

Оптическая запись нестационарных пространственных структур в системе насыщаемых трехуровневых центров

М.Г.Кучеренко, А.П.Русинов

Проанализирован процесс оптической записи и распада нестационарных пространственных структур в системе с нелинейным откликом, обусловленным некогерентным насыщением трехуровневых центров. Основное внимание уделено тепловому механизму фазовой записи в средах с коэффициентом теплопроводности, не зависящим от температуры. Исследована релаксация неоднородного температурного поля и дифракция зондирующего луча на нестационарной структуре.

Ключевые слова: оптическая запись, трехуровневые центры, нелинейное поглощение, дифракция на нестационарной структуре.

1. Введение

Сущностью оптической записи неоднородной картины освещенности является изменение параметров среды в соответствии с локальной интенсивностью света [1, 2]. Линейный отклик системы на фотовоздействие обеспечивает регистрацию изображения без искажений, и во многих случаях это свойство носителя записи предполагается априори [3–8]. С другой стороны, безусловно, оно присуще лишь идеальной, в обсуждаемом смысле, матрице – регистрирующей среде.

В настоящей работе мы рассматриваем случай, когда нелинейный отклик системы возникает в результате наличия у фотохромных центров ловушечного уровня, отвечающего метастабильному возбужденному состоянию. Мы покажем, что качество нестационарной оптической записи в системах, содержащих эти уровни, зависит от времени экспозиции таким образом, что в некотором диапазоне продолжительности освещенности фоточувствительной матрицы искажения в регистрации изображения увеличиваются.

Описание населенности уровней ограничим рассмотрением балансной схемы, полагая фазовую релаксацию системы завершённой на рассматриваемых временных масштабах. Выделим три активных уровня с энергиями E_0 , E_s , E_t , отвечающими состояниям 0 (основное), s (первое возбужденное синглетное) и t (нижнее по энергии триплетное). Суммарную скорость спонтанной дезактивации s-состояния обозначим как $1/\tau_s^* = 1/\tau_s + K_{st}$, включив в нее скорость $1/\tau_s$ распада по синглетному каналу, объединяющего ветви излучательного ($s \rightarrow 0$) и безызлучательного ($s \rightsquigarrow 0$) распада, а также скорость K_{st} интерконверсии ($s \rightsquigarrow t$). Скорость спонтанной дезактивации t-состояния обозначим как $1/\tau_t$. Населенности состояний 0, s, t будем обозначать соответственно через n_0 ,

n_s , n_t . В результате облучения фоточувствительного материала на его поверхности ($z = 0$) и в толще матрицы ($0 < z < l$, где l – толщина слоя матрицы) возникает картина неоднородной освещенности – в соответствии с поперечной пространственно-модулированной интенсивностью светового потока $I(r, t)$. Вектор $r = r(x, y)$ лежит в плоскости, перпендикулярной оси z .

2. Кинетика населенностей

Для простоты анализа рассмотрим случай оптически тонкого слоя, тогда r (для осесимметричной задачи $r = |r|$) можем считать находящимся на поверхности образца ($z = 0$) [9]. Сечение поглощения для перехода $0 \rightarrow s$ обозначим через σ . Тогда система балансных кинетических уравнений для населенностей n_0 , n_s , n_t может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_0}{\partial t} &= -\sigma[n_0(r, t) - n_s(r, t)]I(r, t) + \frac{1}{\tau_s}n_s(r, t) + \frac{1}{\tau_t}n_t(r, t), \\ \frac{\partial n_s}{\partial t} &= \sigma[n_0(r, t) - n_s(r, t)]I(r, t) - \frac{1}{\tau_s}n_s(r, t) - K_{st}n_s(r, t), \\ \frac{\partial n_t}{\partial t} &= K_{st}n_s(r, t) - \frac{1}{\tau_t}n_t(r, t). \end{aligned} \quad (1)$$

При этом в любой момент времени t выполняется условие интегрального баланса

$$n_0(r, t) + n_s(r, t) + n_t(r, t) = n \quad (n = \text{const}), \quad (2)$$

отражающее факт отсутствия фотохимического (необратимого) расхода реагентов.

Если временная зависимость интенсивности $I(r, t)$ имеет форму прямоугольного импульса продолжительностью t_0

$$I(r, t) = \begin{cases} I(r), & t < t_0, \\ 0, & t > t_0, \end{cases} \quad (3)$$

система (1) сводится к системе линейных однородных уравнений с постоянными коэффициентами (зависимость

М.Г.Кучеренко, А.П.Русинов. Государственное образовательное учреждение «Оренбургский государственный университет», Россия, 460352 Оренбург, просп. Победы, 13

от координаты r – параметрическая). Во время действия источника возбуждения ($t < t_0$) матрица A коэффициентов системы (1) и вектор-столбец \mathbf{n} населенностей принимают вид

$$A = \begin{pmatrix} -\sigma I(r) & \tau_s^{-1} + \sigma I(r) & \tau_t^{-1} \\ \sigma I(r) & -[\tau_s^{-1} + K_{st} + \sigma I(r)] & 0 \\ 0 & K_{st} & -\tau_t^{-1} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$\mathbf{n} = \begin{pmatrix} n_0 \\ n_s \\ n_t \end{pmatrix}.$$

Тогда система (1) может быть записана в виде $\dot{\mathbf{n}} = A\mathbf{n}$, а формальное решение задачи $-\mathbf{n}(t) = \exp(At)\mathbf{n}(0)$.

Одно из трех невырожденных собственных значений λ матрицы A – нулевое, а два других определяются следующим выражением:

$$\lambda^\pm = -\frac{1}{2} [\tau_s^{-1} + \tau_t^{-1} + K_{st} + 2\sigma I(r)] \pm \frac{1}{2} \{ [\tau_s^{-1} - \tau_t^{-1} + K_{st} + 2\sigma I(r)]^2 - 4K_{st}\sigma I(r) \}^{1/2}. \quad (5)$$

Подчеркнем, что в работе [10] при рассмотрении аналогичной балансной схемы не были учтены вынужденные переходы $s \rightarrow 0$, поэтому в выражении для λ у авторов [10] фигурирует слагаемое σI , вместо $2\sigma I$, как в (5). Кроме того, в физически разумной ситуации, когда $\tau_s^{-1} > \tau_t^{-1}$, комплексность λ не имеет места даже при самых экзотических предположениях. Таким образом, собственные значения λ^\pm , представленные (5), действительны и, как легко заметить, оба отрицательны при любых значениях кинетических параметров и интенсивности накачки. Учитывая отмеченные особенности параметра λ , приведем общее и некоторые частные решения для кинетики населенностей n_s и n_t , отличающиеся от полученных в [10].

Стационарное решение системы $\dot{\mathbf{n}} = A\mathbf{n}$, т. е. системы $A\mathbf{n} = 0$, дает следующую картину населенностей:

$$n_s^\infty(r) = n \frac{\tau_t^{-1}\sigma I(r)}{\lambda^+(r)\lambda^-(r)}, \quad n_t^\infty(r) = n \frac{K_{st}\sigma I(r)}{\lambda^+(r)\lambda^-(r)}, \quad (6)$$

$$n_0^\infty(r) + n_s^\infty(r) + n_t^\infty(r) = n.$$

Полагая $n_0(r, 0) = n$, находим решение исходной системы (1) в виде

$$n_s(r, t) = n_s^\infty(r) \times \left\{ 1 + \frac{|\lambda^+(r)| + K_{st}\tau_t\sigma I(r) - \tau_t^{-1}}{\lambda^+(r) - \lambda^-(r)} \exp[-|\lambda^+(r)|t] - \frac{|\lambda^-(r)| + K_{st}\tau_t\sigma I(r) - \tau_t^{-1}}{\lambda^+(r) - \lambda^-(r)} \exp[-|\lambda^-(r)|t] \right\}, \quad (7)$$

$$n_t(r, t) = n_t^\infty(r) \left\{ 1 + \frac{\lambda^-(r) \exp[-|\lambda^+(r)|t]}{\lambda^+(r) - \lambda^-(r)} - \frac{\lambda^+(r) \exp[-|\lambda^-(r)|t]}{\lambda^+(r) - \lambda^-(r)} \right\}. \quad (8)$$

Кинетика обеднения-восполнения населенности невозбужденного состояния определяется балансным соотношением (2).

Если наблюдение за перераспределением населенностей в трехуровневой системе осуществляется на временах $t \ll \tau_t$, уравнения для n_0 и n_s перестают зависеть от населенности триплетного уровня n_t . Порядок матрицы A в этом случае понижается до двух ($A \rightarrow \tilde{A}$), а два собственных значения $\tilde{\lambda}^\pm$ редуцированной матрицы \tilde{A} соответствуют выражению (5), если положить в (5) скорость τ_t^{-1} равной нулю:

$$\tilde{\lambda}^\pm = -\frac{1}{2} [\tau_s^{-1} + K_{st} + 2\sigma I(r)] \pm \frac{1}{2} \{ [\tau_s^{-1} + K_{st} + 2\sigma I(r)]^2 - 4K_{st}\sigma I(r) \}^{1/2}. \quad (9)$$

Населенность $n_t(r, t)$ на этом кинетическом этапе монотонно растет, а населенность $n_0(r, t)$ монотонно убывает со временем. От общего решения (7), (8) легко прийти к редуцированному варианту $t \ll \tau_t$ в результате предельного перехода $\tau_t^{-1} \rightarrow 0$:

$$n_s(r, t \ll \tau_t) = n\sigma I(r) \frac{\exp[-|\tilde{\lambda}^+(r)|t] - \exp[-|\tilde{\lambda}^-(r)|t]}{\tilde{\lambda}^+(r) - \tilde{\lambda}^-(r)}, \quad (10)$$

$$n_t(r, t \ll \tau_t) =$$

$$n \left\{ 1 + \frac{\tilde{\lambda}^-(r) \exp[-|\tilde{\lambda}^+(r)|t] - \tilde{\lambda}^+(r) \exp[-|\tilde{\lambda}^-(r)|t]}{\tilde{\lambda}^+(r) - \tilde{\lambda}^-(r)} \right\}. \quad (11)$$

Для часто встречающихся на практике случаев умеренной и слабой интенсивности накачки $K_{st}, \tau_s^{-1} \gg \sigma I(r=0) = \sigma I(0)$ решения (5)–(8) и (9)–(11) могут быть упрощены. Степенное разложение (5) с точностью до членов первого порядка приводит к следующему результату:

$$\bar{\lambda}^+ = -\tau_t^{-1} - \frac{K_{st}\sigma I(r)}{\tau_s^{-1} - \tau_t^{-1} + K_{st} + 2\sigma I(r)}, \quad (12)$$

$$\bar{\lambda}^- = -\tau_s^{-1} - K_{st} - 2\sigma I(r) + \frac{K_{st}\sigma I(r)}{\tau_s^{-1} - \tau_t^{-1} + K_{st} + 2\sigma I(r)}. \quad (13)$$

На начальном этапе кинетики населенностей, при $t \ll \tau_t$, допустима дальнейшая редукция ($\tau_t^{-1} \rightarrow 0$) выражений (12), (13):

$$\bar{\lambda}^+ = -\sigma I(r)\varphi_t(r), \quad (14)$$

$$\bar{\lambda}^- = -\{\tau_s^{-1} + K_{st} + \sigma I(r)[2 - \varphi_t(r)]\}, \quad (15)$$

где

$$\varphi_t(r) = -\frac{K_{st}}{\tau_s^{-1} + K_{st} + 2\sigma I(r)} \quad (16)$$

– величина обобщенного квантового выхода в t -состояние.

Анализ кинетики населенностей после завершения импульса воздействия, т. е. при $t > t_0$, проводится на основе сопряжения двух решений (в ходе накачки и после нее) в момент $t = t_0$.

Наконец рассмотрим случай адиабатически медленного изменения интенсивности $I(r, t)$ накачки по сравнению с характерным временным масштабом τ_s перераспределения населенности в синглетной подсистеме уровней. Другими словами, будем считать, что малым пара-

метром задачи является относительная скорость изменения интенсивности накачки: $(1/I)(\partial I/\partial t) \ll \tau_s^{-1}$. Если, кроме того, скорость K_{st} интерконверсии $s \rightarrow t$ также мала по сравнению с эффективной скоростью $1/\tau_s^* + 2\sigma I(r, t)$ дезактивации s -состояния, проблема описания кинетики населенностей в трехуровневой системе указанного типа может быть решена на основе простых представлений о квазистационарном режиме населенностей в подсистеме s -уровней. Ограничимся рассмотрением «накопительно-го» этапа кинетики t -центров ($\tau_t^{-1} \rightarrow 0$). Решение системы (1) для населенности $n_s(r, t)$ дает следующий результат:

$$n_s(r, t) = [n_{0s}^\Sigma(r, t)]_{ad} \frac{\sigma I(r, t)}{\tau_s^{-1} + K_{st} + 2\sigma I(r, t)}, \quad (17)$$

где $[n_{0s}^\Sigma(r, t)]_{ad}$ – адиабатически медленное изменение суммарной населенности синглетных уровней в результате необратимых интеркомбинационных переходов $s \rightarrow t$. Заменяя величину $[n_{0s}^\Sigma(r, t)]_{ad}$ в (17) разностью $n - n_t(r, t)$, а затем подставляя (17) в третье уравнение системы (1), получаем после интегрирования

$$n_t(r, t) = n \left\{ 1 - \exp \left[-\sigma \int_0^t \Phi_t(r, t') I(r, t') dt' \right] \right\}. \quad (18)$$

В (18) через Φ_t обозначен обобщенный квантовый выход в триплетное состояние t , который при больших интенсивностях $I(r, t)$ накачки становится время- и координатно-зависимой функцией, формально совпадая с (16),

$$\Phi_t(r, t) = \frac{K_{st}}{\tau_s^{-1} + K_{st} + 2\sigma I(r, t)}. \quad (19)$$

При $K_{st}, \tau_s^{-1} \gg \sigma I(0)$ функция $\Phi_t(r, t)$ вырождается в обычный числовой фактор, характеризующий спонтанные каналы распада s -состояния: $\Phi_t = K_{st}/(\tau_s^{-1} + K_{st})$.

Кинетика населенностей s -уровней в квазистационарном режиме определяется следующими выражениями, вытекающими из формул (17), (18) и (2):

$$n_0(r, t) = n \left[1 - \frac{\sigma I(r, t)}{\tau_s^{-1} + K_{st} + 2\sigma I(r, t)} \right] \times \exp \left[-\sigma \int_0^t \Phi_t(r, t') I(r, t') dt' \right], \quad (20)$$

$$n_s(r, t) = n \frac{\sigma I(r, t)}{\tau_s^{-1} + K_{st} + 2\sigma I(r, t)} \times \exp \left[-\sigma \int_0^t \Phi_t(r, t') I(r, t') dt' \right]. \quad (21)$$

Формулы для населенностей (18), (20), (21) не учитывают спонтанного распада t -состояния, поэтому они справедливы лишь при $t \ll \tau_t$. Заметим, что такого же рода выражения получаются из формул (10), (11) с учетом (14), (15) при нулевой относительной скорости изменения интенсивности накачки $(1/I)(\partial I/\partial t) \rightarrow 0$.

Подводя итог полученных в разд.2 результатов, можно говорить о времени $1/\lambda^+$ как о времени записи неоднородной структуры – в случае возбуждения системы импульсом прямоугольной формы. При малой относитель-

ной скорости изменения интенсивности излучения накачки и малом $\Phi_t(r, t)$ время

$$t_r = \left[\frac{1}{t} \int_0^t \Phi_t(r, t') \sigma I(r, t') dt' \right]^{-1} \quad (22)$$

может быть интерпретировано как время формирования регистрирующего отклика, совпадающее с $1/\lambda^+$ при $(1/I)(\partial I/\partial t) \rightarrow 0$.

На рис.1 приведены результаты численных расчетов кинетики радиального распределения населенностей синглетного и триплетного уровней. При гауссовом распределении интенсивности накачки наблюдается нелинейный отклик в виде негауссовых профилей индуцированных s - и t -населенностей. С течением времени искажения профилей становятся все более отчетливо выраженными. При этом можно выделить две особенности.

– Некогерентное насыщение на уровне s проявляется уже при малых временах экспозиции в условиях высокой интенсивности накачки ($\sigma I(0) \geq \tau_s^{-1}$). В результате радиальный профиль населенности n_s искажается практически изначально, наблюдается характерное усечение его максимума, а поскольку населенность n_t пропорциональна интегралу по времени от населенности n_s , профиль $n_t(r)$ искажен соответственно.

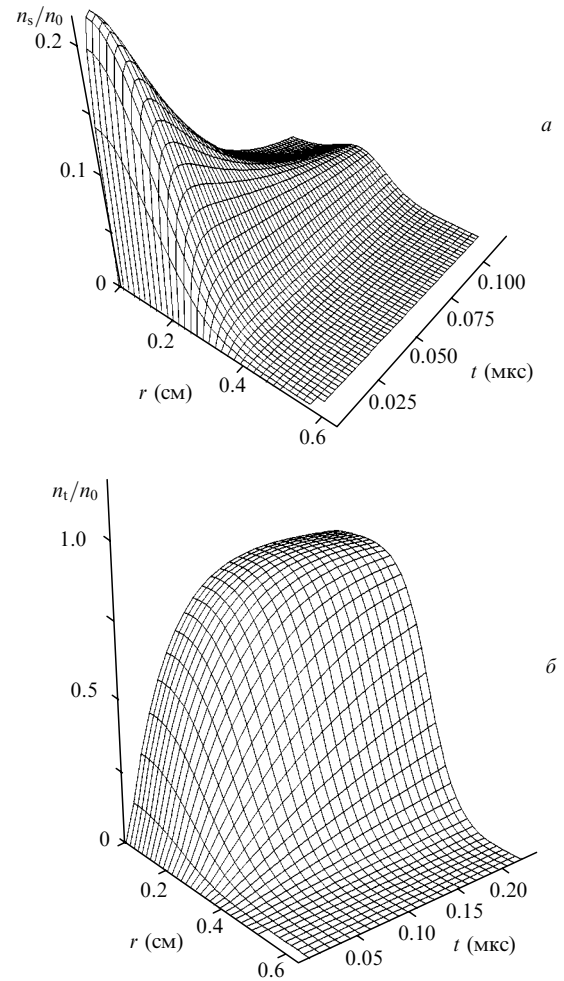


Рис.1. Зависимости относительной населенности s - (а) и t -уровня (б) от расстояния r от оси лазерного пучка и времени t при $\sigma I(0) = 10^8 \text{ c}^{-1}$, $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $K_{st} = \tau_s^{-1} = 10^8 \text{ c}^{-1}$.

– При больших длительностях лазерного импульса возникает эффект неоднородного заселения t -уровня из-за различия скорости «перекачки» населенности для разных r . В результате этого даже при слабой – ненасыщающей – накачке, профили населенностей искажаются более существенно в максимуме освещенности вследствие более частых переходов $s \rightsquigarrow t$ в центре гауссова поля. По этой причине профиль населенности $n_s(r)$ с течением времени «проседает» в области малых r . На триплетном уровне искажения формы не столь заметны, но со временем нарастают и они.

Перераспределение населенностей $n_0(r, t)$, $n_s(r, t)$, $n_t(r, t)$ влечет за собой изменение оптических характеристик матрицы, содержащей фотоактивные центры. Таким образом, запись пространственной структуры освещенности $I(r, t)$ может быть осуществлена на любой из трех подсистем состояний 0, s или t . Считывание зарегистрированного образа может быть произведено зондирующим лучом в полосе поглощения указанных состояний, либо в результате его рефракции на прозрачном участке матрицы с пространственно-модулированным показателем преломления. В последнем случае наиболее универсальным механизмом фазовой записи является тепловая оптическая неоднородность.

3. Эволюция неоднородного теплового поля

Перераспределение населенностей $n_0(r, t)$, $n_s(r, t)$, $n_t(r, t)$ сопровождается безызлучательными процессами необратимой передачи энергии в решетку. Такое тепловыделение происходит при переходах $s \rightsquigarrow 0$, $s \rightsquigarrow t$, причем в первом случае величина кванта выделяемой энергии приблизительно в полтора-два раза выше, чем во втором. Однако в любом варианте мощности $q_{s0}(r, t)$, $q_{st}(r, t)$ объемной плотности тепловых источников определяются населенностью s -уровня, поскольку $q_{s0}(r, t) \sim (1/\tau_s^{\text{fl}})n_s(r, t)$ и $q_{st}(r, t) \sim K_{st}n_s(r, t)$. Через τ_s^{fl} здесь обозначено время перехода $s \rightsquigarrow 0$.

При безызлучательных переходах $t \rightsquigarrow 0$ скорость соответствующего тепловыделения $q_{t0}(r, t) \sim (1/\tau_t^{\text{fl}})n_t(r, t)$. Вводя энергии квантов E_{s0} , E_{st} , E_{t0} , для мощности тепловых источников синглетного и триплетного типа получаем

$$q_s(r, t) = (E_{s0}/\tau_s^{\text{fl}} + E_{st}K_{st})n_s(r, t), \quad (23)$$

$$q_t(r, t) = (E_{t0}/\tau_t^{\text{fl}})n_t(r, t). \quad (24)$$

Очевидно, что действие источников $q_t(r, t)$ начинает эффективно сказываться лишь при $t \sim \tau_t$.

Рассмотрим эволюцию температурного поля $T(r, t)$ в матрице с трехуровневыми фотоактивными центрами при действии тепловых источников (см. (23), (24)), инициированных лазерной накачкой интенсивности $I(r, t)$.

Будем считать, что поглощающий образец представляет собой неограниченный по r оптически тонкий слой с теплоизолированными поверхностями. В этом случае $T(r, t)$ не зависит от z , и $\partial T/\partial z = 0$. Тогда радиально-симметричный профиль освещенности будет порождать тепловое поле той же конфигурации. Уравнение теплопроводности в полярной системе координат записывается в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + f(r, t), \quad (25)$$

где $a^2 = K/(c\rho)$; K , c , ρ – коэффициент теплопроводности, удельная теплоемкость и плотность матрицы соответственно (в настоящей работе будем считать все эти параметры постоянными); $f(r, t) = q(r, t)/(c\rho)$; $q(r, t) = q_s(r, t) + q_t(r, t)$ – объемная плотность мощности эффективного теплового источника. Начальное условие для $T(r, t)$ выбирается в виде $T(r, 0) = T_0$, где $T_0 = \text{const}$ – температура матрицы до фотоиницирования. Решение (25) определяет эволюцию температурного поля $T(r, t)$ в виде

$$T(r, t) = T_0 + \int_0^t d\tau' \int_0^\infty f(r', \tau') G(r, r'|t - \tau') 2\pi r' dr', \quad (26)$$

где

$$G(r, r'|t - \tau') = \frac{1}{4\pi a^2 (t - \tau')} \times \exp \left[-\frac{r^2 + r'^2}{4a^2 (t - \tau')} \right] I_0 \left[\frac{rr'}{2a^2 (t - \tau')} \right] \quad (27)$$

– функция Грина рассматриваемой краевой задачи [11]; $I_0(\xi)$ – функция Бесселя мнимого аргумента.

На примере распределения $n_s(r, t)$, задаваемого (21), видим, что радиальный профиль интенсивности $I(r, t)$ формирует неискаженный тепловой отклик $q(r, t) \sim I(r, t)$ лишь в случае малоинтенсивной накачки и отсутствия t -уровня (либо $K_{st} = 0$). В области значений параметров $rr'/(a^2 t) \gg 1$ (большая удаленность точки наблюдения r от центра освещенности и/или малое время после начала инициирования)

$$I_0 \left[\frac{rr'}{2a^2 (t - \tau')} \right] \approx \frac{1}{2\pi} \left[\frac{2a^2 (t - \tau')}{rr'} \right]^{1/2} \exp \left[\frac{rr'}{2a^2 (t - \tau')} \right],$$

и для гауссовой зависимости $I(r)$ температурное поле (26) может быть приближенно представлено в аналитическом виде

$$T(r, t) = T_0 + \frac{E_{s0} n \sigma I(0) \tau_s}{c\rho \ 2\alpha \sqrt{\pi} \tau_s^{\text{fl}}} \int_{1/(1+\alpha t)}^1 \frac{\exp[-(r^2/R^2)\xi]}{\xi} d\xi, \quad (28)$$

где $\alpha = 4a^2/R^2$; R – характерный радиус пучка накачки. Из (28) видно, что в начале процесса формируется гауссов профиль температурного поля, который затем деформируется со временем. Таким образом, даже в простейшем случае двухуровневой системы температурный отклик на световой импульс конечной продолжительности t_0 не сохраняет формы радиального распределения интенсивности $I(r)$. При наличии t -уровня, но при $t < t_0 \ll \tau_t$, как следует из (21), даже при малых интенсивностях накачки распределение синглетных тепловых источников $q_s(r, t)$ не следует профилю $I(r)$. Искажения отклика нарастают со временем, «срежая» верхушку гауссова «колокола».

При малых интенсивностях K_{st} , $\tau_s^{-1} \gg \sigma I(0)$, но продолжительной накачке, когда $t_0 \geq \tau_t$, необходимо учитывать действие триплетных тепловых источников $q_t(r, t)$. Для населенностей (7), (8) используются собственные числа (12), (13). Если накачка слаба настолько, что и $\tau_t^{-1} \gg \sigma I(0)$, кинетика населенностей $n_s(r, t)$, $n_t(r, t)$ определяется показателем $\bar{\lambda}^+ \approx \tau_t^{-1}$. В этом случае искажения отклика на «формирующий образ» $I(r)$ вновь становятся минимальными, как и в случае очень малых времен для (28). Радиальное распределение мощности тепловых ис-

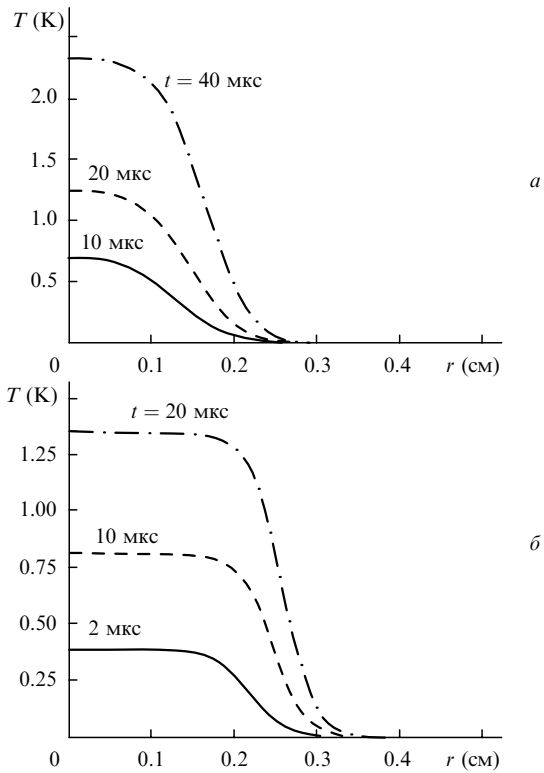


Рис.2. Радиальные профили температурного поля в различные моменты времени $t = t_0$ при слабой ($\sigma I(0) = 10^6 \text{ c}^{-1}$) (а) и интенсивной ($\sigma I(0) = 10^8 \text{ c}^{-1}$) (б) накачке. Остальные параметры те же, что и на рис.1.

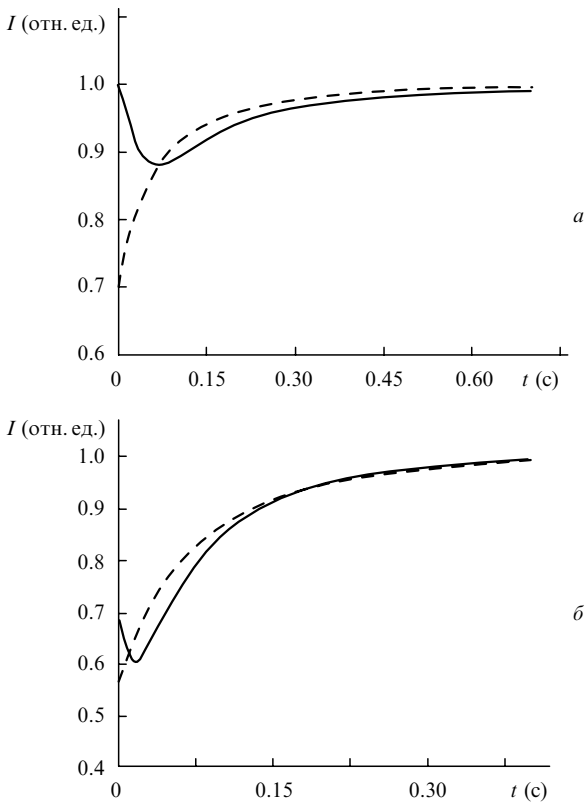


Рис.3. Временные зависимости интенсивности термолинзового сигнала при дифракции на существенно (а) и слабо (б) искаженном тепловом поле (см. рис.2), в случае нелинейного фототермического отклика (сплошные кривые). Для сравнения даны соответствующие временные зависимости интенсивности термолинзового сигнала при дифракции на структуре с гауссовым профилем (штриховые кривые).

точников s- и t-типа следует стационарной картине населенностей (6), т. е. становится пропорциональным $I(r)$: $n_s^\infty(r) = n\sigma I(r)/(\tau_s^{-1} + K_{st})$, $n_t^\infty(r) = n\varphi_t \tau_t \sigma I(r)$. Данные выводы подтверждаются результатами численного моделирования тепловых полей на основе выражений (23)–(27).

Анализ тепловых полей в системе с некогерентным насыщением при возбуждении ее лазерным пучком с гауссовой формой импульса по радиусу показывает, что только при малых интенсивностях и малом времени накачки результирующее тепловое поле приближенно сохраняет профиль инициирующего излучения. При накачках $\sigma I(0) \ll K_{st}$, τ_s^{-1} и/или длительности импульса $t_0 < [\sigma I(0)]^{-1}$ искажения теплового поля малы, но они нарастают с увеличением t_0 (рис.2,а).

При больших накачках (рис.2,б), когда $\sigma I(0) \geq \tau_s^{-1}$, тепловое поле негауссово изначально, и с течением времени распределение температуры приобретает форму, все более близкую к прямоугольной.

4. Дифракция зондирующего пучка на нестационарной тепловой структуре

«Считывание» записанного образа производится с помощью лазера малой мощности с малым поперечным сечением пучка [12–15]. Неоднородное температурное поле в матрице, сформированное при записи («тепловая структура»), порождает градиент показателя преломления

$$\frac{dn}{dr} = \frac{\partial n}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r}.$$

При прохождении пробного пучка через разогретый участок образца в точках с разными координатами r набег фазы волны различен. Прошедший пучок представляет собой результат интерференции вторичных волн от освещенной поверхности зондируемого слоя.

В качестве примера рассмотрим случай соосного расположения инициирующего и зондирующего пучков. Такая высокосимметричная конфигурация обеспечивает компактную форму выражений для наблюдаемых величин, сохраняя возможности для анализа исследуемых особенностей записи и распада в виде динамической тепловой структуры. Коаксиальный вариант оптической схемы снимает требование малости диаметра зондирующего пучка, заменяя его более мягким условием локализации освещенной зоны в области, прогретой инициирующим пучком.

Аксиально-симметричное поле напряженностей $E(r', t)$ дифрагированной волны в плоскости наблюдения $z = L$ имеет вид

$$E(r', t) = \frac{ik}{2\pi L} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty r dr E_0(r) \times \exp \left[-\frac{ik}{2L} (r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \varphi) + i\Phi(r, t) \right], \quad (29)$$

где $k = 2\pi/\lambda_p$; λ_p – длина волны излучения зондирующего лазера. Фазовый набег $\Phi(r, t)$ для участка волны в области кольца $(r, r + dr)$ разогретого слоя толщиной l собственно и отвечает за термолинзовый эффект, и определяется динамикой температурного поля $\Delta T(r, t) = T(r, t) - T_0$:

$$\Phi(r, t) = k \frac{\partial n}{\partial T} \int_{-l/2}^{l/2} \Delta T(r, t|z) dz = k \frac{\partial n}{\partial T} l \Delta T(r, t). \quad (30)$$

Изменения температурного поля $\Delta T(r, t)$ могут содержать зависимость от z , если поглощающий слой нельзя считать оптически тонким и/или фронтальные поверхности $z = \pm l/2$ не теплоизолированы. В (30) учтено, что оба условия выполнены. Напряженность поля падающей волны $E_0(r)$ в плоскости $z = -l/2 \approx 0$ в случае, когда область «перетяжки» зондирующего пучка вынесена за пределы слоя на расстояние z_1 , описывается известными выражениями

$$E_0(r) = E_{00} \frac{w_0}{w(z_1)} \exp \left[-r^2 \left(\frac{1}{w^2(z_1)} + \frac{ik}{2R(z_1)} \right) \right],$$

$$w^2(z) = w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right), \quad R(z) = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2} \right), \quad z_0 = \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda_p}, \quad (31)$$

где E_{00} – амплитуда гауссова пространственного профиля. Интенсивность $I(r', t)$ света в плоскости фотоприемника $z = L$ определяется амплитудой (29): $I(r', t) = |E(r', t)|^2$. В качестве регистрируемого сигнала может выступать как локальная интенсивность $I(r', t)$ в области узкой круговой полосы $(r', r' + dr')$, так и интегральная характеристика – энергия $W(t)$ излучения в круговой области фиксированного радиуса R_0 :

$$W(t) = \int_0^{R_0} I(r', t) 2\pi r' dr'.$$

На рис.3 представлены результаты расчета термолинзового сигнала при дифракции пробного пучка на тепловых структурах, записанных в условиях линейного отклика, и в нелинейном режиме, обусловленном некогерентным насыщением в системе трехуровневых центров. В качестве характеристики фототермического отклика использовалась локальная интенсивность света в центре экрана наблюдения $I(t) = I(0, t)$. По сравнению с сигналом дифракции на гауссовом тепловом поле изменения интенсивности сфокусированного пучка при детектировании искаженной (негауссовой) структуры меньше по амплитуде, но сложнее по форме, что обуславливает большую информативность измерений. Такой сигнал характеризует не только динамику релаксации теплового поля, но и позволяет судить о его форме и искажениях этой формы при записи.

5. Заключение

Проведенное исследование показало, что некогерентное насыщение трехуровневой системы лазерными импульсами различной амплитуды и продолжительности приводит к нелинейному абсорбционному и фототермическому (фазовому) отклику. Это обстоятельство следует учитывать при анализе дифракционных сигналов, получаемых в ходе зондирования формирующихся пространственных неоднородностей – тепловых или концентрационных. Полученные выражения позволяют произвести описание процесса записи нестационарных структур, а также осуществить решение обратных задач при некоторых способах оптической регистрации и считывания сохраненной информации [16, 17]. Выполненные в качестве иллюстрации расчеты подтверждают нелинейный характер оптической записи нестационарных тепловых и концентрационных структур в системе насыщаемых трехуровневых центров. Анализ полученных пространственно-временных распределений параметров фотоактивной матрицы позволяет сделать вывод об исключительности режимов, обеспечивающих линейный отклик при регистрации оптических образов. Увеличение времени экспозиции и интенсивности освещения увеличивает искажения при динамической записи.

1. Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В. *Динамическая голография* (Киев: Наукова Думка, 1983, с. 128).
2. Ивахник В.В. *Динамические голограммы в средах с керровской и тепловой нелинейностями и на обратимых фотохромных материалах* (Самара: СамГУ, 2001, с. 98).
3. Перов А.Н. *Оптика и спектроскопия*, **66**, 195 (1989).
4. Kucherenko M.G., Ketsle G.A., Ketsle E.G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2797**, 63 (1996).
5. Kucherenko M.G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2951**, 80 (1996).
6. Kucherenko M.G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3347**, 302 (1998).
7. Кучеренко М.Г., Кецле Г.А. *Оптика и спектроскопия*, **85**, 265 (1998).
8. Кучеренко М.Г. *Журнал научной и прикладной фотографии*, **43** (5), 66 (1998).
9. Кучеренко М.Г. *Тез. докл. Международ. конфер. «Оптика полупроводников»* (Ульяновск: УГУ, 1998, с. 2).
10. Маркель В.А., Штокман М.И. *Оптика и спектроскопия*, **67**, 115 (1989).
11. Будаев Б.М., Самарский А.А., Тихонов А.Н. *Сборник задач по математической физике* (М.: Наука, 1972, с. 688).
12. Глазов А.Л., Муратиков К.Л. *ЖТФ*, **64** (1), 118 (1994).
13. Лукьянов А.Ю., Новиков М.А. *ЖТФ*, **70** (11), 99 (2000).
14. Муратиков К.Л., Глазов А.Л. *ЖТФ*, **71** (6), 110 (2001).
15. Лукьянов А.Ю., Погорелко А.А. *ЖТФ*, **72** (5), 72 (2002).
16. Maniloff E.S., Johnson K.M. *Opt. Engng.*, **29** (3), 225 (1990).
17. Микаэлян А.Л., Никанорова Е.А., Салахутдинов В.К. *Квантовая электроника*, **21** (8), 781 (1994).