

Двухчастотная запись информации в трехуровневой системе с использованием стимулированного фотонного эха

Г.И.Гарнаева, Л.А.Нефедьев, Е.Н.Ахмедшина, Р.Н.Гарнаев

Исследован процесс записи и воспроизведения информации в трехуровневой системе с использованием стимулированного фотонного эха в зависимости от объема заложенной информации в первый и во второй двухчастотные объектные лазерные импульсы. Показано, что при двухчастотной записи информации наблюдается увеличение мощности отклика стимулированного фотонного эха на одном частотном переходе и ее уменьшение – на другом.

Ключевые слова: стимулированное фотонное эхо, трехуровневая система, двухчастотная запись информации, кодирование информации, объем информации.

1. Введение

Фотонное эхо может служить способом запоминания, преобразования и воспроизведения пространственно-временной структуры возбуждающих импульсов, называемым эхо-голографией. Существенное влияние на формирование эхо-голограмм оказывают случайные и релаксационные процессы, вырождение резонансных уровней, а также внешние пространственно-неоднородные электрические поля. Это дает возможность преобразования пространственно-временной структуры откликов эхо-голограммы, что может использоваться в системах оперативной обработки информации [1–3].

Если резонансная среда состоит из многоуровневых оптических центров, которые взаимодействуют с последовательностью лазерных импульсов, имеющих разные частоты, то такие центры могут вести себя как многоуровневые квантовые ворота (гейты), выполняющие логические операции. Наряду с логическими операциями возможно изменение шкалы реального времени и последовательности событий, информация о которых была заложена в пространственно-временную структуру объектного импульса [4, 5]. Таким образом, в процессе записи эхо-голограммы добавляется еще одно измерение – частотное (цветная эхо-голография [6]).

Запись цветной эхо-голограммы может быть осуществлена на уровнях Pr^{3+} в матрице LaF_3 , где долгоживущее фотонное эхо было обнаружено на переходах $^3\text{H}_4 - ^3\text{P}_0$ ($\lambda = 4777 \text{ \AA}$) и $^3\text{H}_4 - ^1\text{D}_2$ ($\lambda = 5925 \text{ \AA}$) [7, 8]. Таким образом, может быть реализован многочастотный характер возбуждения, т. е. многоканальность (за счет разных частот) записи и хранения информации.

Необходимо отметить, что при двухчастотном возбуждении трехуровневой системы возможны два режима

формирования откликов стимулированного фотонного эха (СФЭ). Первый режим реализуется при наличии корреляции неоднородного уширения на разных переходах в трехуровневой системе, – второй в отсутствие такой корреляции. В первом случае каналы записи информации являются связанными, во втором – независимыми [9].

Если информация закладывается в двухчастотный объектный импульс путем ее кодировки во временной форме импульса, то объем записываемой информации зависит от спектра объектного импульса и от ширин неоднородно уширенных линий резонансных переходов. Поэтому должна существовать зависимость мощности отклика СФЭ от объема записываемой информации.

В настоящей работе исследуется формирование СФЭ в зависимости от объема информации, закодированной во временной форме двухчастотного объектного лазерного импульса.

2. Основные уравнения

Рассмотрим схему возбуждения СФЭ в трехуровневой системе, приведенную на рис.1, где объектным является первый импульс.

В первом режиме возбуждения на каждом частотном переходе воспроизводится информация, заложенная в двухчастотные объектные импульсы А и В. Во втором случае на переходе 1–2 будет воспроизводиться только информация, заложенная в импульс А, а на переходе 1–3 – информация, заложенная в импульс В.

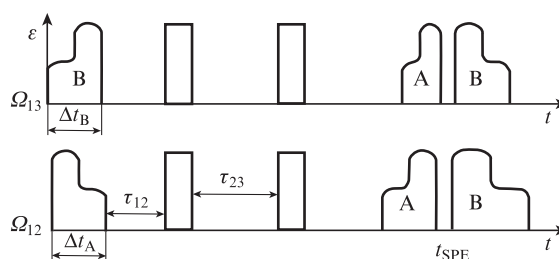


Рис.1. Схема возбуждения СФЭ при двухчастотной записи информации в трехуровневой системе ($\epsilon(t)$ – огибающая напряженности электрического поля лазерных импульсов).

Г.И.Гарнаева, Л.А.Нефедьев, Е.Н.Ахмедшина, Р.Н.Гарнаев.
 Казанский (Приволжский) Федеральный университет, Россия,
 420008 Казань, ул. Кремлевская, 16; e-mail: nefediev@yandex.ru,
 guzka-1@yandex.ru, ekanika8@gmail.com, mora6020@yandex.ru

Поступила в редакцию 23 января 2014 г., после доработки – 12 ноября 2014 г.

Мы рассмотрим первый режим возбуждения при наличии корреляции неоднородного уширения на переходах 1–2 и 1–3. Найдем оператор эволюции трехуровневой системы при ее возбуждении резонансными лазерными импульсами длительностью Δt_η , воздействующими одновременно и имеющими разные несущие частоты.

Пренебрегая процессами релаксации во время действия лазерных импульсов, для волновой функции запишем уравнение Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = (H_0 + V^{(\eta)}(\mathbf{r}, t))\psi,$$

где H_0 – начальный гамильтониан системы; $V^{(\eta)}(\mathbf{r}, t)$ – оператор взаимодействия η -го лазерного импульса с квантовой системой. Переходя во вращающуюся систему координат с помощью преобразования

$$\tilde{\psi} = \exp(iAt)\psi,$$

где A – оператор перехода, получим

$$\frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} B_\eta(t) \tilde{\psi},$$

где $B_\eta(t) = \tilde{H}_0 - \hbar A + \tilde{V}(t)$; $\tilde{H}_0(t) = \exp(iAt)H_0 \exp(-iAt)$; $\tilde{V}^{(\eta)} = \exp(iAt)V_\eta \exp(-iAt)$.

Представим $\tilde{\psi}$ в виде $\tilde{\psi}(t) = U(t)\tilde{\psi}(0)$, где оператор эволюции $U(t)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{i}{\hbar} B_\eta(t)U = -\frac{i}{\hbar} (B'_\eta + B''_\eta)U. \quad (1)$$

Здесь $B'_\eta = \tilde{H}_0 - \hbar A$; $B''_\eta = \tilde{V}_\eta(t)$; $\tilde{H}_0 = \exp(iAt)H_0 \exp(-iAt)$; $\tilde{V}_\eta = \exp(iAt)V_\eta \exp(-iAt)$; $U(0) = I$ – начальное условие; I – единичная матрица. Решение уравнения (1) представим в виде

$$U = U_1(B''_\eta)U_2(B'_\eta). \quad (2)$$

Подставив (2) в (1), получим

$$\frac{dU_1}{dt} = -\frac{i}{\hbar} B'_\eta U_1, \quad (3)$$

$$\frac{dU_2}{dt} = -\frac{i}{\hbar} U_1^{-1} B''_\eta U_1 U_2 = QU_2, \quad (4)$$

где

$$Q = -\frac{i}{\hbar} U_1^{-1} B''_\eta U_1;$$

$$B''_\eta = P_{12}\mu_\eta + P_{13}\varphi_\eta + P_{21}\mu_\eta^* + P_{31}\varphi_\eta^*;$$

$$B'_\eta = P_{22}\Delta_{12} + p_{33}\Delta_{13};$$

$$\mu_\eta = -d_{12} \frac{1}{2} \varepsilon_{12}^{(\eta)}(t) \exp(-i\mathbf{k}_{12}^{(\eta)} \mathbf{r}) = A_{12}^{(\eta)} S_{12}^{(\eta)};$$

$$S_{12}^{(\eta)}(t) = \varepsilon_{12}^{(\eta)}(t) \exp(-i\mathbf{k}_{12}^{(\eta)} \mathbf{r});$$

$$S_{13}^{(\eta)}(t) = \varepsilon_{13}^{(\eta)}(t) \exp(-i\mathbf{k}_{13}^{(\eta)} \mathbf{r});$$

$$\varphi_\eta = -d_{13} \frac{1}{2} \varepsilon_{13}^{(\eta)}(t) \exp(-i\mathbf{k}_{13}^{(\eta)} \mathbf{r}) = A_{13}^{(\eta)} S_{13}^{(\eta)};$$

$$\Delta_{13} = \Omega_{13} - \omega_{13};$$

$$A_{li}^{(\eta)} = d_{li} \frac{1}{2} \quad (i = 2, 3).$$

Решение уравнения (3) в момент времени t_η после воздействия лазерного импульса длительностью Δt_η будет иметь вид

$$U_1 = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} B'_\eta \Delta t_\eta\right),$$

а решение уравнения (4) можно формально записать в виде

$$U_2 = T \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_{t_\eta - \Delta t_\eta/2}^{t_\eta + \Delta t_\eta/2} U_1^{-1} B''_\eta U_1 dt\right), \quad (5)$$

где T – хронологический оператор Дайсона. Используя процедуру хронологического упорядочения, получаем [10]

$$U_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \int_{t_\eta - \Delta t_\eta/2}^{t_\eta + \Delta t_\eta/2} dt_1 \int_{t_\eta - \Delta t_\eta/2}^{t_\eta + \Delta t_\eta/2} dt_2 \dots \int_{t_\eta - \Delta t_\eta/2}^{t_\eta + \Delta t_\eta/2} dt_n \times TQ(t_1)Q(t_2)\dots Q(t_n) = I + \int_{t_\eta - \Delta t_\eta/2}^{t_\eta + \Delta t_\eta/2} Q(t_1) dt_1 + \frac{1}{2!} \int_{t_\eta - \Delta t_\eta/2}^{t_\eta + \Delta t_\eta/2} Q(t_1) dt_1 \int_{t_\eta - \Delta t_\eta/2}^{t_\eta + \Delta t_\eta/2} Q(t_2) dt_2 + \dots \quad (6)$$

В ряде случаев оказывается возможным просуммировать этот ряд и получить приближенное решение задачи. Зная оператор эволюции, можно определить матрицу плотности после воздействия η -го лазерного импульса:

$$\rho(t_\eta + \Delta t_\eta) = U(\Delta t_\eta)\rho(t_\eta)U^\dagger(\Delta t_\eta). \quad (7)$$

В рассматриваемом случае гамильтониан системы можно представить в следующем виде:

$$\tilde{H}_0 = \hbar \Delta_{12} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \Gamma \end{pmatrix},$$

где $\Gamma = \Omega_{13}/\Omega_{12}$ – параметр неэквидистантности спектра системы; Ω_{ij} – частота перехода i – j ; $\Delta_{12} = \Omega_{12} - \omega_{12}$; ω_{12} – частота лазерного излучения, резонансная переходу 1–2.

Матрицу оператора взаимодействия с η -м лазерным импульсом запишем в виде

$$V^{(\eta)} = P_{12} V_{12}^{(\eta)} \exp(-i\omega_{12}t) + P_{21} V_{21}^{(\eta)} \exp(i\omega_{12}t) + P_{13} V_{13}^{(\eta)} \exp(-i\omega_{13}t) + P_{31} V_{31}^{(\eta)} \exp(i\omega_{13}t), \quad (8)$$

где

$$V_{ij}^{(\eta)} = -\frac{1}{2} d_{ij} \varepsilon_{ij}^{(\eta)}(t) \exp(i\omega_{ij}t - i\mathbf{k}^{(\eta)} \mathbf{r});$$

\mathbf{r} – радиус-вектор оптического центра; d_{ij} – дипольный момент перехода i – k ; $\mathbf{k}_{ij}^{(\eta)}$ – волновой вектор; $\varepsilon_{ij}^{(\eta)}(t)$ – огибающая напряженности электрического поля η -го лазерного импульса.

Напряженность электрического поля отклика

$$E(\mathbf{r}, t') = \frac{1}{\hbar^3 c^2 R_0} \sum_j \int \langle \ddot{\mathbf{a}}_j \rangle \times \mathbf{n} \times \mathbf{n} g(\Delta_{12}) d\Delta_{12}, \quad (9)$$

где \mathbf{n} – единичный вектор в направлении наблюдения; $g(\Delta_{12})$ – функция распределения частот неоднородно уширенной линии резонансного перехода; $t' = t - \mathbf{R}_0 \mathbf{n} / c + \mathbf{r}_j \mathbf{n} / c$; \mathbf{R}_0 – радиус-вектор точки наблюдения; \mathbf{r}_j – радиус-вектор j -го оптического центра;

$$\langle \mathbf{d}_j(t') \rangle = \text{Sp}(\rho \mathbf{d}_j(t')) = \mathbf{d}_{21} \rho_{12}^{(3)} + \mathbf{d}_{31} \rho_{13}^{(3)} + \text{компл. сопр.};$$

матричные элементы матрицы плотности после воздействия трех возбуждающих лазерных импульсов получены из (7) с учетом (5), (6).

Пространственно-временная структура отклика СФЭ на переходе 1–2 определяется выражением

$$E \approx \int_V \int_{-\infty}^{+\infty} g(\Delta_{12}) d\Delta_{12} \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3 \times \left\{ \tilde{S}_{13}^{(1)*}(\Gamma \Delta_{12}) \tilde{S}_{13}^{(2)}(\Gamma \Delta_{12}) \tilde{S}_{12}^{(3)}(\Delta_{12}) \times \exp\{i(\Delta_{12})[(t - \tau_{12} - \tau_{23}) - \Gamma \tau_{12}]\} + \tilde{S}_{12}^{(1)*}(\Delta_{12}) \right. \quad (10)$$

$$\left. \times \tilde{S}_{12}^{(2)}(\Delta_{12}) \tilde{S}_{12}^{(3)}(\Delta_{12}) \exp\{i(\Delta_{12})[(t - \tau_{12} - \tau_{23}) - (\Delta_{12}) \tau_{12}]\} \right\} dV,$$

где θ – площадь η -го импульса; $S^{(n)}(t) = \varepsilon_\eta(t) \exp(-i \mathbf{k}_\eta \mathbf{r})$; \mathbf{k}_η – волновой вектор η -го лазерного импульса;

$$\tilde{S}^{(n)}(\Delta) = \int_{t_\eta - \Delta t_\eta / 2}^{t_\eta + \Delta t_\eta / 2} S^{(n)}(t) \exp(-i \Delta t)$$

– спектр огибающей η -го импульса.

Аналогичное выражение пространственно-временной структуры отклика СФЭ на переходе 1-3 таково:

$$E \approx \int_V \int_{-\infty}^{+\infty} g(\Delta_{12}) d\Delta_{12} \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3 \times \tilde{S}_{13}^{(3)}(\Gamma \Delta_{12}) \left\{ \tilde{S}_{12}^{(1)*}(\Delta_{12}) \tilde{S}_{12}^{(2)}(\Delta_{12}) \times \exp\{i(\Delta_{12})[(t - \tau_{12} - \tau_{23}) \Gamma - \frac{\tau_{12}}{\Gamma}]\} + \tilde{S}_{13}^{(1)*}(\Delta_{12} \Gamma) \right. \quad (11)$$

Интенсивность отклика СФЭ определится выражением

$$I \sim EE^*, \quad (12)$$

а мощность отклика определим как $W = |E^2| / \Delta t$, где Δt – длительность отклика.

3. Исследование мощности откликов стимулированного фотонного эха в трехуровневой системе в зависимости от объема записанной информации

Рассмотрим воспроизводимость информации на переходах 1–2 и 1–3 в трехуровневой системе при двухча-

стотном возбуждении (см. рис.1). Для описания объема записываемой информации, закодированной во временной форме объектного лазерного импульса, используем дифференциальную информационную энтропию фурье-спектра объектного лазерного импульса, т. к. в резонансной среде информацию несут q -биты, которые распределены в области неоднородно-уширенной линии резонансного перехода [11].

Запишем напряженность Фурье компоненты электрического поля η -го объектного лазерного импульса с длительностью Δt_η в виде

$$E(\omega') = \int_{t_\eta}^{t_\eta + \Delta t_\eta} \varepsilon_\eta(t) \exp(-i \omega' t) dt, \quad (13)$$

где ω' – частота фурье-спектра; $\varepsilon_\eta(t)$ – временная форма η -го объектного лазерного импульса.

Амплитуда фурье-компоненты электрического поля объектного импульса

$$A(\omega') = |E(\omega')| = \sqrt{\text{Re}(E(\omega'))^2 + \text{Im}(E(\omega'))^2}, \quad (14)$$

дифференциальная информационная энтропия

$$J'_c = J_c - J_{c0},$$

где

$$J_c = - \int_{-\infty}^{\infty} p(\omega') \log_2 p(\omega') d\omega'; \quad (15)$$

$$p(\omega') = \frac{A(\omega')}{\int_{-\infty}^{\infty} A(\omega') d\omega'}; \quad (16)$$

J_{c0} определяется аналогично выражению (15) при огибающей объектного импульса $\varepsilon_\eta(t)$ прямоугольной формы.

На рис.2–4 представлены результаты численного расчета интенсивности стимулированного фотонного эха при различной кодировке информации во временной форме объектного лазерного импульса в кристалле $\text{LaF}_3: \text{Pr}^{3+}$ на переходах ${}^3\text{H}_4 - {}^3\text{P}_0$ и ${}^3\text{H}_4 - {}^1\text{D}_2$ и при различных вариантах возбуждения. Длительность объектных импульсов задавалась равной 1.5 нс.

На рис.2 представлен численный расчет выражений (13)–(15) при кодировании информации во временной форме двухчастотного объектного лазерного импульса. На рис.2,а приведена временная форма отклика СФЭ на переходе 1–2, а на рис.2,б – на переходе 1–3 в трехуровневой системе при двухчастотной записи информации.

Из рис.2,а следует, что на переходе 1–2 шкала реального времени изменяется в сторону увеличения для импульса В, а на переходе 1–3 – в сторону уменьшения для импульса А (рис.2,б).

На рис.3 представлены зависимости мощности отклика СФЭ при двухчастотной записи информации в трехуровневой системе от объема информации в первом и во втором объектных лазерных импульсах на переходе 1–3.

Аналогичные зависимости для отклика на переходе 1–2 представлены на рис.4.

Из рис.3 и 4 следует, что при двухчастотной записи информации в трехуровневой системе мощность отклика СФЭ зависит от объема записанной информации, причем на разных переходах вид этой зависимости различен. Это связано с различной неоднородной шириной резонанс-

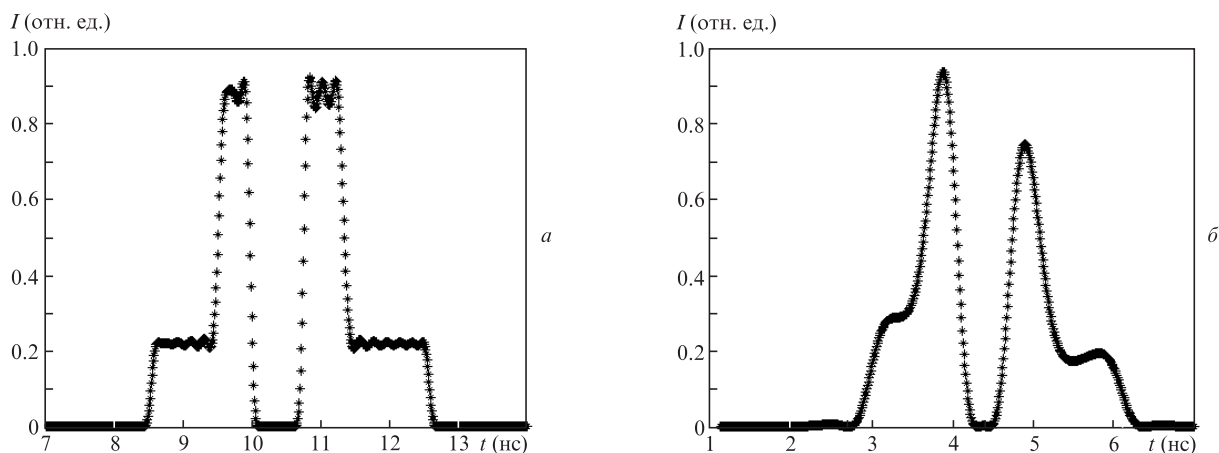


Рис.2. Временная форма отклика СФЭ при $\Gamma = 1.26$ на переходах 1–2 (а) и 1–3 (б) при двухчастотной записи информации в трехуровневой системе (размер образца $L = 0.01$ м, ширина неоднородно уширенной линии $\sigma = 0.5 \text{ см}^{-1}$, $\theta_A, \theta_B \ll \pi$).

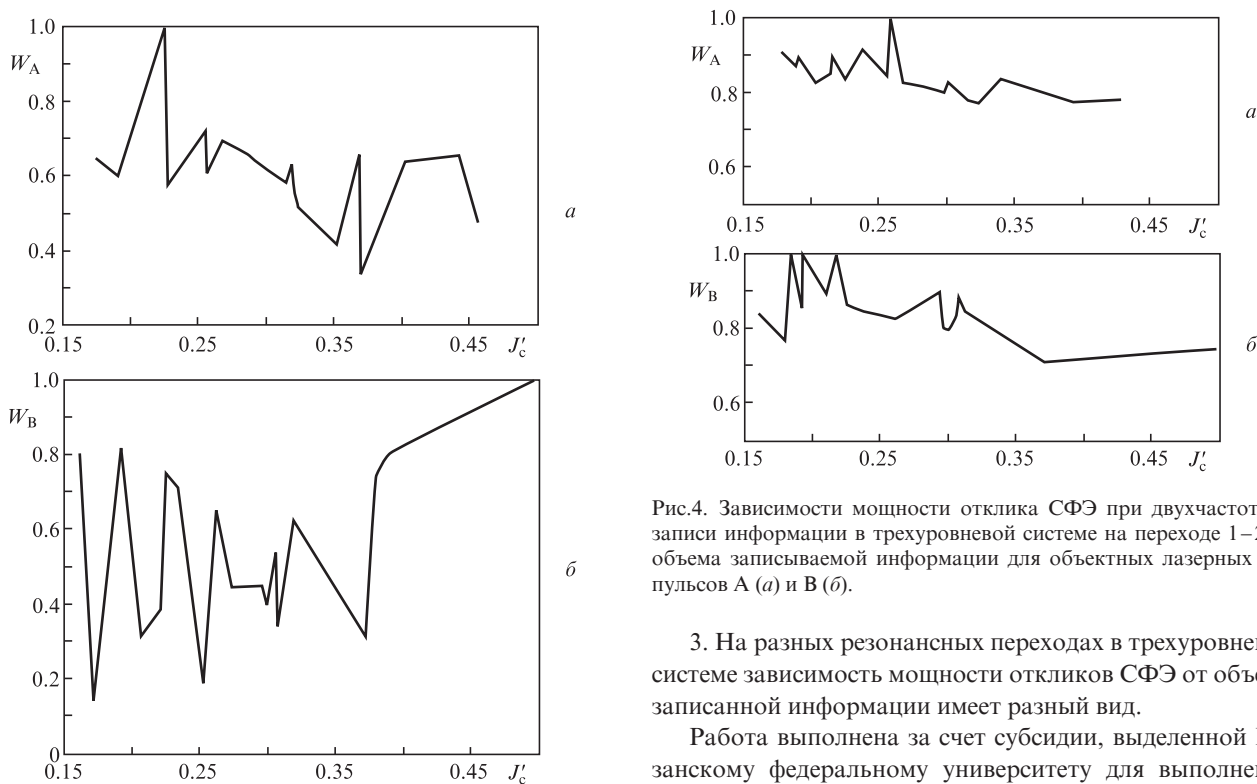


Рис.3. Зависимости мощности отклика СФЭ при двухчастотной записи информации в трехуровневой системе на переходе 1–3 от объема записываемой информации для объектных лазерных импульсов А (а) и В (б).

Рис.4. Зависимости мощности отклика СФЭ при двухчастотной записи информации в трехуровневой системе на переходе 1–2 от объема записываемой информации для объектных лазерных импульсов А (а) и В (б).

ных переходов, разной частотой переходов и различным видом фурье-спектра двухчастотного объектного лазерного импульса.

4. Выводы

1. Показано, что при двухчастотной записи информации в трехуровневой системе наблюдается изменение длительности откликов стимулированного фотонного эха.
2. При двухчастотной записи информации в трехуровневой системе, мощность отклика СФЭ зависит от объема записанной информации,

3. На разных резонансных переходах в трехуровневой системе зависимость мощности откликов СФЭ от объема записанной информации имеет разный вид.

Работа выполнена за счет субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности.

1. Нефедьев Л.А., Самарцев В.В. *ЖПС*, **57** (5–6), 386 (1992).
2. Самарцев В.В., Нефедьев Л.А., Чубаков Д.Л. *Голография: теоретические и прикладные вопросы* (Л.: изд-е ЛФТИ, 1988).
3. Манькин Э.А., Захаров С.М. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **53**, 12 (1989).
4. Nefediev L.A., Sakhbieva A.R., Nizamova E.I. *J. Rus. Laser Res.*, **34**, 4 (2013).
5. Nefediev L.A., Samartsev V.V. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **88**, 631 (1985).
6. Нефедьев Л.А., Самарцев В.В. *Оптика и спектроскопия*, **62**, 3 (1987).
7. Chen Y.C., Chiang K., Hartmann S.R. *Opt. Commun.*, **29**, 2 (1979).
8. Chen Y.C., Chiang K., Hartmann S.R. *Phys. Rev. B*, **21**, 1 (1980).
9. Нефедьев Л.А., Низамова Э.И., Тактаева С.В. *Оптика и спектроскопия*, **113**, 2 (2012).
10. Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И., Хахимзянова Э.И. *Оптика и спектроскопия*, **115**, 6 (2013).
11. Nefediev L.A., Sakhbieva A.R. *Adv. Opt. Technol.*, **2012**, 1 (2012).