

Управление воспроизводимостью изображения в отклике стимулированной эхо-голограммы

Г.И.Гарнаева, Л.А.Нефедьев, А.Р.Сахбиева

Рассмотрены запись и воспроизведение изображения с использованием обращенной стимулированной эхо-голограммы при воздействии на записывающую среду импульсов нерезонансных электромагнитных стоячих волн. Показано, что пространственное распределение интенсивности в отклике стимулированной эхо-голограммы зависит от напряженности электрических полей нерезонансных стоячих волн, что дает возможность управления воспроизводимым изображением.

Ключевые слова: запись информации, воспроизведение информации, обращенный режим, стимулированная эхо-голограмма, стоячая волна, управление воспроизводимым изображением.

1. Введение

Когерентная оптическая запись изображений с использованием стимулированных эхо-голограмм (СЭГ) является перспективным направлением в связи с возможностью их сверхбыстрой обработки, имеющей множество практических применений, когда большое количество изображений должно быть сохранено, проанализировано и одновременно обработано. Особое внимание привлекает способность СЭГ восстанавливать или обрабатывать волновые фронты и временную форму объектных лазерных импульсов, что может быть использовано в системах оперативной обработки информации. Отметим, что в работе [1] были впервые экспериментально рассмотрены методы обработки изображений с использованием СЭГ. В экспериментальных работах [1–3] впервые были продемонстрированы возможности СЭГ по воспроизведению, свертке и корреляции изображений, заложенных в возбуждающие лазерные импульсы. Таким образом, СЭГ позволяет записывать, воспроизводить и преобразовывать изображения путем одновременной записи нескольких изображений, заложенных в возбуждающие лазерные импульсы.

При создании оптических запоминающих устройств (ОЗУ) и эхо-процессоров интерес представляет эхо-голографическая обработка информации, что предполагает эффективный механизм ее стирания и ассоциативной выборки. В работе [4] было показано, что для этих целей наиболее перспективным является эффект «запираания» эхо-голографической информации, т.е. создание таких условий, при которых записанная информация не может проявиться в виде отклика резонансной среды; эти условия можно осуществить путем нарушения частотно-

временной корреляции неоднородного уширения резонансной линии на различных временных интервалах. Частотно-временная корреляция неоднородно уширенной линии резонансного перехода с жестким соответствием друг другу отдельных изохромат линии на различных временных интервалах. Каждая изохромата неоднородно уширенной линии образуется совокупностью оптических центров, находящихся в одинаковых условиях, но распределенных в объеме образца случайным образом. Процесс формирования откликов фотонного эха состоит из двух основных этапов: из расфазирования осциллирующих дипольных моментов оптических центров и последующего их сфазирования, приводящего к возникновению макроскопической поляризации среды, наблюдаемой в виде когерентного отклика. Незначительное нарушение жесткой частотно-временной корреляции неоднородного уширения на разных временных интервалах должно приводить к значительному ослаблению интенсивности отклика. Другими словами, речь идет об обратимом разрушении фазовой памяти резонансной среды с возможностью ее восстановления. Такого эффекта можно достичь путем воздействия на резонансную среду (на разных временных интервалах) различных пространственно неоднородных внешних возмущений, приводящих к случайным сдвигам или к расщеплениям исходных изохромат неоднородно уширенной линии.

В работе [4] был теоретически предсказан и экспериментально подтвержден эффект запирания долгоживущего фотонного эха (ДФЭ) в кристалле $\text{LaF}_3\text{Pr}^{3+}$ (переход $^3\text{H}_4 - ^3\text{P}_0$, $\lambda = 477.7$ нм) при воздействии на временном интервале между первым и вторым лазерными импульсами неоднородного электрического поля. Аналогичный эффект возникает при наличии внешних нерезонансных стоячих электромагнитных волн. В этом случае интенсивность отклика ДФЭ существенно зависит от взаимной ориентации волновых векторов возбуждающих импульсов относительно направления, вдоль которого формируется стоячая электромагнитная волна [5]. Этот эффект может быть использован для фильтрации изображений, записанных с использованием СЭГ, что дает дополнительные возможности их обработки. В работах [6, 7] было

Г.И.Гарнаева, Л.А.Нефедьев, А.Р.Сахбиева. Казанский (Приволжский) федеральный университет, Институт физики, Россия, 420008 Казань, ул. Кремлевская, 16а; e-mail: guzka-l@yandex.ru, nefediev@yandex.ru, alsu-sakhbieva@yandex.ru

Поступила в редакцию 28 марта 2016 г., после доработки – 13 сентября 2016 г.

показано, что воздействие импульсов нерезонансных электромагнитных стоячих волн между возбуждающими лазерными импульсами при формировании СЭГ приводит к преобразованию волнового фронта в ее отклике.

В настоящей работе исследовано влияние нерезонансных электромагнитных стоячих волн на воспроизводимость и фильтрацию изображения в отклике СЭГ, когда в качестве объектного берется первый возбуждающий лазерный импульс.

2. Фазовый синхронизм стимулированной эхо-голограммы

Рассмотрим формирование СЭГ в случае, когда транспарант с изображением формирует пространственное распределение световой волны, соответствующей первому объектному импульсу, а пространственное распределение световых волн, соответствующих второму и третьему импульсам, формируется прозрачными транспарантами без изображений.

Запишем напряженность электрического поля η -го возбуждающего лазерного импульса в виде

$$E_{\eta}(\mathbf{r}, t) = U_{\eta}(\mathbf{r})e^{i\omega t} + \text{к.с.} \quad (0 \leq t \leq \Delta t_{\eta}), \quad (1)$$

где Δt_{η} – длительность η -го возбуждающего лазерного импульса, а $U_{\eta}(\mathbf{r})$ описывает его пространственную структуру.

Рассмотрим приближения, когда $U_{\eta}(\mathbf{r})$ можно разложить по сферическим или плоским волнам. Изображение на транспаранте будем рассматривать как совокупность точек с радиус-векторами \mathbf{r}_n . Каждая такая точка излучает сферическую волну. Тогда напряженность электрического поля η -го возбуждающего лазерного импульса в точке \mathbf{r}_{0j} образца можно записать следующим образом:

$$E_{\eta j} = \sum_n A_{nj}^{(\eta)} \frac{\exp[ik_{\eta n}(\mathbf{r}_{0j} - \mathbf{r}_n) - i\omega t + i\varphi_n]}{|\mathbf{r}_{0j} - \mathbf{r}_n|}, \quad (2)$$

где $\mathbf{k}_n = (\omega/c)\mathbf{n}_n$; $\mathbf{n}_n = (\mathbf{r}_{0j} - \mathbf{r}_n)/|\mathbf{r}_{0j} - \mathbf{r}_n|$; φ_n – начальные фазы сферических волн, причем $\exp(i\varphi_n)$ можно включить в комплексные амплитуды $A_{nj}^{(\eta)}$. Если $|\mathbf{r}_{0j} - \mathbf{r}_n|$ значительно больше размеров образца, то разложение (2) по сферическим волнам переходит в разложение по плоским волнам:

$$E_{\eta j} = \sum_n \varepsilon_{\eta n} \exp(i\mathbf{k}_{\eta n} \mathbf{r}_{0j} - i\omega t), \quad (3)$$

где $\varepsilon_{\eta n}$ – амплитуды напряженности электрического поля волн от отдельных точек η -го транспаранта.

Поскольку пространственное распределение световой волны каждого из возбуждающих лазерных импульсов формируется соответствующим транспарантом, то пространственный фазовый синхронизм при формировании отклика СЭГ будет иметь вид

$$\mathbf{k}_{en} = -\mathbf{k}_{1n'} + \mathbf{k}_{2n''} + \mathbf{k}_{3n'''}, \quad (4)$$

На рис.1 показано взаимное расположение волновых векторов световых волн возбуждающих лазерных импульсов для выполнения пространственного фазового синхронизма в случае формирования СЭГ.

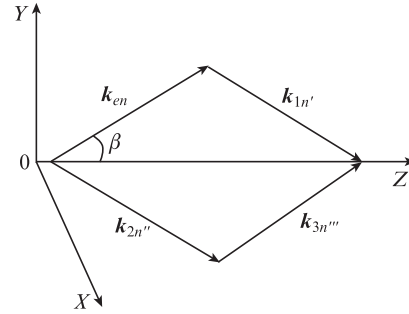


Рис.1. Выполнение пространственного фазового синхронизма в случае формирования СЭГ.

3. Управление угловым распределением амплитуд отклика стимулированной эхо-голограммы

Амплитуды $A_{nj}^{(\eta)}$ или $\varepsilon_{\eta n}$, связанные с направлением распространения пространственных компонент объектного лазерного импульса, в отклике эхо-голограммы могут быть функциями от углов $\beta_{\eta n}$ взаимной ориентации векторов $\mathbf{k}_{\eta n}$ относительно направления в образце, вдоль которого создана искусственная анизотропия дополнительных частотных сдвигов изохромат неоднородно уширенной резонансной линии [5]. В случае, когда объектным лазерным импульсом является первый возбуждающий импульс, напряженность электрического поля отклика СЭГ будет иметь следующий вид:

$$E(R_0, t) \sim \text{Re} \sum_n \varepsilon_{1n'}^* (\beta_{1n'}) \exp(-i\mathbf{k}_{1n'} R_0). \quad (5)$$

В результате происходит пространственное перераспределение энергии и, соответственно, преобразование изображения в ее отклике (\mathbf{R}_0 – радиус-вектор точки наблюдения). Наиболее эффективным механизмом влияния на значения амплитуд разложения по плоским волнам напряженности электрического поля отклика СЭГ может быть эффект запирания фотонного эха с использованием стоячих нерезонансных электромагнитных волн. В этом случае может наблюдаться изменение величин $\varepsilon_{1n'}^* (\beta_{1n'})$ уже при углах $\beta_{1n'}$ в сотые доли градуса [6, 7].

Для расчета величин $\varepsilon_{1n'}^* (\beta_{1n'})$ рассмотрим формирование СЭГ при ее записи последовательностью трех резонансных импульсов и нерезонансных электромагнитных стоячих волн, воздействующих между первым и вторым возбуждающими лазерными импульсами и после третьего импульса. Уравнение для одночастичной матрицы плотности во вращающейся системе координат запишем в виде

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

где $B = \tilde{H}_{0m} + \tilde{V} - \hbar A$; $\tilde{H}_{0m} = e^{iAt} H_{0m} e^{-iAt}$; $\tilde{V} = e^{iAt} V e^{-iAt}$; A – матрица перехода во вращающуюся систему координат; V – оператор взаимодействия резонансной системы с возбуждающими лазерными импульсами; H_{0m} – гамильтониан атома во внешнем пространственно неоднородном нерезонансном электромагнитном поле (стоячих нерезонансных электромагнитных волн, воздействующих на временном интервале τ_1). В случае двухуровневой системы $A = P_{22\omega}$ (P_{ij} – проективная матрица, ij -элемент которой равен единице, а остальные – нулю),

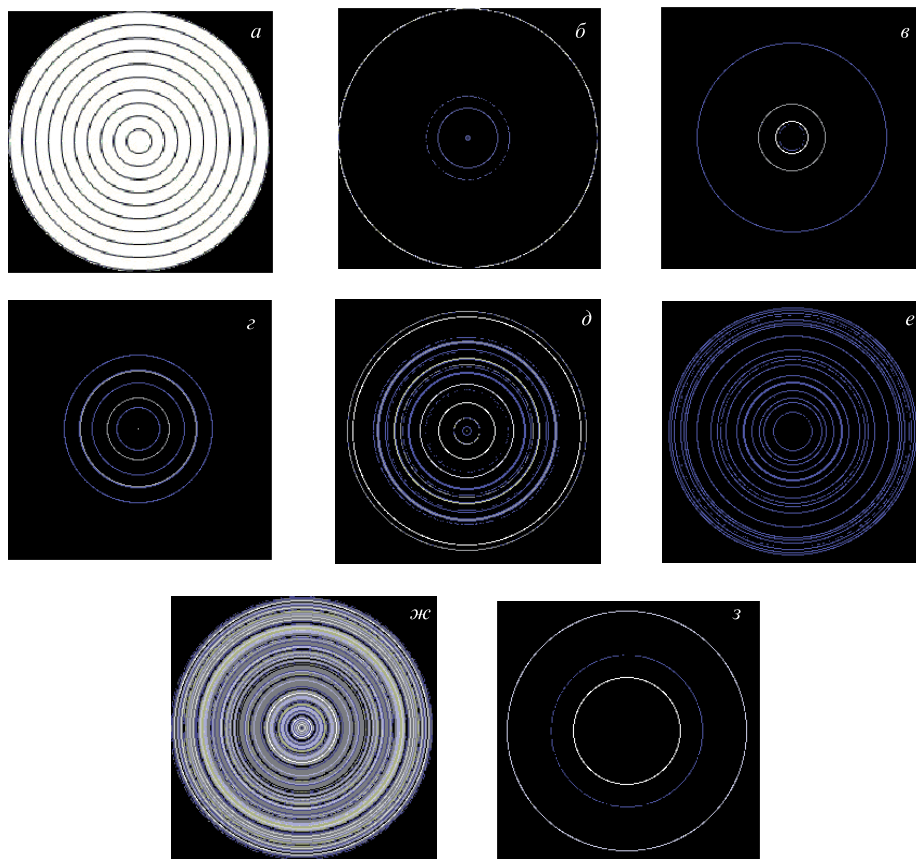


Рис.2. Изображения (размер $L \times L$) в отклике стимулированной эхо-голограммы при $E_2 = 0$ и $E_1 = 0$ (а), 2600 (б), 1700 (в), 3500 (г), 2050 (д), 5400 (е), 350 (ж) и 1200 В/см (з).

$$e^{\pm iAt} = P_{11} + P_{22}e^{\pm i\omega t}, \quad \tilde{H}_{0m} = \hbar(f(\tau_1, r))P_{22},$$

$$\tilde{V} = P_{12}V_{12}e^{-i\omega t} + P_{21}V_{21}e^{i\omega t},$$

$$V_{ij} = \frac{1}{2}d_{ij}U(r)\exp(i\omega t) \approx \frac{1}{2}d_{ij}\sum_n \varepsilon_n \exp(-i\mathbf{k}_n \mathbf{r} + i\omega t),$$

где ω – частота лазерного излучения; d_{ij} – дипольный момент резонансного перехода; \mathbf{r} – радиус-вектор местоположения оптического центра; $f(t_1, r)$ – сдвиг изохроматы неоднородно уширенной линии во внешнем пространственно неоднородном электромагнитном поле.

Зависимость $f(\tau_1, r)$ от местоположения оптического центра в образце обусловлена пространственной неоднородностью нерезонансного лазерного излучения. Такая неоднородность возникает, например, при воздействии стоячей волны. В этом случае для каждого направления распространения плоских волн разложения (3) будем иметь [8, 9]

$$f(\tau_1, r) = \Delta + C_D E_{01}^2 \cos^2\left(\frac{2\pi z \cos \beta_{1n'}}{\lambda}\right), \quad (7)$$

где Δ – частота неоднородно уширенной линии; C_D – постоянная динамического эффекта Штарка; E_{01} – амплитуда напряженности электрического поля стоячей волны нерезонансного лазерного импульса; z – ось лабораторной системы координат, вдоль которой формируется стоячая волна; λ – длина волны нерезонансного лазерного излучения.

Решение уравнения (7) для двухуровневой системы было получено в работе [5]. В этом случае фазовая часть напряженности электрического поля отклика стимулированной эхо-голограммы имеет вид (3), а

$$\varepsilon_{1n'}^*(\beta_{1n'}) \sim \int_0^L dz \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta) d\Delta \exp\{i[\Delta(t - \tau_2) - f(\tau_1, r)\tau_1]\}, \quad (8)$$

где L – размер образца в направлении оси z ; $g(\Delta)$ – функция распределения частот неоднородно уширенной линии резонансного перехода; τ_1 – промежуток времени между первым и вторым лазерными импульсами; τ_2 – промежуток времени между первым и третьим лазерными импульсами.

Для иллюстрации влияния нерезонансных электромагнитных стоячих волн на воспроизводимость и фильтрацию изображения в отклике СЭГ, транспарант с изображением, которое формирует пространственное распределение световой волны, соответствующей первому объектному импульсу, зададим в виде, показанном на рис.2,а

Результаты численного расчета распределения интенсивности отклика СЭГ на экране $I \approx |E(R_0, t)|^2$ с учетом выражений (8) и (5) приведены на рис.2. На рис.2,а показано изображение в отклике стимулированной эхо-голограммы в отсутствие нерезонансных стоячих волн.

Из анализа рис.2 следует, что в зависимости от величины напряженности электрического поля стоячей волны при некоторых значениях напряженностей электрических полей нерезонансных стоячих волн происходит концентрация излучения в определенных частях экрана, что позволяет управлять изображением в отклике СЭГ. Это

приводит к выделению (фильтрации) определенных колец в изображении в зависимости от параметров нерезонансной стоячей волны, а также может быть использовано при создании оптических запоминающих устройств и эхо-процессоров с эхо-голографической обработкой информации.

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

1. Xu E.Y., Kroll S., Huestis D.L., Kachru R., Kim M.K. *Opt. Lett.*, **15** (10), 562 (1990).
2. Shen X.A., Kachru R. *Opt. Lett.*, **17** (7), 520 (1992).
3. Shen X.A., Nguyen An-Dien, Perry John W., Huestis D.L., Kachru R. *Science*, **278** (3), 96 (1997).
4. Калачев А.А., Нефедьев Л.А., Зуйков В.А., Самарцев В.В. *Оптика и спектроскопия*, **84**, 811 (1998).
5. Nedediev L.A., Garnaeva G.I., Hakimzyanova E.I. *J. Russian Laser Research*, **34** (4), 355 (2013).
6. Сахбиева А.Р., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И. *ЖЛС*, **82**(6), 792 (2015).
7. Сахбиева А.Р., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И. *ЖЛС*, **82** (6), 951 (2015).
8. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *Атом в сильном световом поле* (М.: Наука, 1978).
9. Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Наука, 1967).