

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.317.1

 ОТОБРАЖАЮЩИЕ СВОЙСТВА
 ДИНАМИЧЕСКИХ ЭХО-ГОЛОГРАММ
 В РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ

Е. И. Штырков и В. В. Самарцев

При формировании светового эха [1, 2] в резонансной среде создается неравно-весная электрическая поляризация, характеристики которой непосредственно связаны с параметрами возбуждающих импульсов. Процессы поперечной обратимой релаксации, за счет которых осуществляется расфазирование и последующее сфазирование элементарных электрических диполей, обуславливают «фазовую память» среды. Результатом ее при воздействии на среду двух лазерных импульсов с временем задержки τ_1 является возникновение в момент времени $2\tau_1$ когерентного оптического отклика — светового эха, условия наблюдения которого имеют вид

$$\Delta t_\eta < T_1, T_2; T_2^* \leq \tau_1 < T_1, T_2, \quad (1)$$

где Δt_η — длительность импульсов, η — индекс номера импульса, T_1, T_2, T_2^* — времена продольной, поперечной необратимой и поперечной обратимой релаксаций соответственно.

Во всех предыдущих работах по световому эхо возбуждающие поля аппроксимировались волнами, имеющими плоский волновой фронт. Поэтому там не нашло отражения очень важное обстоятельство, которое может быть использовано для записи волновых фронтов света и восстановления этой информации в момент времени, отличный от времени подачи на голограмму восстанавливающего луча. Дело в том, что система частиц, возбужденных в «сверхизлучающее» состояние, способна «запоминать» не только временное, но и пространственное распределение фаз. Поэтому волновой фронт эхо-волны должен отображать волновые характеристики возбуждающего поля. В рассматриваемом случае в отличие от известных способов записи динамических голограмм [3] объектная и референтная волны не совпадают по времени в каждой точке пространства. Однако поскольку второй импульс воздействует на образец не позже, чем время самого короткого из необратимых времен релаксации, голограмма будет создаваться вследствие интерференции атомных состояний [4]. При этом вторая волна будет одновременно выполнять роль восстанавливающего луча.

Сказанное продемонстрируем на примере первичного светового эха. Для этого, кроме выполнения условий (1), потребуем, чтобы 1-й воздействующий на среду импульс содержал информацию об объекте, а второй, по голографической терминологии, был референтной плоской волной. Объектную волну представим в форме пространственного фурье-разложения по плоским волнам

$$E_1(\mathbf{r}_m, t) = E_{01} \sum_n G(\mathbf{k}_{1n}) \exp i(\mathbf{k}_{1n} \mathbf{r}_m - \omega t), \quad (2)$$

где $E_1(\mathbf{r}_m, t)$ — напряженность электрического поля объектной волны в момент времени t в некоторой точке резонансной среды с радиус-вектором \mathbf{r}_m ; $G(\mathbf{k}_{1n})$ — пространственная компонента Фурье; ω и \mathbf{k}_{1n} — частота и волновой вектор плоской волны. Для референтной волны напряженность электрического поля записывается в виде

$$E_2(\mathbf{r}_m, t) = E_{02} \exp i(\mathbf{k}_2 \mathbf{r}_m - \omega t), \quad (3)$$

\mathbf{k}_2 — волновой вектор референтной волны, $E_{0\eta}$ — амплитуда η -го импульса, $\eta=1,2$.

Задача расчета когерентного отклика атомной системы, которая подготовлена таким образом, сводится к нахождению электрического поля $E(\mathbf{R}_0, t)$, созданного неравновесной электрической поляризацией. Имея в виду что $E = -\frac{1}{c^2 R_0} \ddot{\mathbf{d}}$ (c — скорость света, R_0 — модуль радиус-вектора точки наблюдения, $\ddot{\mathbf{d}}$ — вторая производная по времени от электрического дипольного момента), представим первую произ-

водную от d по времени через компоненты эффективного спина $R=1/2$ [5] в энергетическом пространстве в виде

$$\frac{1}{c} d = \frac{1}{2} \{ \mu_- R_+ \exp i k_{0n} (R_0 - r_m) + \mu_+ R_- \exp [-i k_{0n} (R_0 - r_m)] \}, \quad (4)$$

где

$$\mu_{\pm} = \mp \frac{\omega}{c} [d_{21} (1 \mp i) + d_{12} (1 \pm i)],$$

k_{0n} — волновой вектор отклика; $R_{\pm} = R_x \pm i R_y$, R_j — компоненты \mathbf{R} ; $j=x, y, z$.

Расчет, аналогичный [6], приводит к следующему выражению для напряженности электрического поля эха:

$$E(\mathbf{R}_0, t) = -\frac{2\omega^2}{c^2 R_0} d_{12} \sin \theta_1 \sin^2 \frac{\theta_2}{2} \text{th} \left(\frac{\hbar \omega}{k_B T} \right) \times \\ \times \exp \left[-\frac{(t - 2\tau_1)}{T_2} \right] \exp \left[-\frac{(t - 2\tau_1)^2}{2T_2^2} \right] \text{Re} \left(\exp [-i\omega(t - 2\tau_1)] \sum_{m, n} \exp [-i(k_{0n} + \mathbf{k}_{1n} - 2\mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}_m] G(\mathbf{k}_{1n}) \exp i k_{0n} R_0 \right), \quad (5)$$

где $\theta_{\eta} = \hbar^{-1} |d_{12}| E_{0\eta} \Delta t_{\eta}$, $\eta=1, 2$; k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. Из (5) следует, что в момент времени $t=2\tau_1$ восстанавливается поле, амплитуда которого зависит от релаксационных параметров среды, а волновой фронт сходен с волновым фронтом объектной волны. Различие заключается в том, что эта волна содержит псевдоскопическое изображение объекта. Это наглядно демонстрируется выражением (6), которое получено из (5) для частного случая, когда объектная волна почти плоская, а информация заключена в малом фазовом возмущении волнового фронта $\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_m + \varphi_1(\mathbf{r}_m)$

$$E \sim \text{Re} \exp [i k_0 R_0 - i\omega(t - 2\tau_1)] \sum_m \exp [-i\varphi_1(\mathbf{r}_m)], \quad (6)$$

где $\mathbf{k}_0 = 2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$. Точный волновой фронт может быть восстановлен, если среду подвергать воздействию 3, 4 и т. д. импульсов. Например, в случае стимулированного эха (три импульса), если информацию заложить во второй или третий импульс, то волновой фронт эха по форме совпадает с объектным, но распространяется в направлении $\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1$, а амплитуда поля имеет максимум за время $t=2\tau_1 + \tau_2$, где τ_2 — время задержки третьего импульса относительно второго. Комбинируя моменты подачи импульсов и их фазы, можно производить трансформацию объектной волны. Например, в случае первичного эха, если первый импульс референтный, а второй объектный с возмущением $\varphi_2(\mathbf{r})$, восстановленное поле имеет удвоенное фазовое возмущение $2\varphi_2(\mathbf{r})$. Это обстоятельство может быть использовано в системах оперативной обработки голографической информации и интерферометрии быстропротекающих, но слабо пространственно неоднородных процессов.

Литература

- [1] У. Х. Копвиллем, В. Р. Нагибаров, В. А. Пирожков, В. В. Самарцев, Р. С. Усманов. ФММ, 15, 313, 1963; ФТТ, 14, 1794, 1972; Письма в ЖЭТФ, 20, 139, 1972.
- [2] I. D. Abella, N. A. Kurnit, S. R. Hartmann. Phys. Rev. Lett., 13, 567, 1964; Phys. Rev., 141, 391, 1966.
- [3] Е. И. Штырков. Письма в ЖЭТФ, 12, 134, 1970; ВИНТИ, № 1145—74, Деп., Казань, 1974.
- [4] Е. Б. Александров. Усп. физ. наук, 107, 595, 1972.
- [5] R. H. Dicke. Phys. Rev., 93, 99, 1954.
- [6] В. В. Самарцев, В. Р. Нагибаров. ФТТ, 11, 3669, 1971.

Поступило в Редакцию 9 июля 1975 г.