

Модуляция характеристик комплексных голографических решеток при воздействии дополнительным лазерным импульсом

М.Г.Кучеренко, А.П.Русинов, Д.С.Федоров

Исследован процесс записи элементарных голографических решеток в полимерных пленках и растворах, окрашенных органическими красителями. Рассмотрены механизмы модификации записанной решетки при воздействии дополнительного лазерного импульса. Предложена теоретическая модель, описывающая процессы записи/релаксации и модификации решеток, записанных на триплетных состояниях молекул фотохрома, хорошо согласующаяся с экспериментом.

Ключевые слова: триплетная голографическая решетка, амплитудно-фазовая рельефная структура, модуляция дифракционной эффективности.

1. Введение

Перспективными методами изучения процессов, происходящих в конденсированных средах, являются голографические методы. Они могут использоваться для исследования не только оптических, но и тепловых, структурных и других характеристик системы. Достаточно интересной представляется возможность применения голографических методов для исследования молекулярных процессов, таких как динамика движения макромолекул в полимерных системах, диффузия молекул фотохрома в матрице, кинетика излучательных и безызлучательных фотопроцессов в конденсированных средах и т. п. [1–4].

В последнем случае для формирования наблюдаемого сигнала могут использоваться системы, в которых лазерным воздействием инициируется голографическая решетка, записанная на возбужденных метастабильных (триплетных) состояниях фотохрома (далее триплетная решетка). Преимуществами метода являются интегральный характер сигнала (когда слабые, пространственно распределенные процессы когерентно усиливаются), большое время жизни решеток, что позволяет следить за кинетикой молекулярных процессов на сравнительно больших временных промежутках, и некоторые другие особенности [5].

В настоящей работе показано, что существенно повысить информативность метода можно в результате воздействия на записанную решетку дополнительным лазерным импульсом с пространственно-однородным распределением интенсивности. При этом можно анализировать лазерно-индуцированные процессы в объекте через их влияние на характеристики элементарных решеток, причем не только на стадии релаксации голографической структуры, но и в процессе ее модификации дополнительным импульсом. Последнее представляет интерес и с практической стороны – как разработка лазерных методов управления характеристиками решеток.

М.Г.Кучеренко, А.П.Русинов, Д.С.Федоров. Оренбургский государственный университет, Россия, 460018 Оренбург, просп. Победы, 13; e-mail: sano232@mail.ru

Поступила в редакцию 3 апреля 2012 г., после доработки – 22 мая 2012 г.

В работе экспериментально исследованы процессы записи и модификации элементарных голографических решеток в полимерных пленках поливинилового спирта (ПВС), окрашенных органическими красителями, и проведен теоретический анализ данных процессов на основе простой математической модели бинарной решетки, содержащей поверхностную (рельефно-фазовую) и объемную (амплитудно-фазовую) составляющие, пространственно сдвинутые относительно друг друга на некоторое расстояние Δx .

2. Экспериментальная часть

Запись элементарных решеток проводилась импульсами твердотельного YAG:Nd³⁺-лазера (LQ 529B, $\lambda = 532$ нм, $\tau = 12$ нс, $W_{\text{pulse}} = 10$ мДж) (рис.1). Угол схождения пучков варьировался в диапазоне 4°–8°, а период интерференционного поля составлял 4–6 мкм. Считывание голограмм осуществлялось пучком излучения He–Ne-лазера ($\lambda = 632.8$ нм, $P = 50$ мВт) в дифракционном максимуме первого ($m = 1$) порядка. Для дополнительного лазерного воздействия на систему, находящуюся в активированном состоянии, использовалось излучение второго твердотельного YAG:Nd³⁺-лазера (LQ 125, $\lambda = 532$ нм, $\tau = 10$ нс, $W_{\text{pulse}} = 5$ мДж). С помощью синхронизирующего электронного генератора дополнительный лазерный импульс сдвигался относительно записывающего голографическую решетку импульса на произвольное время в диапазоне 1 мкс – 10 мс с точностью до 0.1 мкс. При этом нестабильность временных характеристик синхронизирующего генератора не превышала 10 нс.

Пучки излучения накачки, формирующие интерференционное записывающее поле, и пучок дополнительного излучения фокусировались в плоскости образца так, чтобы их диаметры составляли около 1 мм. Пучок излучения считывающего лазера проходил через центр области инициирования и фокусировался до диаметра 0.3–0.5 мм. В этом случае можно не учитывать радиальное (гауссово) распределение интенсивности записывающих и модифицирующих световых полей, полагая их в пределах считывающего пучка однородными.

В настоящей работе основное внимание уделялось изучению характеристик триплетных решеток. Основной на-

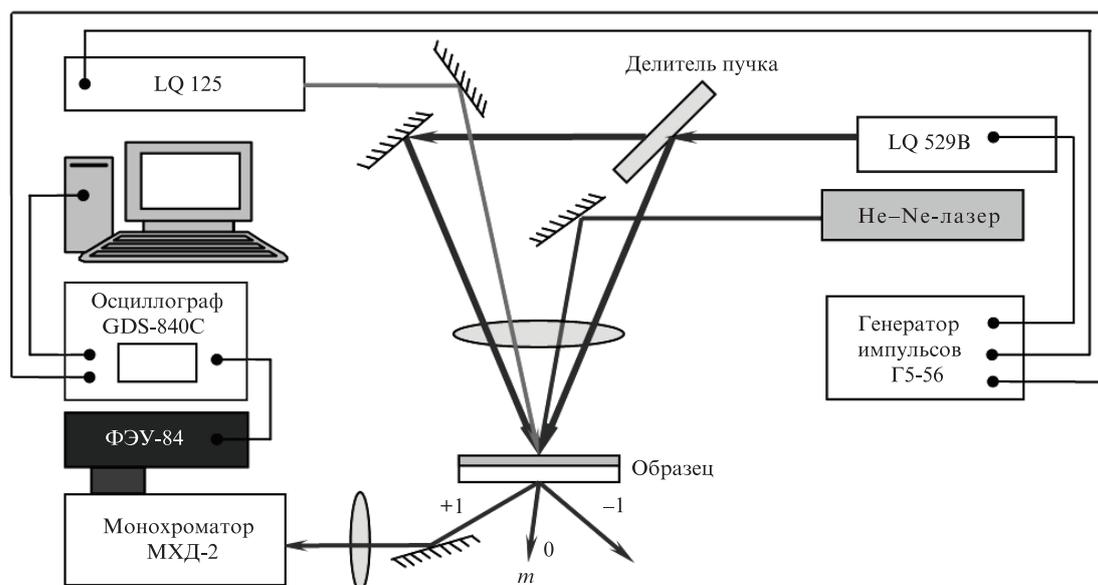


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

блюдаемой величиной при этом служил нестационарный сигнал дифракции на записанной структуре – $\eta(t)$. При экспонировании образца несколькими (5–10) импульсами накачки наблюдалось формирование стационарной решетки, приводящее к появлению постоянного сигнала дифракции η_{st} , в несколько раз превышающего нестационарный. При этом нестационарный сигнал дифракции, обусловленный записью триплетной решетки, существенно не изменялся, но для его качественной регистрации постоянную составляющую дифракционного сигнала η_{st} приходилось исключать. В этом случае регистрировался разностный сигнал $\Delta\eta(t) = \eta(t) - \eta_{st}$, который при условии $\eta(t) < \eta_{st}$ становился отрицательным (это частное замечание важно для дальнейшего изложения). Для стационарных решеток измерялась их дифракционная эффективность (ДЭ) в дифракционном максимуме 1-го порядка как отношение интенсивности светового пучка пробного лазера в максимуме 1-го порядка к суммарной интенсивности пучков во всех порядках дифракции.

Проведенные эксперименты показали, что в зависимости от интенсивности используемых для записи пучков можно выделить три режима формирования решеток: 1) в результате деструкции полимерной пленки (выжигание, абляция полимера) инициируется амплитудно-фазовая решетка со сравнительно небольшой ДЭ (менее 1%). Этот процесс имеет место при интенсивностях излучения накачки, превышающих 10^8 Вт/см², и концентрациях красителя в полимере, больших 10^{-2} моль/л; 2) при интенсивностях излучения накачки от 10^7 до 10^8 Вт/см² и концентрациях красителя $(1-10) \times 10^{-3}$ моль/л происходит формирование рельефной термопластической решетки на поверхности полимерной пленки. Такой рельеф образуется из-за неоднородного разогрева пленки световым полем, что приводит к возникновению, как правило, фазовой решетки с достаточно высокой ДЭ (5%–10%); 3) при интенсивностях накачки менее 10^7 Вт/см² и концентрациях красителя $(1-5) \times 10^{-4}$ моль/л на фоне стационарной решетки записывается триплетная, которая при считывании на длине волны 632 нм является амплитудной решеткой [5].

Триплетный характер решетки в последнем случае подтверждается полной обратимостью процесса, экспо-

ненциальным характером затухания сигнала дифракции и близостью времени распада решетки к времени жизни τ_T триплетного состояния красителя (рис.2).

Дополнительное лазерное воздействие приводило к существенным изменениям временных зависимостей дифракционного сигнала. Наблюдались качественно различные отклики системы на первичное и дополнительное лазерное воздействие, в зависимости от того, каким было общее число активирующих импульсов. Важной характеристикой процесса оказалось суммарное время экспозиции на этапе записи структур.

При воздействии дополнительным лазерным импульсом («2-импульсом») на образец характер дифракционного отклика решетки определялся наличием или отсутствием стационарной периодической структуры. До ее формирования первичный лазерный импульс индуцировал появление триплетной решетки с экспоненциальным законом распада (рис.2). Дополнительный импульс излучения приводил к резкому уменьшению сигнала дифракции (рис.3), что, на наш взгляд, обусловлено двумя механизмами: 1) уменьшением населенности T_1 -состояний молекул красителя в результате квазиобратимого по-

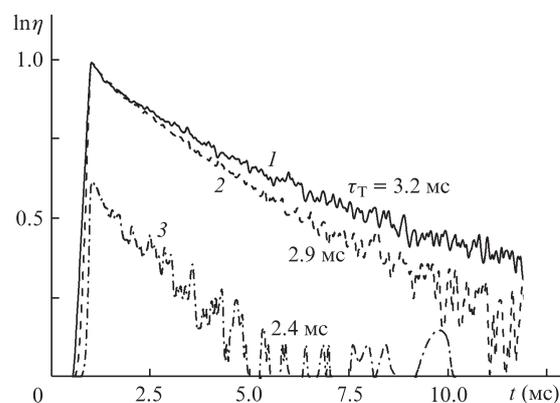


Рис.2. Кинетика сигналов дифракции на триплетных решетках в максимум первого порядка при разных временах жизни решеток, формируемых в пленках ПВС, окрашенных эозином G (1) и эозином H (2), а также в пленке желатина, окрашенного эозином G (3).

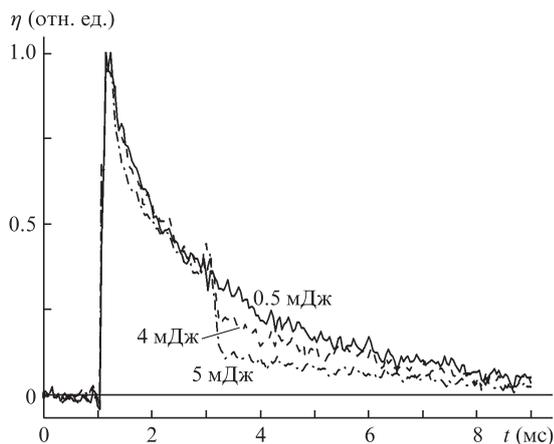


Рис.3. Сигнал дифракции на триплетной решетке в пленке ПВС, окрашенной эозином G, при различных энергиях дополнительного лазерного воздействия в момент $t = 2$ мс.

гlossenения $T_1 \rightarrow T_n$ во время действия дополнительного импульса; 2) уменьшением дифракционной эффективности триплетной решетки за счет падения глубины модуляции числа активированных центров при общем повышении населенности T-состояний.

Первый механизм наблюдаемых «провалов», индуцированных дополнительным импульсом накачки, обсуждался в работах [6, 7] с тем отличием, что в них в качестве наблюдаемой величины регистрировались сигналы замедленной флуоресценции и фосфоресценции полимерных пленок, окрашенных органическим красителем. В этих работах также фиксировалось ступенчатое уменьшение люминесцентного отклика при дополнительном лазерном воздействии, однако голографическая методика регистрации «провалов», индуцированных лазерным «2-импульсом», оказалась значительно более чувствительной, чем люминесцентная. Это связано с преимуществами измерения световых сигналов, удовлетворяющих условию высокой спектральной селективности (запись и активация при длине волны $\lambda = 532$ нм, «считывание» решетки при $\lambda = 632$ нм) и пространственной направленности регистрируемого светового потока. По нашему мнению, именно этот механизм играет главную роль в резком снижении дифракционной эффективности триплетной голограммы.

Однако в качестве причины возникновения «провалов» на кривых дифракционных сигналов нельзя отвергать и другой механизм, связанный с уменьшением глубины модуляции триплетной решетки дополнительным импульсом. Поскольку триплетная решетка на длине волны $\lambda = 632$ нм является амплитудной, достаточную амплитуду сигнала дифракции можно получить только на сильно модулированной решетке. В этом случае в максимумах записывающего интерференционного поля населенность триплетного уровня близка к максимальной, т. к. практически все молекулы фотохрома в данной области находятся в триплетном состоянии. При дополнительной активации системы «2-импульсом», однородным по всему полю освещенности, прирост населенности в пленке пространственно неоднороден. Так, в максимумах триплетной решетки прирост минимален, а в «темновых» участках – максимален. В результате разница T-населенностей в освещенных и «темновых» участках нивелируется, глубина модуляции амплитудной решетки и, соответственно, сигнал дифракционного отклика уменьшаются.

По мере формирования стационарной периодической структуры с постоянной составляющей дифракционного сигнала η_{st} (после 10–20 импульсов с энергией ~ 10 мДж) (рис.4) дифракционный сигнал от нестационарной решетки качественно изменяется. После воздействия на записанную структуру дополнительным импульсом накачки дифракционный сигнал $\eta(t)$ становится меньше η_{st} , а их разность $\Delta\eta(t) = \eta(t) - \eta_{st}$ имеет вид кривой, резко уходящей в область отрицательных значений и затем возрастающей до нуля. Наблюдаемая инверсия дифракционного сигнала может быть связана с временным уменьшением глубины модуляции некоторой оптической характеристики решетки и последующим ее восстановлением с характерным временем 4–5 мс (рис.4, 5).

Регистрируя сигналы дифракционного отклика исследуемых решеток в отраженных лучах, можно заключить, что статическая решетка записывается главным образом за счет формирования пространственного рельефа на поверхности полимерной пленки. Эффект обратимой инверсии сигнала дифракции триплетной решетки дополнительным импульсом в отраженных лучах не наблюдается, из чего можно предположить, что он связан с процессами, происходящими именно в объеме полимера.

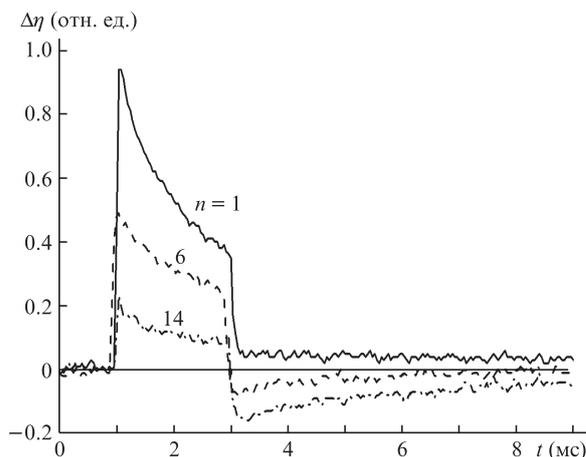


Рис.4. Изменение сигнала дифракции на комплексной решетке в пленке ПВС, окрашенной эозином G, при двухимпульсном воздействии в зависимости от числа записывающих импульсов n .

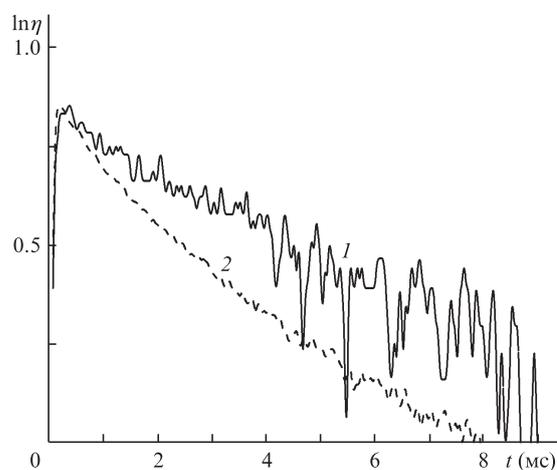


Рис.5. Динамика восстановления стационарной решетки (1) и динамика затухания триплетной решетки (2) (характерные времена 4.7 и 3.15 мс соответственно).

3. Модель дифракции света на комплексной структуре из стационарной и релаксирующей голографических решеток

Описание наблюдаемых эффектов нами было дано на основе модели комплексных решеток (рис.6). Так, для нестационарной ДЭ m -го порядка $\eta_m(t)$ прозрачной фазовой решетки с периодом Λ можно записать:

$$\eta_m(t) = \frac{1}{\Lambda^2} \left\{ \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \exp \left[-i\Phi(x, t) - im \frac{2\pi x}{\Lambda} \right] dx \right\}^2, \quad (1)$$

причем при малом набеге фазы ($\Phi(x, t) \ll 1$) $\exp[i\Phi(x, t)] \approx 1 + i\Phi(x, t)$. Суммарный фазовый набег $\Phi(x, t)$ в случае нестационарной пространственной модуляции показателя преломления $n_0 + \Delta n(t) \cos(Kx - \delta_0)$ окрашенной пленки толщиной l и стационарного поверхностного рельефа $\Delta l \cos Kx$ содержит соответствующие вклады $\Delta\varphi_{ph}(x, t)$ и $\Delta\varphi_{rel}(x, t)$:

$$\begin{aligned} \Phi(x, t) &= \Delta\varphi_{ph}(x, t) + \Delta\varphi_{rel}(x, t) = \Delta n(t) k l \cos(Kx - \delta_0) \\ &\quad - (n_0 - 1) k \Delta l \cos Kx. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\Delta n(t) = \Delta n_0 \exp(-t/\tau_T)$ – релаксирующая глубина модуляции показателя преломления пленки n_0 ; $K = 2\pi/\Lambda$; $k = 2\pi/\lambda$; $\delta_0 = K\Delta x$ – фазовый сдвиг наведенной и стационарной решеток.

Фазовые соотношения между решетками определяют на этапе их записи и зависят как от знака Δn_0 объемной фазовой решетки (в зависимости от выбора красителя, полимера и длины волны излучения считывающего лазера показатель преломления образца в максимуме освещенности может как увеличиваться, так и уменьшаться), так и от знака Δl рельефной решетки (имеет ли место в максимумах интерференционной картины максимум рельефа в случае расширения полимера или минимум рельефа в случае абляции последнего). Очевидно, что при этом возможен сдвиг решеток на величину $\delta_0 = 0$ или π , что соответствует их синфазной или противофазной записи. Тогда $\Phi_0(x, t) = [(1 - n_0)\Delta l \pm \Delta n(t)l] \cos Kx$, и на основе (1) для дифракционной эффективности $\eta_m(t)$ комплексной решетки получаем

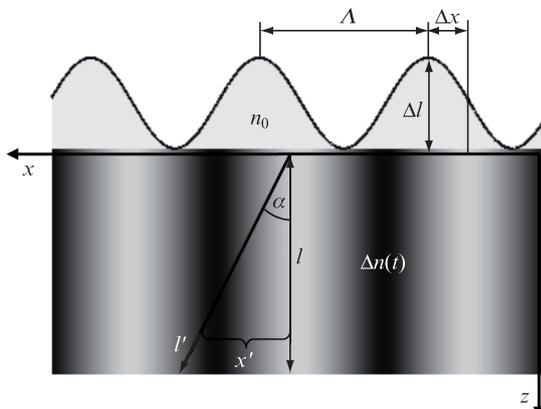


Рис.6. Комплексная рельефно-фазовая решетка:

Δl – глубина модуляции профиля рельефной решетки; $\Delta n(t)$ – релаксирующая глубина модуляции показателя преломления n_0 пленки; Λ и Δx – период и пространственный сдвиг поверхностной и объемной решеток; l' – направление считывающего пучка под углом α к нормали поверхности пленки.

$$\eta_m(t) = J_m^2 \{ k [(1 - n_0)\Delta l \pm \Delta n(t)l] \}, \quad (3)$$

где $J_m^2(z)$ – квадрат функции Бесселя m -го порядка.

Однако, помимо рассмотренного сдвига фаз на этапе записи структуры, возможны и иные механизмы появления сдвига между решетками. Причиной этого могут явиться несимметричность расположения пучков накачки относительно нормали к поверхности пленки, отклонение от нормали дополнительного пучка накачки или пучка считывающего лазера [3,4]. В последнем случае сдвиг решетки проявляет себя наиболее ярко.

Рассмотрим прохождение считывающего пучка через комплексную рельефно-фазовую решетку с модуляцией рельефа $\Delta l(x) = \Delta l_0 \cos(2\pi x/\Lambda)$ и показателя преломления $\Delta n(x) = \Delta n_0 \cos(2\pi x/\Lambda)$ под малым углом α к ее нормали (рис.6). Набег фазы на рельефной решетке, имеющей высоту рельефа порядка нескольких десятков нанометров, от угла α не зависит и может быть записан в виде $\Delta\varphi_{rel}(x) = (n_0 - 1)k\Delta l(x)$. Для объемной фазовой решетки ситуация обратная, при отклонении пучка считывания от нормали показатель преломления решетки вдоль направления распространения считывающего излучения не будет постоянным, поэтому выражение для расчета набег фазы $\Delta\varphi_{ph}(x) = kl\Delta n(x)$ неприменимо. Для нахождения эффективного набег фазы $\Delta\varphi'_{ph}$ в этом случае необходимо проводить интегрирование по линии распространения считывающего пучка:

$$\Delta\varphi'_{ph}(x, \alpha) = k \int_0^l \Delta n(x + x') ds = k \int_0^l \Delta n(x + z \tan \alpha) \frac{dz}{\cos \alpha}.$$

Подставляя в данное выражение $\Delta n(x)$ и проводя преобразования, получаем

$$\begin{aligned} \Delta\varphi'_{ph}(x, \alpha) &= \frac{kn_0}{2\pi \sin \alpha} \left\{ \sin \left[\frac{2\pi}{\Lambda} (x + l \tan \alpha) \right] - \sin \frac{2\pi}{\Lambda} x \right\} \\ &= \frac{kn_0 \sin \delta}{2\pi \sin \alpha} \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda} x + \delta \right), \end{aligned}$$

где $\delta = \pi l \tan \alpha / \Lambda \approx \pi \alpha / \Lambda$ – сдвиг эффективной объемной фазовой решетки относительно исходной и, соответственно, относительно рельефной. Таким образом, сдвиг фаз определяется не только углом отклонения считывающего пучка от нормали, но и отношением l/Λ . В нашей работе отношение толщины пленки к периоду записываемой структуры изменялось в пределах 10–15, поэтому малым углам α соответствовали значительные сдвиги решеток.

Можно показать, что дополнительное лазерное воздействие на записанную комплексную структуру наряду с другими параметрами решеток будет изменять и их относительный сдвиг. Наиболее очевидным нам представляется тепловой механизм этого изменения, когда однородный прогрев полимерной матрицы приводит к уменьшению показателя преломления полимера и, как следствие, к увеличению угла считывания α , а также к увеличению толщины пленки l . В этом случае модуляция показателя преломления приобретает дополнительную зависимость от времени:

$$n(t) = n_0 + \Delta n(t) \cos(Kx - \delta_0(t)).$$

Будем считать при этом, что временная динамика сдвига решетки описывается экспоненциальным законом, характерным как для тепловых релаксационных процессов, так и для вязкоупругих движений полимера:

$$\delta(t) = \delta_0 \exp(-t/t_r),$$

где δ_0 – амплитуда сдвига решеток, инициированного «2-импульсом»; t_r – характерное время релаксации.

В случае, когда наведенная решетка образуется в результате модуляции коэффициента поглощения пленки, амплитуда поля $E_1(\varphi, t)$ в френгоферовой дифракционной картине при прохождении волны через участок решетки длиной в один период Λ представляет собой фурье-образ амплитудного пропускания $\tau(x, t)$ пленки:

$$E_1(\varphi, t) \sim \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \tau(x, t) \exp[-i\Phi(x, t) - ikx \sin \varphi] dx, \quad (4)$$

$$\tau(x, t) = \exp[-\varepsilon_T N_T(x, t)l].$$

Здесь, как и ранее, k – волновое число считывающего излучения. Учитывая малую интенсивность пробного пучка, можно считать поглощение бугеровским. Тогда дифрагированный пучок на выходе из голограммы будет нести информацию как о релаксирующем профиле населенности $N_T(x, t)$ Т-уровня красителя – через пропускание $\tau(x, t)$ и модуляцию показателя преломления, так и о фазовом набеге за счет формирования рельефа поверхности пленки. В (4) параметр l – толщина поглощающего слоя, ε_T – коэффициент экстинкции электронного перехода $T_1 \rightarrow T_n$.

С учетом (4) дифракционная эффективность порядка m комбинированной решеточной структуры (фазово-амплитудно-рельефной) записывается в виде

$$\eta_m^{(c)}(t) = \frac{1}{\Lambda^2} \times \left\{ \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \exp\left[-\varepsilon_T N_T(x, t)l - i\Phi(x, t) - im \frac{2\pi x}{\Lambda}\right] dx \right\}^2. \quad (5)$$

Выражения (1)–(3) и (5) использовались нами для расчета дифракционных эффективностей сложных решеточных структур, сформированных в полимерном образце. Проведен численный анализ ДЭ различных комбинированных голограмм из решеток двух и трех типов. Полученные результаты говорят о хорошем согласии между предложенной моделью и данными эксперимента.

4. Влияние дополнительного лазерного излучения на амплитудную (триpletную) голографическую решетку

Формирование и распад нестационарной амплитудной решетки определяется кинетикой среднеобъемной концентрации сравнительно долгоживущих состояний фоточувствительных центров. Описание населенности уровней можно провести в рамках балансной схемы, в которой выделяют три активных уровня красителя с энергиями E_0 , E_S , E_T , отвечающими состояниям 0 (основное), S (первое возбужденное синглетное) и T (нижнее по энергии tripletное). Подробнее данная модель изложена в работе [5].

Представим световое воздействие на систему в виде прямоугольных импульсов накачки с постоянной интенсивностью и длительностью t_0 . Поскольку элементарная решетка записывается интерференционным полем лазер-

ных пучков, представим пространственный профиль поля накачки в виде

$$I(x) = I_{01}[1 + a \cos(2\pi x/\Lambda)],$$

где I_{01} – интенсивность излучения накачки; a – контрастность интерференционной картины; $\Lambda = \lambda/[2\sin(\theta/2)] \approx \lambda/\theta$ – пространственный период интерференционной картины; θ – угол схождения лучей; λ – длина волны излучения накачки.

Обозначив сечение поглощения перехода $0 \rightarrow S$ через σ , скорость спонтанной дезактивации S- и T-уровней через τ_S^{-1} и τ_T^{-1} , а скорость интеркомбинационной конверсии $S \rightarrow T$ через K_{ST} , можно записать систему балансных уравнений для населенностей:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_0}{\partial t} &= -\sigma I(x, t) N_0(x, t) \\ &+ [\sigma I(x, t) + \tau_S^{-1}] N_S(x, t) + \tau_T^{-1} N_T(x, t), \end{aligned}$$

$$\frac{\partial N_S}{\partial t} = \sigma I(x, t) N_0(x, t) - [\sigma I(x, t) + \tau_S^{-1} + K_{ST}] N_S(x, t),$$

$$\frac{\partial N_T}{\partial t} = K_{ST} N_S(x, t) - \tau_T^{-1} N_T(x, t).$$

Здесь N_0 , N_S и N_T – населенности 0-, S- и T-уровня.

Условие сохранения количества молекул фотохрома имеет вид

$$N_{\text{all}} = N_0 + N_S + N_T.$$

Решение данной системы может быть найдено в рамках квазистационарного режима населенностей в подсистеме S-уровней (см. работу [5]). Общий квантовый выход красителя в tripletное состояние определяется как

$$\Phi_T(x) = \frac{K_{ST}}{\tau_S^{-1} + K_{ST} + 2\sigma I(x)}.$$

Выражение для дифракционной эффективности тонкой амплитудной tripletной решетки можно записать в виде

$$\eta_T(m) = \frac{1}{\Lambda^2} \left\{ \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \exp[-\varepsilon_T N_T(x')l] \exp\left(-\frac{2\pi i}{\Lambda} x' m\right) dx' \right\}^2.$$

Здесь Λ – пространственный период, $N_T(x')$ – концентрационный профиль решетки.

Дополнительное излучение накачки будет вызывать переходы из T_1 в T_n с некоторой скоростью $\sigma_{TT}^* I_{\text{add}}(t)$, где $I_{\text{add}}(t)$ – интенсивность дополнительного импульса. Очевидно, что часть T_n -состояний испытывает конверсию обратно в T_1 либо напрямую, либо через состояние S_1 , и только некоторая доля фотоактивных центров, совершивших переход $T_n \rightarrow S_1 \rightarrow S_0$, будет отвечать дополнительному обеднению tripletного уровня. Однако в общем случае, учитывая, что скорости релаксационных переходов между уровнями достаточно велики, можно ввести эффективную скорость вынужденной дезактивации уровня $T_1 - \sigma_{TT}^* I_{\text{add}}(t)$. Тогда, решая балансные кинетические уравнения для населенностей в системе трехуровневых фотоактивных центров с учетом этого слагаемого, для населенности tripletного уровня получаем [5]

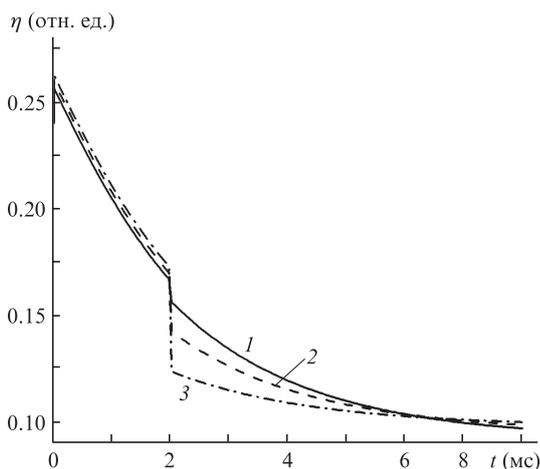


Рис.7. Кинетика сигнала дифракции на триплетной решетке в пленке ПВС, окрашенной эозином G, при интенсивностях дополнительного импульса $I_{02} = 10^6$ (1), 4×10^6 (2) и 10^7 Вт/см² (3); $I_{01} = 2 \times 10^7$ Вт/см².

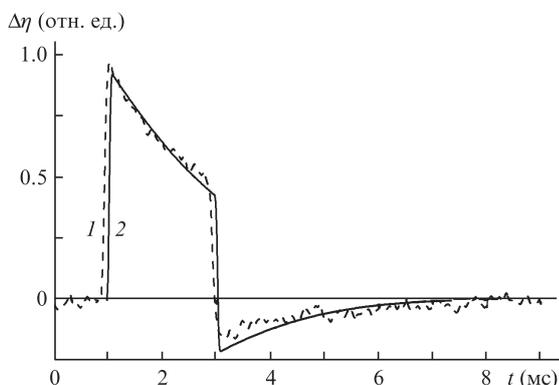


Рис.8. Кинетика изменения сигналов дифракции на комплексной решетке в пленке ПВС, окрашенной эозином G, при дополнительном импульсном лазерном воздействии (1 – эксперимент, 2 – расчет).

$$N_T(x, t) = N_{\text{all}} \left\{ 1 - \exp \left[-\sigma \int_0^t \Phi_T(x, t') I(x, t') dt' \right] \right\} \\ \times \exp \left[-\frac{1}{\tau_T} t - \sigma_{\text{TT}}^* \int_0^t I_{\text{add}}(\tau) d\tau \right].$$

Проводя моделирование для дополнительного импульса прямоугольной формы

$$I_{\text{add}}(t) = I_{02} [\theta(t - \tau_{12}) - \theta(t - \tau_{12} - \Delta)]$$

($\theta(t)$ – ступенчатая функция Хевисайда, τ_{12} и Δ – временная задержка дополнительного импульса относительно записывающего и длительность «2-импульса» соответственно), получаем очень хорошее согласие с экспериментом (рис.7, 8).

5. Заключение

Таким образом, в работе исследованы механизмы записи и релаксации простых голографических решеток в пленках поливинилового спирта и желатина, окрашенных органическими красителями (эозином G (H)), и выявлены основные режимы записи решеток. Предложена теоретическая модель, описывающая дифракцию на комплексной амплитудно-фазово-рельефной решетке и выполнен теоретический анализ сигналов дифракционного отклика.

Кроме того, проведены эксперименты по модуляции параметров записанных решеток дополнительным лазерным импульсом и получены основные закономерности данного процесса. В рамках предложенной теоретической модели проведено сравнение серии экспериментальных кривых с расчетными. Полученные результаты позволяют прояснить механизмы и установить особенности записи элементарных голографических решеток в полимерных пленках.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 10-02-96021-р_урал_a), Минобрнауки РФ (проект № 1.3.06), ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса на 2007–2012 год» (госконтракты № 16.513.11.3015 и 16.513.11.3042).

1. Eichler, H.J., Gunther, P., Pohl, D.W. *Laser Induced Dynamic Grating* (Berlin: Springer, 1986).
2. Zhu X.R., McGraw D.J., Harris J.M. *Anal. Chem.*, **64**, 710A (1992).
3. Sobolewska A., Miniewicz A. *J. Phys. Chem. B*, **111**, 1536 (2007).
4. Sobolewska A., Bartkiewicz S. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 253305 (2008).
5. Кучеренко М.Г., Русинов А.П. *Оптика и спектроскопия*, **97**, 1026 (2004).
6. Кучеренко М.Г., Летуга С.Н., Степанов В.Н. *Вестник ОГУ*, **5**, 10 (2006).
7. Кучеренко М.Г., Летуга С.Н., Степанов В.Н., Русинов А.П. *Труды Междунар. науч. конф. «Прочность и разрушение материалов и конструкций»* (Оренбург: ОГУ, 2008, с. 25).