

Л.С Корзун, Т.В. Смирнова, О.Х. Хасанов

## НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ЭНЕРГООБМЕН МЕЖДУ СВЕТОВЫМИ ПУЧКАМИ В РЕЗОНАНСНОЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАММЕ

Исследуется кинетика нестационарного энергообмена между считывающими импульсами и восстановленными волнами в резонансной динамической голограмме. Показано, что характер энергообмена между опорным пучком и восстановленными волнами существенно зависит от площадей объектного пучка и считывающего импульса, их длительности и временной задержки между ними, а также устойчивости опорной волны к мелкомасштабным возмущениям ее поперечной структуры. Выясняется, в частности, что фазовая информация об объекте искажается из-за мелкомасштабной неустойчивости считывающих импульсов даже при отсутствии в его спектре высоких пространственных частот.

### Введение

Предсказание в 1963 г. У.Х. Копвиллемом и В.Р. Нагибаровым светового эха [1] имело большое фундаментальное и прикладное значение. С одной стороны, бурное развитие получило такое научное направление, как физика когерентных переходных процессов. А с другой – эхо-явления активно используются в когерентной нестационарной спектроскопии [2–5] и резонансной динамической голографии [6–8]. Это особенно актуально в настоящее время в связи с созданием систем обработки информации в реальном времени и разработкой вычислительных машин с оптической памятью [9]. Этому способствует быстроедействие и большой объем памяти резонансных динамических голограмм (РДГ) [10]. Другим ее направлением является коррекция волнового фронта мощных световых импульсов, в частности, воспроизведение (ВВФ) и обращение (ОВФ) волнового фронта. Для этих целей используют различные нелинейные волновые процессы, в том числе и четырехволновое взаимодействие (ЧВВ) [11], достоинством которого является возможность ОВФ с одновременным усилением обращенного сигнала. Широкое распространение в настоящее время получили фоторефрактивные кристаллы как среды для записи динамических голограмм [12], в них возможна запись как просветных, так и отражательных голограмм в зависимости от реализуемой схемы эксперимента [13]. Для повышения эффективности процесса ОВФ часто используют внутррезонаторное ЧВВ [13]. В целом ряде случаев более перспективными для записи динамических голограмм (ДГ) оказываются резонансные среды. Они обладают существенно большей нелинейностью, что приводит к высокой энергетической чувствительности этих сред. Так, для ДГ, записанных в парах щелочных металлов, указанная величина составляет  $10^{-10}$ – $10^{-9}$  Дж/см<sup>2</sup> [14–16]. Быстроедействие резонансных сред, определяемое, в частности, временем жизни возбужденного состояния (если механизм нелинейности связан с насыщением поглощения), во много раз превышает быстроедействие как фоторефрактивных кристаллов, так и большинства иных сред для ДГ. При этом сочетание быстрогодействия и чувствительности является уникальным. Дифракционная эффективность (ДЭ) в режиме запись–считывание достигает 40% [17], а коэффициент усиления слабых сигналов  $10^3$  см<sup>-1</sup> [18].

Кроме того, с использованием резонансных сред возможно самообращение волнового фронта в схеме с внеосевым резонатором [19, 20]. Запись и считывание возможны как при одновременном наложении на систему резонансных атомов объектного и считывающего (СИ) импульсов, так и при несинхронном ее возбуждении данными пучками [21]. ДЭ голограмм в этом случае зависит не только от характеристик взаимодействующих пучков и спектроскопических параметров среды, но и от временной задержки между импульсами. В зависимости от реализуемой схемы эксперимента запись РДГ производится либо в режиме светового эха [6], либо в режиме самодифракции [22, 23]. Поскольку длина волны оптического излучения значительно меньше размеров образца, в том и другом случаях нужно учитывать реакцию среды на импульсное воздействие.

Иными словами, необходимо исследовать эффекты распространения импульсов света в протяженной среде как в режиме самодифракции, так и в режиме эха. Ниже остановимся на

исследовании процесса записи и считывания РДГ в режиме самодифракции, т.к. в ряде случаев он обеспечивает более высокую дифракционную эффективность голограмм по сравнению с эхоголограммами. В то же время особенности РДГ в режиме самодифракции во многом справедливы и для эхоголограмм.

К настоящему времени достаточно полно исследованы стационарный и квазистационарный режимы записи в условиях самодифракции [16–24]. Нестационарный режим представляет интерес с точки зрения записи и считывания голограмм в высокочувствительных резонансных средах сверхкороткими световыми импульсами [25–26], поскольку он позволяет увеличить ДЭ РДГ по сравнению со стационарным и квазистационарным случаями [27]. В большинстве работ [16, 23, 24, 28, 29] исследовались спектрально-энергетические аспекты записи РДГ. Существенно меньшее внимание уделялось вопросам фазовых искажений преобразованных волновых фронтов. В частности, в [24, 28] оценивались фазовые искажения при стационарной записи ДГ, возникающие за счет самовоздействия и взаимодействия записывающих пучков, и было показано, что могут быть выбраны условия записи ДГ с малыми фазовыми искажениями (меньше критерия Рэлея) и достаточной ДЭ  $\sim 5 \div 10\%$ .

В настоящей статье исследуется кинетика нестационарного энергообмена между СИ и восстановленными волнами в РДГ и влияние мелкомасштабной неустойчивости СИ на интенсивность энергообмена и фазовые искажения восстановленных волн. Этот вопрос в динамической голографии практически не изучен, хотя его актуальность в задачах распространения солитонов в протяженных резонансных средах отмечалась еще в [30–32]. В частности, было установлено, что поперечная структура  $2\pi$ -импульса развивается при прохождении расстояния, равного его длине  $l = v \tau_p$ , где  $v$  – скорость солитона;  $\tau_p$  – его длительность [32]. Искажения зависят от размеров поперечного сечения и могут быть велики, если радиус сечения  $l_{\perp} \gg (\lambda l)^{1/2}$ , где  $\lambda$  – длина волны  $2\pi$ -импульса. В [31, 33] показано, что в условиях точного резонанса  $\Delta\omega = \omega_{21} - \omega = 0$ , где  $\omega_{21}$  – частота перехода;  $\omega$  – несущая частота импульса, мелкомасштабные возмущения представляют собой суперпозицию возмущений типа перетяжек и змеек, а переход от одного вида возмущения к другому осуществляется при достаточно больших отстройках от резонанса. В нелинейной стадии развития неустойчивости длинного импульса ( $\tau_p \gg T_2$ , где  $T_2$  – время поперечной необратимой релаксации) с поперечными размерами  $l_{\perp} \gg (\lambda l_n)^{1/2}$ , где  $l_n = \alpha_n^{-1}$ ,  $\alpha_n$  – коэффициент нерезонансного поглощения, стабилизации не происходит, как не происходит и многократного увеличения интенсивности отростков волноводов [32]. Экспериментальные наблюдения показали, что в условиях ЧВВ в парах натрия волна с ОВФ испытывает самофокусирующую неустойчивость [18].

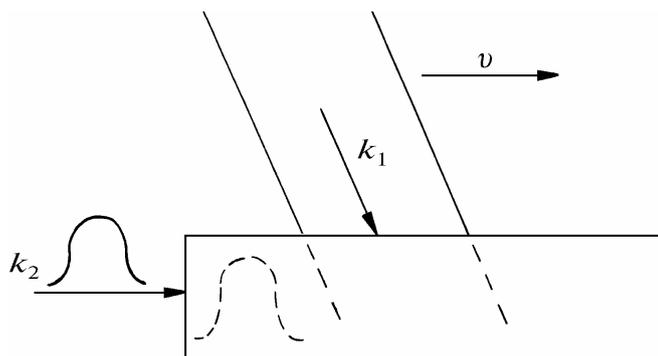


Рис. 1. Схема предполагаемого эксперимента

## 1. Квазилинейный режим записи РДГ

Рассмотрим для простоты следующую модельную схему записи–считывания РДГ [23, 34, 35] (рис. 1). Объектный пучок (ОП)  $E_{10}(x, z, t)$  трансляционно сканируется вдоль боковой грани образца в направлении оси  $z$ , переводя систему резонансных атомов в суперпозиционное состояние. В том же направлении подается СИ  $E_2(x, z, t)$ . Его взаимодействие с волной поляризации, созданной объектной волной, приводит к формированию голографической

динамической решетки (решетки поляризаций [36]), а дифракция  $E_2$  на этой решетке обуславливает появление восстановленных волн с воспроизведенным и сопряженным (СВФ) волновыми фронтами ( $E_1$  и  $E_3$  соответственно), волновые векторы которых суть  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_3 = 2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ . Здесь  $\mathbf{k}_{1(2)}$  – волновой вектор объектной (считывающей) волны. Предполагаем, что длительность локально-импульсного воздействия, обусловленного ОП,  $\tau_{p1}$ , и СИ,  $\tau_{p2}$ , а также временная задержка между ними  $\tau_{12}$  таковы, что возможно пренебречь диссипативными процессами в РДГ. В отличие от режима бегущих волн сканирование позволяет обеспечить такие условия в протяженных средах [23].

В качестве системы резонансных атомов рассмотрим пары щелочных металлов. Предположим, что длительности  $\tau_{p1}$  и  $\tau_{p2}$  таковы, что справедливо двухуровневое приближение. В таком случае гамильтониан задачи имеет вид

$$\mathcal{H} = \hbar \omega_{21} R_3 - \frac{d}{2} \left\{ \sum_j R_+ \varepsilon_j(\mathbf{r}, t) \exp i [\omega t - \mathbf{k}_j \mathbf{r} + \psi_j(\mathbf{r}, t)] + \text{к.с.} \right\}, \quad (1)$$

где  $\omega_{21}$  и  $\omega$  – соответственно частота резонансного перехода и несущая частота СИ;  $d$  – дипольный момент перехода;  $R_{\pm} = R_1 \pm iR_2$ ,  $R_3$  – компонента энергетического спина  $R = 1/2$ ;  $\varepsilon_j(\mathbf{r}, t)$  – огибающая и  $\psi_j(\mathbf{r}, t)$  – фаза  $j$ -й компоненты излучения. Тогда самосогласованная система уравнений Блоха-Максвелла, описывающая взаимодействие СИ с системой резонансных атомов, имеет вид

$$\dot{R}_+ = i\Delta \omega R_+ + i \frac{d}{\hbar} R_3 \sum_j \varepsilon_j e^{-i(\mathbf{k}_j \mathbf{r} - \psi_j)} - \frac{R_+}{T_2}; \quad (2)$$

$$\dot{R}_- = -i\Delta \omega R_- - i \frac{d}{\hbar} R_3 \sum_j \varepsilon_j e^{i(\mathbf{k}_j \mathbf{r} - \psi_j)} - \frac{R_-}{T_2}; \quad (3)$$

$$\dot{R}_3 = i \frac{d}{\hbar} \left\{ R_+ \sum_j \varepsilon_j e^{i(\mathbf{k}_j \mathbf{r} - \psi_j)} - R_- \sum_j \varepsilon_j e^{-i(\mathbf{k}_j \mathbf{r} - \psi_j)} \right\} - \frac{R_3 - R_0}{T_1}; \quad (4)$$

$$\sum_j e^{-i\mathbf{k}_j \mathbf{r}} \left[ (\tilde{\mathbf{k}}_j \nabla) \tilde{\varepsilon}_j + \frac{n \partial \tilde{\varepsilon}_j}{c \partial t} - i\Delta k_j \tilde{\varepsilon}_j + \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} \tilde{\varepsilon}_j \right] = - \frac{2\pi i N d \omega}{c n} \int g(\Delta \omega) R_+(\Delta \omega, \mathbf{r}, t) d(\Delta \omega), \quad (5)$$

где  $\tilde{\varepsilon}_j = \varepsilon_j e^{i\psi_j}$ ;  $\tilde{\mathbf{k}}_j$  – орт в направлении  $\mathbf{k}_j$ ;  $\Delta k_j = k_j - \omega n/c$ ;  $n$  – показатель преломления;  $N$  – концентрация резонансных атомов;  $\Delta \omega$  – отклонение частоты отдельного атома от средней по ансамблю;  $\Delta_{\perp}$  – оператор Лапласа по поперечной координате;  $T_1$  – время продольной необратимой релаксации. Третий и четвертый члены в левой части уравнения (5) обусловлены соответственно влиянием дисперсии и дифракции взаимодействующих волн.

Начальные условия для системы уравнений (2)–(5), создаваемые предварительным возбуждением резонансной среды ОП прямоугольной формы  $E_0$ , следующие:

$$R_{\pm 0} = -i \frac{\gamma}{2} \sin \theta \exp \{ \mp i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \psi_1 - \Delta \omega \tau_{12}) \};$$

$$R_{30} = -\frac{\gamma}{2} \cos \theta, \quad (6)$$

где  $\gamma = 2 t h [\hbar \omega_{21} (2 k_B T)^{-1}]$ ;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $\theta = \frac{2d}{\hbar} \varepsilon_1 \tau_{p1}$  – площадь локально-

импульсного воздействия сканируемого ОП, величина  $\psi_1$  несет фазовую информацию об объекте. Для простоты полагаем, что  $\psi_1 = \psi_0 + k_{\perp} x$ , где  $k_{\perp}$  – пространственная частота в спектре объекта.

В условиях квазилинейной записи суперпозицию взаимодействующих волн можно свести к некоторому эффективному полю [34] с огибающей  $\varepsilon_{\text{эф}} = \varepsilon_2 + \varepsilon_1 \cos(\delta \mathbf{k}_{21} \mathbf{r} - \delta \psi_{21}) + \varepsilon_3 \cos(\delta \mathbf{k}_{23} \mathbf{r} - \delta \psi_{23})$ , где  $\delta \mathbf{k}_{ij} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j$ ,  $\delta \psi_{ij} = \psi_i - \psi_j$ . Это позволяет трансформировать систему уравнений (2)–(5) традиционным образом к системе уравнений относительно площадей  $\Phi_j$  и фаз  $\psi_j$  взаимодействующих волн

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} \sin \theta [1 + \cos \Phi_2 J_0(\Phi_1) J_0(\Phi_3)] \cos(\psi_1 - k_{\perp} x) \exp\left\{-\left(\frac{\tau_{12}}{2T_2^*}\right)^2\right\}; \quad (7)$$

$$\frac{\partial \psi_1}{\partial z} = \frac{\alpha}{2} \sin \theta \frac{1 + \cos \Phi_2 J_0(\Phi_1) J_0(\Phi_3)}{\Phi_1} \sin(\psi_1 - k_{\perp} x) \exp\left\{-\left(\frac{\tau_{12}}{2T_2^*}\right)^2\right\} + \frac{k_{\perp}^2}{2k} + \Delta k; \quad (8)$$

$$\frac{\partial \Phi_2}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} \cos \theta J_0(\Phi_1) J_0(\Phi_3) \sin \Phi_2; \quad (9)$$

$$\frac{\partial \psi_2}{\partial z} = \Delta k; \quad (10)$$

$$\frac{\partial \Phi_3}{\partial z} = \frac{\alpha}{2} \sin \theta [1 - \cos \Phi_2 J_0(\Phi_1) J_0(\Phi_3)] \cos \psi \exp\left\{-\left(\frac{\tau_{12}}{2T_2^*}\right)^2\right\}; \quad (11)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\alpha}{2} \sin \theta \frac{1 - \cos \Phi_2 J_0(\Phi_1) J_0(\Phi_3)}{\Phi_3} \exp\left\{-\left(\frac{\tau_{12}}{2T_2^*}\right)^2\right\} \cos \psi - \Delta k + \frac{k_{\perp}^2}{2k}, \quad (12)$$

где  $\psi = \psi_3 - 2\psi_2 + k_{\perp} x$ ;  $\alpha = 4\pi^{3/2} N d^2 \omega T_2^* (cn\hbar)^{-1}$ ;  $T_2^*$  – время поперечной обратимой релаксации;

$\Phi_j = \frac{2d}{\hbar} \int_{\sigma_{12}}^{\infty} \varepsilon_j(x, z, t) dt'$ ;  $J_0(\Phi_j)$  – функция Бесселя 1-го рода 0-го порядка,  $j = 1, 2, 3$ .

Из уравнения (10) следует, что  $\psi_2 = \Delta k z$ , т.е. происходит набег фазы СИ по мере его распространения. Скорость изменения фаз компонент  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_3$  гораздо выше скорости изменения огибающих, особенно вблизи передней грани образца, где  $\Phi_1$  и  $\Phi_3$  малы по сравнению с  $\Phi_2$ . При  $\Delta k = 0$ ,  $k_{\perp} \ll \sqrt{2k}$  и  $\tau_{12} \ll T_2^*$  из уравнения (12) имеем

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} \sin \theta \frac{1 - \cos \Phi_2 J_0(\Phi_1) J_0(\Phi_3)}{\Phi_3} \sin \psi.$$

Легко показать [37], что в фазовом пространстве  $\{\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3, \psi\}$  устойчивой должна быть плоскость  $\psi = 0$ . Следовательно,  $\psi_3 = \psi + 2\psi_2 - k_{\perp} x \rightarrow -k_{\perp} x$ , т.е. происходит СВФ. Аналогично можно показать, что  $\psi_1$  стремится к пределу  $\psi_1 = \pi + k_{\perp} x$ , означающему реализацию ВВФ. Должно наблюдаться явление захвата фаз взаимодействующих волн, стабилизирующее процесс энергообмена между СИ и восстановленными волнами [34]. Преимущественная перекачка энергии опорного пучка в волну с ВВФ или СВФ происходит в зависимости от площадей СИ и ОП. Если в ОП не содержатся высокие пространственные частоты,  $k_{\perp} \ll \sqrt{2k}$ , то малые дифракционные поправки не приводят к фазовым искажениям восстанавливаемых волн. При наличии же таких частот в спектре объекта захвата фаз не происходит, энергообмен носит знакопеременный, неустойчивый характер, что уменьшает ДЭ РДГ [35]. Представляет интерес исследовать наиболее общий случай влияния дифракционных и дисперсионных эффектов на характер энергообмена и качество ВВФ и СВФ для произвольных площадей ОП и СИ при сильном влиянии на последний восстановленных волн  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_3$ .

## 2. Влияние мелкомасштабной неустойчивости на нестационарный энергообмен между взаимодействующими пучками при записи голограмм

Как указывалось выше, в протяженных резонансных средах солитоны оказываются неустойчивыми к мелкомасштабным возмущениям их поперечной структуры. Естествен вопрос, какое влияние оказывает подобное возмущение на процесс энергообмена и фазовые характеристики восстановленных волн. Рассмотрим прежнюю схему записи и считывания РДГ. Кроме того, будем считать, что площади ОП и СИ таковы, что в результате энергообмена между всеми составляющими излучения волны с ВВФ и СВФ оказываются сравнимыми по интенсивности с СИ. Процесс энергообмена между СИ и волнами с ВВФ и СВФ проанализируем в зависимости от пространственной частоты  $k_{\perp}$ , записанной на голограмме, площадей  $\theta$  и  $\Phi_2^{\circ}$ , а также от величины

$\Delta k$ . Здесь  $\Phi_2^{\circ} = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_2(\tau) d\tau = p\pi$  – площадь СИ,  $p$  – некоторая положительная константа.

Рассматриваемая задача сводится к анализу системы уравнений (2)–(5) с начальными условиями (6). Как и прежде, справедливо предположение, что  $\tau_{p1}, \tau_{p2} \ll T_{1,2}$  (иными словами,  $T_{1,2} \rightarrow \infty$ ). Систему уравнений (2)–(5) приведем к удобному для численного анализа виду. Введем новые переменные, связанные с компонентами волны поляризации, которые соответ-

ствуют определенным волнам в среде  $R_{\pm} = \sum_{j=1}^3 R_{\pm j} e^{\mp k_j r}$ . После ряда преобразований систему уравнений (2) – (5) можно привести к виду

$$\begin{aligned} \ddot{R}_{+k} = & i \Delta \omega \tau_p \dot{R}_{+k} - \frac{1}{2} R_{+k} \sum_j |E_j|^2 + \frac{1}{2} R_{-k} \left( E_k^2 + 2 E_{k1 \neq k} E_{k2 \neq k, k1} \right) + \\ & + \left( \dot{R}_{+k} - i \Delta \omega \tau_p R_{+k} \right) \left( \sum_j \frac{\partial E_j}{\partial t} \right) \left( \sum_j E_j \right)^{-1}; \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \ddot{R}_{-k} = & -i \Delta \omega \tau_p \dot{R}_{-k} - \frac{1}{2} R_{-k} \sum_j |E_j|^2 + \frac{1}{2} R_{+k} \left( E_k^{*2} + 2 E_{k1 \neq k}^* E_{k2 \neq k, k1}^* \right) + \\ & + \left( \dot{R}_{-k} + i \Delta \omega \tau_p R_{-k} \right) \left( \sum_j \frac{\partial E_j^*}{\partial t} \right) \left( \sum_j E_j^* \right)^{-1}; \end{aligned} \quad (14)$$

$$\frac{\partial E_k}{\partial z} + \frac{\partial E_k}{\partial t} - i \Delta k l_n E_k + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 E_k}{\partial x^2} = -i \frac{2 \pi N d^2 \omega \tau_p^2}{n \hbar} \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta \omega) R_{+k}(\Delta \omega, \mathbf{r}, t) d(\Delta \omega), \quad \kappa = 1, 2, 3. \quad (15)$$

Система уравнений (13)–(15) представлена в безразмерном виде. Амплитуды компонент  $E_k$  выражены в единицах  $d\tau_p/\hbar$ , продольная координата  $z$  – в единицах длины поглощения  $l_n$ , поперечная координата  $x$  – в единицах  $\sqrt{l_n/k}$ , время  $t$  – в единицах  $l_n/c$ .

Система уравнений исследовалась численно методом сеток [38]. Для этого в прямоугольной области с размерами  $L_x$  и  $L_z$  вводились равномерные сетки с шагом  $h_x$  и  $h_z$  соответственно. Использовалась характеристическая аппроксимация оператора переноса: шаг  $h_z$  выбирался равным  $h_t$ . Значения  $E_k$  относятся к узлам сетки  $E_{ij}^k = E(h_x l, h_z j, h_{\pm} k)$ , а  $R_{\pm}$  – к середине отрезка между соседними по  $z$  узлами:  $R_{ij}^k = R(h_x l, h_z (j - 1/2), h_t k)$ . Для аппроксимации системы уравнений во втором порядке точности  $o(h_x^2, h_z^2, h_t^2)$  применялись безусловно устойчивые симметричные разностные схемы [39]. В дальнейшем предполагается, что подаваемый на вход СИ имеет форму  $E_2(z=0) = E_0 p \text{sch}^{-1}(E_0(t-t_0))$ , где  $E_0$  – пиковое значение огибающей  $E_2$  при  $t = t_0$ .

С целью проверки модели на адекватность исследуемым процессам численно анализировалось прохождение импульса однородной плоской волны с длительностью  $\tau_p < T_{2,1}$  и начальной площадью  $2\pi$  через систему резонансных двухуровневых атомов в отсутствие предварительного возбуждения ( $\theta = 0$ ). Исследовалась устойчивость такого солитона к мелкомасштабным возмущениям его поперечной структуры. Подобно работам [30–32] полагали, что возмущение поперечной структуры импульса носит синусоидальный характер с периодом  $l_{\perp}$  и составляет не более 2% его амплитуды.

Расчеты показали, что в этом случае мелкомасштабная неустойчивость фронта СИ сказывается уже на четырех длинах поглощения  $z \sim 4\alpha_n^{-1}$ . Фронт импульса значительно деформируется, образуются отростки волноводов (рис. 2).

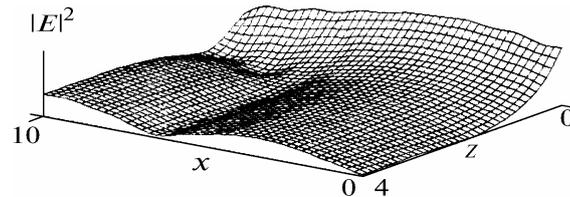


Рис. 2. Распределение интенсивности  $2\pi$ -импульса  $|E|_2^2(x, z)$  с  $\tau_p = 1,5$

При записи динамических голограмм с  $\theta \neq 0$  характер энергообмена между восстановленными волнами и СИ существенно зависит как от энергетических и временных характеристик ОП и СИ, так и от пространственной структуры ОП. Полагаем, что, как и в случае с одиночным  $2\pi$ -импульсом, волна  $E_2$  испытывает возмущение своей поперечной структуры, составляющее  $\sim 2\%$  от огибающей. Накладываем периодические граничные условия, полагая, что как и в [30], начальное возмущение имеет периодический характер. Помимо возникающей в этом случае дифракционной решетки с периодом  $l_{\perp}$ , нужно учитывать, в отличие от [32], наличие в среде решетки, на которой записана фазовая информация.

Следует отметить, что вопрос о влиянии голографической решетки с периодом  $k_{\perp}^{-1}$  на развитие решетки мелкомасштабных возмущений не тривиален. Очевидно, что такое влияние должно быть максимальным в случае <резонансной> связи указанных структур, когда их периоды совпадают. Именно этот случай и анализировался в нашей работе, что позволило нам рассматривать эволюцию СИ в рамках одного периода, считая, что остальные участки поперечного сечения СИ развиваются независимо.

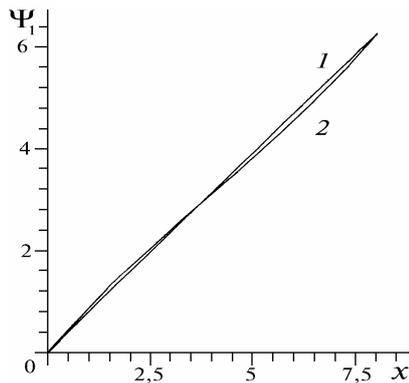


Рис 3. Поведение фазы волны с ВВФ  $\psi_1(x)$  для  $\theta = \pi/5$ ,  $\Phi_2^0 = 2\pi$ ,  $k_{\perp} = 1 \text{ см}^{-1}$ . Кривая  $l-z = 0,2 \alpha_n^{-1}$ ,  $2-z = 5,2 \alpha_n^{-1}$

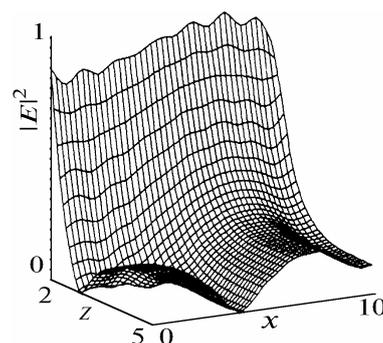


Рис. 4. Эволюция фронта СИ при  $\theta = \pi/5$ ,  $\Phi_2^0 = 2\pi$ ,  $k_{\perp} = 1 \text{ см}^{-1}$  в момент времени  $t = 10,2$

Предполагая, что  $l_{\perp} = k_{\perp}^{-1}$ , рассмотрим энергообмен между СИ и восстановленными волнами в зависимости от  $\theta$  и  $k_{\perp}$ . Результаты представлены на рис. 3–6. Как показал численный анализ, при малых значениях  $k_{\perp} \leq 10 \text{ см}^{-1}$  выполняются условия для захвата фаз восстановленных волн.

Так, на рис. 3 представлена эволюция фазы волны с ВВФ  $\psi_1(\mathbf{r}, t)$  при  $\theta = \pi/5$ ,  $\Phi_2^0 = 2\pi$ ,  $k_{\perp} = 1 \text{ см}^{-1}$ . Захват фазы  $\psi_1$  при  $x = 0$  происходит в точке  $\psi = \pi i$ , что предсказывалось в [23] на основании аналитических оценок. При высоких значениях пространственных частот в спектре объекта ( $k_{\perp} > 10 \text{ см}^{-1}$ ) захват фаз становится невозможным. Это означает, что энергообмен между взаимодействующими волнами носит нестабильный характер, качественное воспроизведение фазы объектной волны возможно только вблизи передней грани образца ( $z \sim 0,1\alpha_n^{-1}$ ), эффективность процесса ВВФ и СВФ при этом падает.

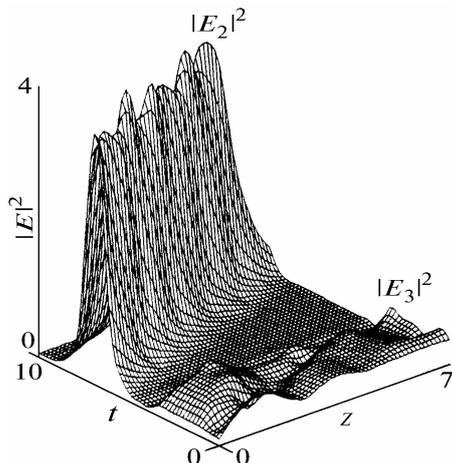


Рис. 5. Пространственно-временное распределение интенсивности опорного пучка и волны с ВВФ при  $\theta = \pi/5$ ,  $k_{\perp} = 85 \text{ см}^{-1}$  ( $x = 0,5L_x$ )

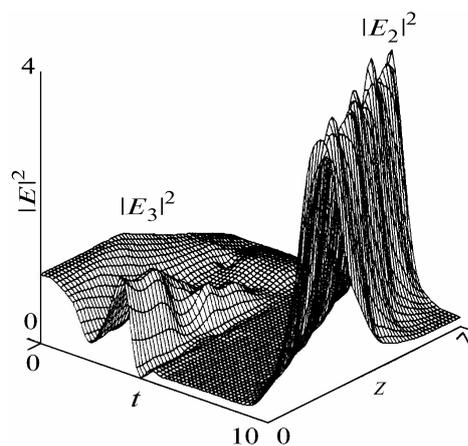


Рис. 6. Энергообмен между СИ и дифракционным откликом с ВВФ при  $\theta = \pi/5$ ,  $k_{\perp} = 1 \text{ см}^{-1}$  ( $x = 0,5L_x$ )

На фазовые искажения волн, происходящие уже при малых  $k_{\perp}$ , существенное влияние оказывает мелкомасштабная неустойчивость самого СИ, а их величина зависит от энергетических и временных характеристик импульсов объектной и опорной волн. Как видно из рис. 3, характер зависимости  $\psi_1$  существенно меняется с увеличением расстояния от передней грани образца. Уже при небольших длинах поглощения  $z \sim 2\alpha_n^{-1}$  происходит отклонение от линейного характера начальной зависимости  $\psi_1|_{z=0}$ , что обусловлено деформацией фронта импульса  $E_2$ . На рис. 4 представлена эволюция СИ по мере распространения волны в среде в момент времени  $t = 10,2$  при  $\theta = \pi/5$  и  $k_{\perp} = 1 \text{ см}^{-1}$ . Аналогичные результаты получаются уже при  $\theta = \pi/60$  и  $\theta = \pi/10$ . Однако искажения фаз  $\psi_1$  и  $\psi_3$  здесь выражены слабее, что, вероятно, связано с зависимостью возникающей мелкомасштабной неустойчивости  $E_2$  от характеристик ОП. Установлено, характер энергообмена между СИ и дифракционными откликами в значительной степени зависит от пространственной частоты  $k_{\perp}$  и при больших ее значениях носит немонотонный нестабильный характер (рис. 5). Однако немонотонность, как видно из рис. 6, также проявляется и при малых  $k_{\perp} \sim 1 \text{ см}^{-1}$ . Тем не менее, в этом случае волна  $E_1$  достигает большей интенсивности. При наличии высоких пространственных частот характер энергообмена определяется несколькими факторами. Во-первых, проявляется неустойчивость фронта СИ к мелкомасштабным возмущениям, во-вторых, набег фаз взаимодействующих волн периодически изменяет фазовые соотношения между ними. Наконец, может проявляться неустойчивость фронтов самих волн с ВВФ и СВФ. На рис. 7 показана эволюция фронта волны  $E_1$  в среде при  $\theta = \pi/5$ ,  $\Phi_2^0 = 2\pi$ ,  $k_{\perp} = 85 \text{ см}^{-1}$  в момент времени  $t = 10,5$ , наглядно иллюстрирующей происходящие искажения поперечной структуры. Нестабильный характер энергообмена уменьшает интенсивность волн с ВВФ и СВФ. Исследование процесса записи-считывания РДГ при произвольных соотношениях периодов двух дифракционных решеток показало, что нарушение <резонансных> условий,  $l_{\perp} \neq k_{\perp}^{-1}$ , в значительной степени гасит развитие мелко-

масштабной неустойчивости СИ. Тем не менее, стабилизации энергообмена не происходит, что, в свою очередь, приводит к уменьшению ДЭ голограмм. Уменьшение уровня начальных возмущений в условиях  $l_{\perp} = k_{\perp}^{-1}$  несколько ослабляет их влияние на устойчивость СИ, но на больших длинах поглощения искажения поперечной структуры наблюдаются.

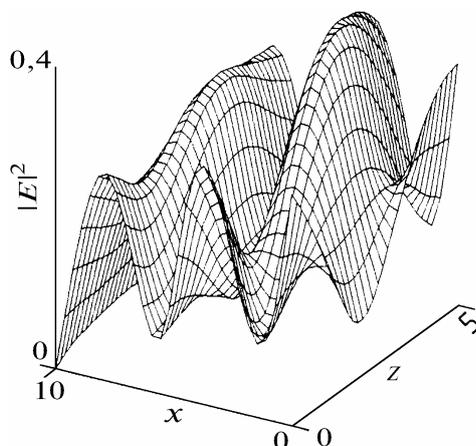


Рис. 7. Распределение интенсивности волны  $|E_1^2(x,z)$  при  $\theta = \pi/5$ ,  $\Phi_2^0 = 2\pi$ ,  $k_{\perp} = 85 \text{ см}^{-1}$ ,  $t = 10,5$

Следует также отметить значительное влияние дисперсии СИ не только на характер энергообмена, но и на качество ВВФ и СВФ. Даже при  $\Delta k = 1 \text{ см}^{-1}$  искажения поперечной структуры происходят уже при  $z = 0,1 \alpha_n^{-1}$ . Набег фазы СИ ухудшает условия энергообмена между  $E_1$ ,  $E_3$  и  $E_2$ , который становится знакопеременным, неустойчивым.

Итак, мелкомасштабная неустойчивость СИ в РДГ и его дисперсия оказывают существенное влияние на процесс восстановления и сопряжения волнового фронта. Даже при низких пространственных частотах фазовая информация об объекте искажается, что связано с неустойчивостью фронта СИ к мелкомасштабным возмущениям его поперечной структуры. Эти искажения существенно зависят от площадей и длительности ОП и СИ и временной задержки между ними. Нарушение условия захвата фаз (при  $k_{\perp} > 10 \text{ см}^{-1}$ ) дестабилизирует энергообмен между СИ и восстановленными волнами. Набег фаз взаимодействующих волн в совокупности с мелкомасштабной неустойчивостью их фронтов значительно искажает поперечную структуру волн с ВВФ и СВФ. Представляет интерес выяснить, каким образом проявляется указанная неустойчивость при записи ДГ в резонансных средах на однородно-уширенных спектральных линиях. Рассмотрим при этом условия записи, реализуемые экспериментально [17, 28, 40].

### 3. Квазистационарный режим записи ДГ на однородно уширенных спектральных линиях

Рассмотренная выше схема записи РДГ в значительной степени зависит от интенсивности и длительности ОП и СИ, а также от временной задержки между ними, поскольку голографические решетки по своей природе относятся к решеткам поляризации. Это предполагает использование ультракоротких импульсов (УКИ) и может обеспечить, как показывают вышеприведенные расчеты, достаточно высокую ДЭ. В это же время активно исследуется квазистационарный режим записи РДГ на однородно уширенных спектральных линиях в парах щелочных металлов [15–17, 28]. Однако проблема влияния мелкомасштабных возмущений опорной волны на энергообмен в голограммах в указанном режиме их записи практически не изучена, хотя на ее актуальность указано еще в работах, посвященных устойчивости одиночных импульсов в режиме просветления [32].

Рассмотрим запись объемных РДГ сильным и слабым световыми импульсами одинаковой несущей частоты, подаваемыми на среду одновременно и в одном направлении. Теоретически задача сводится к анализу самосогласованной системы уравнений (2)–(6) при условии

$T_2 \ll \tau_{p2} \ll T_1$ . Учитывая, что выполняется  $\dot{R}_{\pm} = 0$ , разрешим уравнения (2), (3) относительно  $R_{\mp}$  и, подставив их в (4), получим:

$$\dot{R}_3 = \left(\frac{d}{2\hbar}\right)^2 \left\{ R_3 T_2 \left( \sum_j \tilde{\varepsilon}_j e^{ik_j r} \right) \left( \sum_l \tilde{\varepsilon}_l e^{-ik_l r} \right) \left( 1 + i \Delta \omega T_2 \right)^{-1} + \text{к.с.} \right\}. \quad (16)$$

Проинтегрировав (16) по  $t$  в пределах  $[\tau_{12}, \infty)$  и учитывая выполнение начальных условий  $R_3(t = t_0) = R_{30} = -1/2$ , приходим к выражению для компоненты волны поляризации

$$R_3 = R_{30} \exp \left\{ -\alpha \sum_j \int_{\tau_{12}}^t |\varepsilon_j|^2 dt' - \alpha \sum_{l \neq j} \left[ e^{-i(k_l - k_j)r} \int_{\tau_{12}}^t \tilde{\varepsilon}_l \tilde{\varepsilon}_j^* dt' + \text{к.с.} \right] - \right. \\ \left. i \Delta \omega T_2 \sum_{l \neq j} \left[ e^{-i(k_l - k_j)r} \int_{\tau_{12}}^t \tilde{\varepsilon}_l^* \tilde{\varepsilon}_j dt' - \text{к.с.} \right] \right\}, \quad (17)$$

$$\text{где } \alpha^2 = \frac{d^2 T_2^2}{2\hbar^2 [1 + (\Delta \omega T_2)^2]}.$$

Используя известное соотношение  $\exp(v \cos x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m(v) \exp(imx)$  ( $I_m(v)$  – модифици-

рованные функции Бесселя) и ограничиваясь в разложении членами первого порядка малости ( $m = 0, \pm 1$ ), после ряда преобразований сведем рассматриваемую задачу к следующей системе уравнений для огибающих взаимодействующих волн

$$\frac{\partial E_j}{\partial z} + \frac{\partial E_j}{\partial t} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 E_j}{\partial x^2} = \frac{1 + i \Delta \omega T_2}{2} R_{30} \exp \left\{ -\alpha \sum_j \int_{\tau_{12}}^t |E_j|^2 dt' \right\} \{ E_j I_0(-4\alpha |G_{21}|) I_0(4 \Delta \omega T_2 \alpha |G_{21}|) + \\ + E_l \exp[(-1)^j i \xi_{21}] [I_0(-4\alpha |G_{21}|) I_1(4 \Delta \omega T_2 \alpha |G_{21}|) i^{(-1)^{j-1}} + I_0(4 \Delta \omega T_2 \alpha |G_{21}|) I_1(-4\alpha |G_{21}|)] \}, \quad (18)$$

$$\text{где } G_{lj} = \int_{\tau_{12}}^t |E_l E_j| e^{i(\psi_l - \psi_j)} dt', \quad \text{tg } \xi_{lj} = \frac{\text{Im} G_{lj}}{\text{Re} G_{lj}}, \quad j \neq l = 1, 2.$$

Система уравнений (18) представлена в безразмерном виде, единицы измерения входящих величин те же, что и в п. 2. Для численного решения системы в прямоугольной области  $D = \{(z, x); 0 \leq z \leq L_z; 0 \leq x \leq L_x\}$  вводились равномерные сетки, на которых полученные уравнения аппроксимировались с помощью разностных схем, аналогичных приводившимся. Полагали, что подаваемый на вход импульс опорной волны имеет вид  $|E_2|^2 = \frac{1}{2} \left[ 1 + \text{th} \left( t - \frac{z}{v} \right) / 2 \right]$ , что соответствует волне просветления [32]. Форма слабого пучка предполагалась идентичной. В начальный момент времени на однородную плоскую волну накладывали синусоидальное возмущение поперечной структуры, составляющее не более 2% огибающей.

Численное исследование устойчивости фронта одиночного импульса указанной формы показало, что по мере распространения в образце фронт импульса деформируется. Происходит разбиение пучка в поперечном сечении на субимпульсы, при этом наблюдается некоторое увеличение их интенсивности, но на развитой стадии нелинейности максимальные значения превышают средние не более чем в 2,5 раза (рис. 8). На основании численных расчетов установлено, что стабилизации неустойчивости не происходит, но при неоптимальных возмущениях, связанных с величиной и знаком отстройки от резонанса [33], неустойчивость развивается медленнее. При  $0 < \Delta \omega T_2 \ll 1$  искажения поперечной структуры не столь велики, тогда как при  $\Delta \omega T_2 \geq 1$  (анализируемый в работе случай) стабилизации устойчивости не происходит, а скорость роста возмущений гораздо выше, хотя и содержит, по оценкам [33], малый численный фактор.

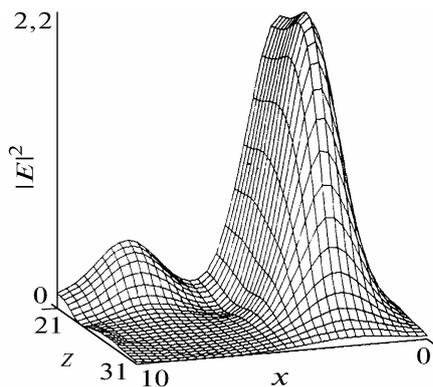


Рис. 8. Эволюция фронта сильного пучка на нелинейной стадии развития неустойчивости ( $t = 42$ )

Неустойчивость фронта опорной волны к мелкомасштабным возмущениям существенно сказывается и на восстанавливаемых волнах, приводя к их фазовым искажениям и оказывая влияние на энергообмен. Энергетический выход компонент с ВВФ и СВФ при считывании РДГ длинными импульсами (при указанном выше соотношении частоты резонансного перехода и несущей частоты импульса) значительно ниже, чем в случае записи-считывания голограмм УКИ (рис. 9). Это связано с релаксацией, несущей информацию об объекте наведенной макроскопической поляризации в процессе ее взаимодействия с сильным пучком.

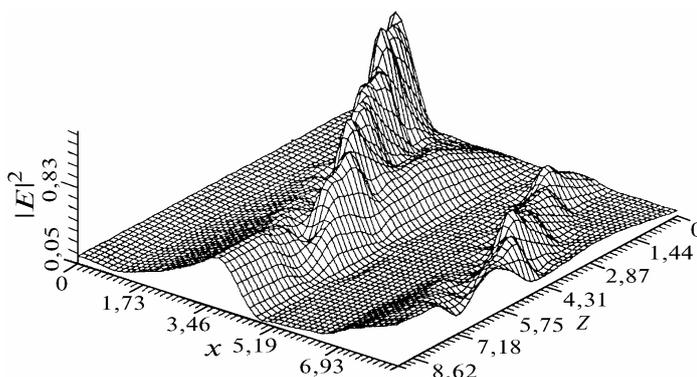


Рис. 9. Энергообмен между световыми импульсами при считывании РДГ длинными волнами ( $k_{\perp} = 1 \text{ см}^{-1}$ ,  $t = 45$ )

## Заключение

Основываясь на вышесказанном, можно утверждать следующее. Характер энергообмена между опорным пучком и восстановленными волнами в ДГ в протяженных резонансных средах существенно зависит от площадей ОП и СИ, их длительности и временной задержки между ними, а также устойчивости опорной волны к мелкомасштабным возмущениям ее поперечной структуры. В силу неустойчивости СИ к указанным возмущениям энергообмен носит знакопеременный, нестабильный характер, что в свою очередь уменьшает ДЭ РДГ. При считывании ДГ фазовая информация об объекте искажается даже в том случае, когда в его спектре не содержится высоких пространственных частот  $k_{\perp}$ . Это обусловлено неустойчивостью как СИ, так и самих восстановленных волн к мелкомасштабным возмущениям их фронтов. Искажения максимальны, если в спектре объекта содержатся пространственные частоты, совпадающие с частотой решетки возмущений. Учет этого факта позволит в экспериментальных исследованиях минимизировать возникающие искажения. Если значение  $k_{\perp}$  невелико ( $k_{\perp} < 10 \text{ см}^{-1}$ ), а размеры среды не превышают  $4\alpha_n^{-1}$ , наблюдается захват фаз взаимодействующих волн, стабилизирующий процесс энергообмена и обеспечивающий максимальную ДЭ РДГ. Дисперсия СИ приводит к тому, что даже при этих условиях стабилизация не происходит.

При считывании ДГ длинными импульсами света ДЭ взаимодействия зависит от временной задержки между импульсами, их длительности и максимальна при максимально наведен-

ной поляризации. Релаксация же указанной поляризации существенно уменьшает эффективность энергообмена

1. Копвиллем У.Х., Нагибаров В.Р. // ФММ. 1963. Т. 15. С. 313–315.
2. Манькин Э.А., Самарцев В.В. Оптическая эхоспектроскопия. М.: Наука, 1984. 272 с.
3. Копвиллем У.Х., Сабурова Р.В. Паралектрический резонанс. М.: Наука, 1982. 224 с.
4. Голенищев-Кутузов В.А., Самарцев В.В., Хабибуллин Б.М. Импульсная оптическая и акустическая когерентная спектроскопия. М.: Наука, 1988. 224 с.
5. Набойкин Ю.В., Самарцев В.В., Зиновьев П.В., Силаева Н.Б. Когерентная спектроскопия молекулярных кристаллов. Киев: Наукова думка, 1986. 204 с.
6. Shtyrov E.I., Samartsev V.V. // Phys. status solidi. 1978. V. 45a. P. 647–655.
7. Нефедьев П.А. // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 57. С. 889–893.
8. Нефедьев П.П. // Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 58. С. 854–859.
9. Копвиллем У.Х. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1973. Т. 37. С. 2010–2021.
10. Ахмедиев Н.Н., Борисов В.С., Кокин А.А., Самарцев В.В. // Электронная промышленность. 1984. N 9. С. 56–59.
11. Степанов Б.И., Ивакин Е.В., Рубанов А.С. // ДАН СССР. 1971. Т. 196. С. 567–569.
12. Kuchtarov N., Dovgalenko G., Starkov V. // Appl. Phys. A. 1984. V. 33. P. 227–231.
13. Волкова О.Н., Зозуля П.А. // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. С. 1416–1421.
14. Liao P.F., Bloom D.M., Esopomou N.P. // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 32. P. 813–815.
15. Bloom D.M., Liao P.F., Esopomou N.P. // Opt. Lett. 1978. V. 2. P. 58–60.
16. Королев А.Е., Стаселько Д.И. // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 57. С. 299–305.
17. Королев А.Е., Стаселько Д.И. // Голографические методы в науке и технике. Л.: ЛФТИ, 1985. С. 104.
18. Tanno N., Hoshimija T., Inabo H. // IEEE J. Quant. Electron. 1980. V. 16. P. 147–155.
19. Апанасевич П.А., Афанасьев А.А., Килин С.Я. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. С. 863–865.
20. Gasta C.J., Lam J.F., Lind R.C. // Opt. Lett. 1989. V. 14. P. 245–247.
21. Нагибарова И.А., Хасанов О.Х. // Оптика и спектроскопия. 1983. Т. 55. С. 125–128.
22. Хасанов О.Х. // Оптика и спектроскопия. 1981. Т. 50. С. 725–730.
23. Хасанов О.Х., Власов Р.А. // ЖПС. 1986. Т. 44. С. 32–37.
24. Королев А.Е., Назаров В.Н., Стаселько Д.И. // ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 111–118.
25. Afalas A.C., Micropoulos T., Simon P. et al. // Appl. Phys. B. 1988. V. 46. P. 363–368.
26. Беспалов В.Г., Забелло Е.И., Королев А.Е. и др. // Тез. докл. 6 Всесоюз. конф. по голографии. Витебск. 1990. С. 88.
27. Абрашин В.Н., Апанасевич П.А., Афанасьев А.А. и др. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. С. 546–552.
28. Королев А.Е., Назаров В.Н., Стаселько Д.И. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. С. 732–737.
29. Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В. // Квантовая электроника. 1978. Т. 5. С. 857–862.
30. Большов Л.А., Лиханский В.В., Напартович А.П. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 1769–1774.
31. Большов Л.А., Лиханский В.В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. С. 2047–2053.
32. Большов Л.А., Кириченко Т.К. // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. С. 2621–2626.
33. Bolshov L.A., Likhansky V.V. // Appl. Phys. 1979. V. 19. P. 221–225.
34. Власов Р.А., Смирнова Т.В., Хасанов О.Х. // ЖПС. 1987. Т. 47. С. 481–489.
35. Смирнова Т.В., Хасанов О.Х. // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 66. С. 200–204.
36. Нагибаров В.Р., Нагибарова И.А., Соловаров Н.К., Хасанов О.Х. // Квантовая электроника. 1979. Т. 6. С. 2175–2181.
37. Бутылкин В.С., Каплан А.Е., Хронопупло Ю.Г., Якубович Е.И. Резонансные взаимодействия с веществом. М.: Наука, 1977. 352с.
38. Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. 653с.
39. Карамзин Ю.Н., Сухоруков А.П., Трофимов В.А. Математическое моделирование в нелинейной оптике. М.: Изд-во МГУ, 1989. 154с.
40. Королев А.Е., Стаселько Д.И. // Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 58. С. 147–152.

Институт физики твердого тела и полупроводников АН Беларуси

Поступила в редакцию  
18 марта 1993 г.

L.S. Korzun, T.V. Smirnova, O.Kh. Khasanov. **Nonstationary Energy Exchange Between Light Beams in a Resonance Dynamic Hologram.**

This paper deals with the study of kinetics of a nonstationary energy exchange between the reading pulses and reconstructing waves in a resonance dynamic hologram. It is shown that the character of the energy exchange between the reference beam and reconstructed waves essentially depends on the areas of the object beam and a reading pulse, their durations and time lag between them, as well as on the stability of the reference wave to small scale perturbations of its transverse structure. It has been revealed in the course of this study that the phase information on the object is distorted due to small scale instability of reading pulses even if there are no high spatial frequencies in its spectrum.