E_{sh} \approx \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \exp\{i[\pm\tau_m f(\tau_m, \Delta, \mathbf{r}) - \tau_\zeta f(\tau_\zeta, \Delta, \mathbf{r})]\} g(\Delta) dV d\Delta, \quad (3)$$

где $f(\tau_m, \Delta, \mathbf{r}) = \Delta + \varepsilon(\tau_m, \Delta, \mathbf{r})$ – полные частотные сдвиги уровней резонансных атомов, V – объем возбуждаемой части образца, $g(\Delta)$ – гауссова функция распределения частот, соответствующая ширине лазерного возбуждения неоднородно уширенной линии резонансного перехода $2k\sigma$.

Если градиенты внешних нерезонансных пространственно неоднородных лазерных полей не коллинеарны, то $f(\tau_m, \Delta, \mathbf{r})$ и $f(\tau_\zeta, \Delta, \mathbf{r})$ зависят от взаимной ориентации этих градиентов. В этом случае распределение амплитуды напряженности электрического поля нерезонансного лазерного излучения на временном интервале τ_m определится величиной градиента $\nabla\Phi_m$.

При воздействии на временных интервалах τ_m и τ_ζ двух нерезонансных лазерных импульсов с линейными градиентами $\nabla\Phi_m$ и $\nabla\Phi_\zeta$, для сравнения частотных сдвигов резонансного перехода, соответствующего неоднородно уширенной линии, свяжем систему координат (x_m, y_m, z_m) с первым градиентом, а систему координат $(x_\zeta, y_\zeta, z_\zeta)$ – со вторым градиентом. В результате получим

$$\nabla\Phi_m = b_{x_m}^{(m)} \mathbf{i}_m + b_{y_m}^{(m)} \mathbf{j}_m + b_{z_m}^{(m)} \mathbf{k}_m,$$

$$\nabla\Phi_\zeta = b_{x_\zeta}^{(\zeta)} \mathbf{i}_\zeta + b_{y_\zeta}^{(\zeta)} \mathbf{j}_\zeta + b_{z_\zeta}^{(\zeta)} \mathbf{k}_\zeta,$$

где b – проекции вектора градиента на соответствующие оси координат, $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$ – орты систем координат. Тогда в лабораторной системе координат будем иметь

$$\begin{pmatrix} b_x^{(m)} \\ b_y^{(m)} \\ b_z^{(m)} \end{pmatrix} = A(\alpha_m, \beta_m, \gamma_m) \begin{pmatrix} b_{x_m}^{(m)} \\ b_{y_m}^{(m)} \\ b_{z_m}^{(m)} \end{pmatrix};$$

$$\begin{pmatrix} b_x^{(\zeta)} \\ b_y^{(\zeta)} \\ b_z^{(\zeta)} \end{pmatrix} = A(\alpha_\zeta, \beta_\zeta, \gamma_\zeta) \begin{pmatrix} b_{x_\zeta}^{(\zeta)} \\ b_{y_\zeta}^{(\zeta)} \\ b_{z_\zeta}^{(\zeta)} \end{pmatrix}.$$

Выбирая для простоты направления градиентов вдоль осей z_m и z_ζ , получим

$$\begin{aligned} \varepsilon(\tau_m, \mathbf{r}) &\approx E_{0m}^2 C_D (b_x^{(m)} x + b_y^{(m)} y + b_z^{(m)} z), \\ \varepsilon(\tau_\zeta, \mathbf{r}) &\approx E_{0\zeta}^2 C_D (b_x^{(\zeta)} x + b_y^{(\zeta)} y + b_z^{(\zeta)} z), \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$b_x^{(m)} = b_{z_m}^{(m)} \cos \alpha_m \sin \beta_m,$$

$$b_y^{(m)} = b_{z_m}^{(m)} \sin \alpha_m \sin \beta_m,$$

$$b_z^{(m)} = b_{z_m}^{(m)} \cos \beta_m,$$

$$b_x^{(\zeta)} = b_{z_\zeta}^{(\zeta)} \cos \alpha_\zeta \sin \beta_\zeta,$$

$$b_y^{(\zeta)} = b_{z_\zeta}^{(\zeta)} \sin \alpha_\zeta \sin \beta_\zeta,$$

$$b_z^{(\zeta)} = b_{z_\zeta}^{(\zeta)} \cos \beta_\zeta.$$

Переходя в (4) в систему координат, связанную с m -м импульсом, из (3) и (4) получим

$$E \approx \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \exp(i\Delta t) \exp\left\{iC_D \left(E_{0m}^2 b_z^{(m)} \tau z + E_{0\zeta}^2 b_z^{(m)} (x \sin \beta + z \cos \beta)(t - \tau)\right)\right\} g(\Delta) d\Delta dx dy dz, \quad (5)$$

где E_{0m} и $E_{0\zeta}$ – напряженности электрических полей нерезонансных лазерных импульсов, β – угол между направлениями градиентов $\nabla\Phi_m$ и $\nabla\Phi_\zeta$.

Формирование отклика штарковского эха существенно зависит от геометрии эксперимента, т. е.

– возбуждаемая первым резонансным лазерным импульсом область образца имеет размеры $L_z \gg L_x, L_y$ (L_x, L_y, L_z – размеры возбуждаемой области вдоль соответствующих осей системы координат), $-L_z \approx L_x, L_y$.

Численный расчет выражения (5) при воздействии двух нерезонансных лазерных импульсов с пространственной неоднородностью для геометрии эксперимента $L_z \gg L_x, L_y$ приведен на рис. 2а.

Из рис. 2а следует, что при отклонении угла β от значения 180° меняется время появления отклика штарковского эха, причем при $\beta < 100^\circ$ и $\beta > 260^\circ$ время появления отклика быстро увеличивается.

На рис. 2б приведен результат расчета для геометрии эксперимента $L_z \approx L_x, L_y$. В этом случае время отклика уменьшается при отклонении угла β от значения 180° .

Таким образом, в случае использования нерезонансных лазерных импульсов с искусственно созданной неоднородностью можно добиться эффективного управления временем появления штарковского эха в наносекундном временном диапазоне.

* * * * *

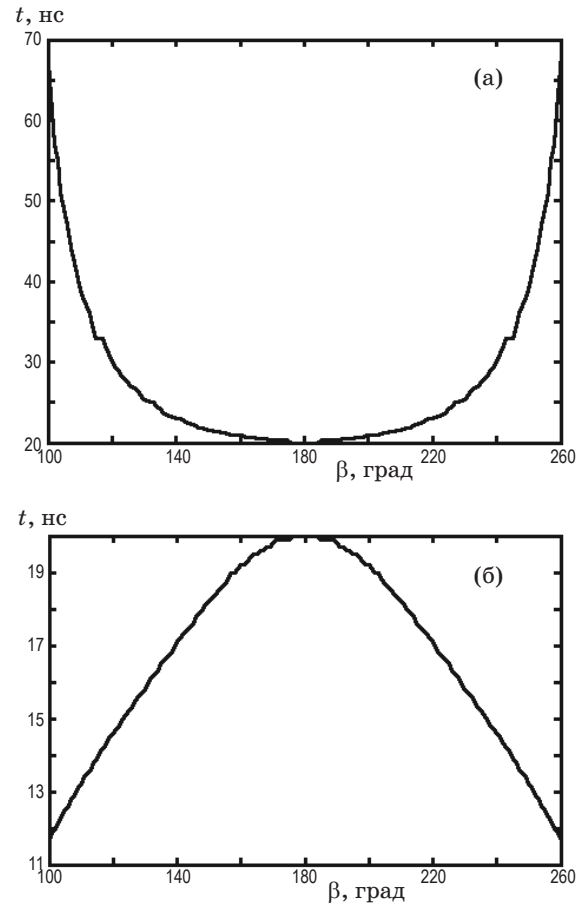


Рис. 2. Зависимость времени появления отклика штарковского эха от угла β между направлениями градиентов внешних неоднородных нерезонансных лазерных полей. $L_z = 1$ см, $\tau = 10$ нс, $C_D = 0,3$ кГц/(В см $^{-1}$) 2 , $E_{0m} = E_{0\zeta} = 5 \times 10^3$ В/см, $\sigma = 1$ нс $^{-1}$, $2\sigma = 3$ ГГц, $2k\sigma = 30$ МГц. а – $L_z \gg L_x, L_y$, б – $L_z \sim L_x, L_y$.

Выводы

1. При различных углах между градиентами внешних неоднородных электрических полей наблюдается сдвиг времени появления штарковского эха в наносекундном диапазоне.

2. Изменение взаимной ориентации градиентов внешних электрических полей позволяет управлять временем появления отклика штарковского эха в наносекундном диапазоне.

3. Наиболее эффективное управление временем появления отклика штарковского эха может быть осуществлено при использовании пространственно неоднородных нерезонансных лазерных импульсов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *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.
 2. *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.
 3. *Alexander A.L., Longdell J.J., Sellars M.J., Manson N.B.* Photon echoes produced by switching electric fields // arXiv: quant-ph/0506232. 25 Nov. 2005. V. 5. P. 1–5.
 4. *Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И., Хакимзянова Э.И.* Особенности формирования штарковского эха при различных величинах градиентов внешних неоднородных электрических полей // *Оптический журнал.* 2011. Т. 78. № 6. С. 10–13.
 5. *Собельман И.И.* Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука, 1967. 319 с.
 6. *Бонч-Бруевич А.М., Ходовой В.А.* Современные методы исследования эффекта Штарка в атомах // *УФН.* 1967. Т. 93. В. 1. С. 71–110.
-