

Динамика двухволнового взаимодействия в пленке азосодержащего фоточувствительного жидкокристаллического полимера

А.Н.Симонов*, М.С.Андреева*, В.И.Шмальгаузен*, В.П.Шibaев**

Экспериментально и теоретически исследована динамика двухволнового взаимодействия в пленке азосодержащего фоточувствительного полимера с жидкокристаллическими свойствами. Предложена упрощенная теоретическая модель энергообмена световых пучков в слое полимера с учетом поглощения, насыщения и диффузии в полимере. Полученные в приближениях выбранной модели теоретические результаты хорошо согласуются с данными экспериментов. Исследованы динамические характеристики интерферометра на основе двухволнового взаимодействия в пленке фоточувствительного полимера, а также показана возможность адаптивной компенсации медленных флуктуаций фазы в одном из его плеч.

Ключевые слова: азосодержащий полимер, жидкий кристалл, двухволновое взаимодействие, адаптивный интерферометр.

1. Введение

Применение фоточувствительных реверсивных полимерных материалов в задачах динамической голографии и оптической обработки информации представляет в настоящее время значительный интерес [1–4]. Большие нелинейно-оптические восприимчивости полимеров, содержащих химически связанные молекулы красителей, позволяют осуществлять эффективные нелинейные преобразования световых сигналов с малыми интенсивностями ($I < 1$ Вт/см²). Высокая чувствительность фотохромных полимеров, их стойкость к повторяющимся световым воздействиям в сочетании с возможностью управления их динамическими характеристиками (при помощи внешних воздействий) делают подобные среды привлекательными для различных приложений [1, 4, 5].

К числу перспективных областей применения фоточувствительных реверсивных органических материалов можно отнести адаптивную интерферометрию – направление, объединяющее динамическую голографию и адаптивную оптику [6–8]. Реализация методов динамической голографии с использованием фоточувствительных реверсивных материалов в качестве «смесителей» световых пучков позволяет существенно улучшить характеристики интерферометрических систем, а также упростить их конструкцию [6–10]. В большинстве случаев адаптивные интерферометры выполняются на фоторефрактивных кристаллах (ФРК) с высокими голографическими параметрами, однако их производство является дорогостоящим, и они требуют специальных условий при работе [9].

Наряду с прикладными задачами адаптивные интер-

ферометрические системы представляют интерес и для определения собственных характеристик нелинейно-оптических материалов. Экспериментальное исследование динамики отклика среды при многоволновых взаимодействиях позволяет получить информацию об особенностях механизма нелинейности рассматриваемого материала. Применительно к органическим соединениям такие данные оказываются весьма важными для определения связи молекулярного строения среды и ее результирующих нелинейно-оптических свойств [11].

В настоящей работе теоретически анализируется двухволновое взаимодействие в пленках азосодержащих полимеров с жидкокристаллическими (ЖК) свойствами. Примерами таких веществ являются гребнеобразные ЖК сополимеры акрилового ряда с цианобифенильными фрагментами в боковых группах [12–14]. Проводится сравнение теоретических результатов с данными экспериментов, выполненных на адаптивном интерферометре.

2. Теоретический анализ

Пленочные образцы азосодержащих полимеров с жидкокристаллическими свойствами (АПЖК), изучаемые в настоящей работе, как и большинство фотохромных соединений органического строения, относятся к средам с локальным откликом на внешнее световое воздействие [15]. При этом энергообмен когерентных световых пучков, не сдвинутых по частоте, возможен лишь в нестационарных (переходных) режимах [16]. Рассмотрим особенности переходных процессов в пленках АПЖК.

Нелинейно-оптические свойства азосодержащих полимерных соединений обусловлены обратимой *транс-цис*-фотоизомеризацией фрагментов азокрасителей с последующими молекулярными и структурными перестройками (рис.1,б) [17]. Азокрасители могут находиться в форме *цис*- или *транс*-изомеров (мы не рассматриваем промежуточные электронные состояния). *Транс*-фор-

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

**Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, химический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

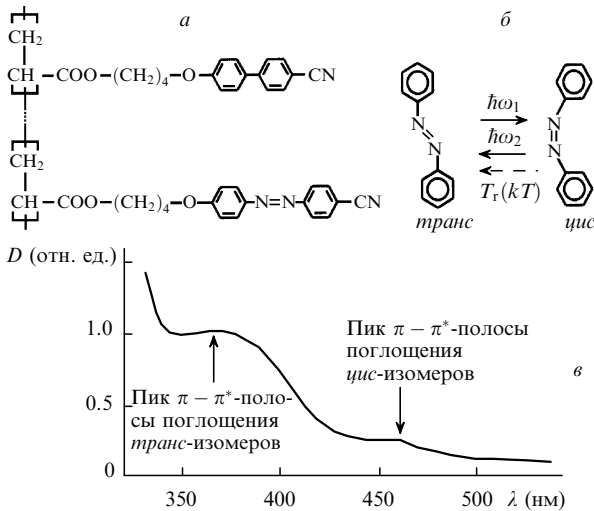


Рис.1. Химическая формула азосодержащего полимера с ЖК свойствами (а), схема конфигурационных переходов азобензола (б) и спектр линейного поглощения D пленки полимера (в) ($\omega_{1,2}$ – частоты поглощения *цис*- и *транс*-изомеров).

ма является более стабильной чем *цис*-форма: при обычных условиях обратный *цис* \rightarrow *транс*-переход происходит спонтанно в ходе тепловой релаксации. Характерное время тепловой релаксации T_r определяется как температурой, так и химическим строением соединения (типом матрицы и т. д.). При световом облучении полимерного образца происходят *транс* \rightarrow *цис*- и *цис* \rightarrow *транс*-переходы. Скорости переходов зависят от эффективных сечений поглощения изомеров σ_i , а также от квантовых выходов процессов изомеризации γ_i . Здесь и в дальнейшем индекс $i = 1$ соответствует *транс*-изомерам, а $i = 2$ – *цис*-изомерам азокрасителя. В поле световой волны с интенсивностью I_0 скорости *транс* \rightarrow *цис*- и *цис* \rightarrow *транс*-переходов будут равны $a_i I_0$, где $a_i = \gamma_i \sigma_i / \hbar\omega$ – скоростные константы, а $\hbar\omega$ – энергия светового кванта.

Рассмотрим задачу энергообмена световых пучков в слое АПЖК. Геометрия взаимодействия приведена на рис.2,а, где θ – угол схождения пучков на пленке; $E_{s,r}$, $k_{s,r}$ – напряженности электрического поля и волновые векторы сигнального и опорного пучков соответственно; L – толщина пленки полимера. Волновые фронты интерферирующих пучков полагаются плоскими, а их поляризации одинаковыми и перпендикулярными плоскости падения xz (пучки s-поляризованы). Напряженности электрического поля световых волн связаны с их комплексными амплитудами выражениями

$$E_s = \frac{A_s}{2} \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_s \mathbf{r}) + \text{компл. сопр.},$$

$$E_r = \frac{A_r}{2} \exp(i\omega t + i\delta \sin \Omega t - i\mathbf{k}_r \mathbf{r}) + \text{компл. сопр.},$$

где Ω и δ – частота и амплитуда фазовой модуляции опорного пучка. При этом интенсивности пучков $I_{r,s} = |A_{r,s}|^2/2$. Пересекаясь в среде, световые пучки образуют интерференционную картину

$$I = W [1 + m \cos(Kx + \delta \sin \Omega t + \xi)],$$

где $W = I_r + I_s$ – полная интенсивность света в рассматриваемом слое; $m = 2(I_r I_s)^{1/2} / (I_r + I_s)$ – видность интерференционной картины; $\xi = \arg A_r - \arg A_s$ – фазовый сдвиг (будем считать, что $\xi = 0$ при $z = 0$); $K = |\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_r|$ – модуль волнового вектора решетки интенсивности. За-

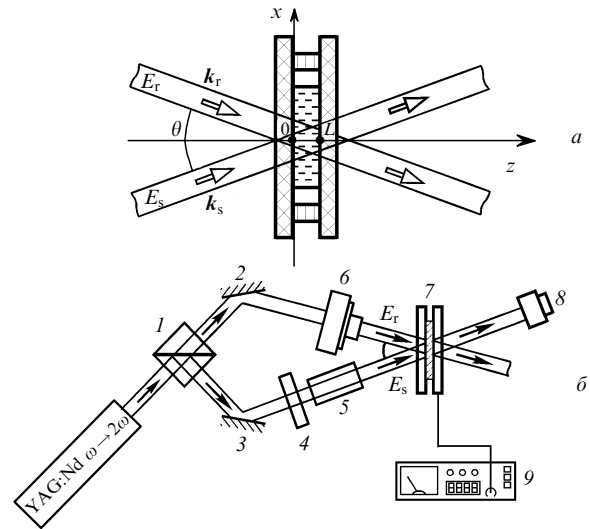


Рис.2. Геометрия двухволнового взаимодействия в пленке АПЖК (а) и схема экспериментальной установки (б) (обозначения см. в тексте).

метим, что в общем случае величины I_s , I_r , m и ξ зависят от z .

По аналогии с работами [6, 18] уравнение для световоиндуцированной добавки к показателю преломления $\Delta n(z, t)$ в выбранном слое полимера можно представить в виде

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} - D_x \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - (\Delta n_s - \Delta n) a_1 I + \Delta n \left(\frac{1}{T_r} + a_2 I \right) = 0. \quad (3)$$

Здесь Δn_s – феноменологически введенное насыщение; T_r – характерное время тепловой *цис* \rightarrow *транс*-релаксации изомеров; D_x – коэффициент диффузии *транс*-изомеров красителя вдоль вектора решетки интенсивности. Возрастание Δn происходит вследствие прямой реакции *транс* \rightarrow *цис*-фотоизомеризации азохромофоров, а уменьшение Δn обусловлено обратной реакцией фотоизомеризации и тепловой релаксацией.

Уравнение Гельмгольца для результирующей напряженности электрического поля световых волн $E = E_s + E_r$ в полимере имеет вид

$$\nabla^2 E + k_0^2 (1 + \Delta n/n_0)^2 E = 0, \quad (4)$$

где $k_0 = 2\pi n_0 / \lambda$ – волновое число; n_0 – средний (невозмущенный) показатель преломления. Уравнение (3) совместно с (4) полностью характеризует взаимодействие световых волн в АПЖК. Для нахождения решения уравнений (4) применим метод медленно меняющихся амплитуд, считая, что выполняется условие $|\partial A_{r,s} / \partial z| \ll k_0 |A_{r,s}|$. Используем также приближение малого контраста интерференционной картины $m \ll 1$ ввиду сильного различия интенсивностей взаимодействующих пучков (что типично для экспериментов).

В приближении малого контраста можно считать, что формируемая в полимере решетка показателя преломления является гармонической:

$$\Delta n = n_0 \left\{ \Delta n^{(0)} + \frac{m \Delta n^{(1)}}{2} \times \exp[i(Kx + \delta \sin \Omega t)] + \text{компл. сопр.} \right\}. \quad (5)$$

Здесь $\Delta n^{(0)}(t)$ определяет среднее значение Δn ; $\Delta n^{(1)}(t)$ определяет комплексную амплитуду решетки показателя преломления на пространственной частоте K . Подставляя выражения (2) и (5) в (3) и приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях экспоненциальных множителей, получаем систему уравнений для $\Delta n^{(0)}$ и $\Delta n^{(1)}$:

$$\frac{\partial \Delta n^{(0)}}{\partial t} + \Delta n^{(0)} \left(\frac{1}{T_r} + a_1 W + a_2 W \right) - \frac{\Delta n_s}{n_0} a_1 W = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \Delta n^{(1)}}{\partial t} + \Delta n^{(1)} \left(D_x K^2 + i\Omega \delta \cos \Omega t + \frac{1}{T_r} + a_1 W + a_2 W \right) + \Delta n^{(0)} (a_1 + a_2) W - \frac{\Delta n_s}{n_0} a_1 W = 0.$$

Рассмотрим два важных частных случая взаимодействия световых волн в слое АПЖК: установившийся энергообмен и переходной процесс, соответствующий включению сильного опорного пучка без фазовой модуляции в момент времени $t = 0$. В первом случае, положив $\partial \Delta n^{(0)} / \partial t = 0$, из (6) найдем

$$\Delta n^{(1)} = q \exp(-\gamma t - i\delta \sin \Omega t) \int_{-\infty}^t \exp(\gamma u + i\delta \sin \Omega u) du, \quad (7)$$

где

$$q = \frac{a_1 W \Delta n_s}{(1 + a_1 W T_r + a_2 W T_r) n_0};$$

$$\gamma = \frac{1}{T_r} + a_1 W + a_2 W + D_x K^2.$$

Формулу (7) нетрудно преобразовать к виду

$$\Delta n^{(1)} = q \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{J_n(-\delta) J_l(\delta)}{\gamma - i n \Omega} \exp[-i(n+l)\Omega t], \quad (8)$$

где J_n – функция Бесселя n -го порядка. Для малых по амплитуде фазовых возмущений (когда $\delta \ll 1$) выражение (8) дает

$$\Delta n^{(1)} \approx q J_0(\delta) J_1(\delta) \frac{\Omega}{\gamma(\Omega^2 + \gamma^2)^{1/2}} \exp\left(i\Omega t + i \arctan \frac{\Omega}{\gamma}\right). \quad (9)$$

В случае переходного процесса ($\delta = 0$, $\Omega = 0$), решая систему уравнений (6), получаем

$$\Delta n^{(1)}(t) = g_1 \exp(-\gamma t) \int_0^t \{g_3 + g_2 \exp[(\beta - \gamma)t']\} \times \exp[\gamma t' + i\xi(t')] dt', \quad (10)$$

где

$$\beta = D_x K;$$

$$g_1 = \frac{a_1 \Delta n_s W}{n_0(1 + a_2 W T_r + a_1 W T_r)(1 + a_2 I_s T_r + a_1 I_s T_r)};$$

$$g_2 = T_r(a_1 + a_2)[I_0 - n_0 I_s + (a_1 + a_2)(1 - n_0) W T_r I_s];$$

$$g_3 = 1 + I_s T_r(a_1 + a_2);$$

I_s – интенсивность сигнального пучка в полимере при $t < 0$, т. е. до включения опорного пучка. Заметим, что выражение (10) аналогично выражениям, полученным для амплитуды решетки в полупроводнике [19] и в бактериородопсине [6].

Рассмотрим взаимодействие световых волн E_s и E_r в пленке полимера конечной толщины. С учетом сделанных выше допущений из (4) можно получить уравнения для комплексных амплитуд связанных волн $A_r(z)$ и $A_s(z)$ в слое АПЖК:

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = -\frac{\alpha A_s}{2 \cos(\theta/2)} - i C_1 A_s - i C_2^* m A_r, \quad (11)$$

$$\frac{\partial A_r}{\partial z} = -\frac{\alpha A_r}{2 \cos(\theta/2)} - i C_1 A_r - i C_2 m A_s.$$

Здесь $C_1 = k_0 \Delta n^{(0)} / \cos(\theta/2)$; $C_2 = k_0 \Delta n^{(1)} / [2 \cos(\theta/2)]$; α – коэффициент поглощения света по интенсивности. В силу выражений (6) коэффициенты C_1 и C_2 сами сложным образом зависят от суммарной интенсивности пучков $W = (|A_s|^2 + |A_r|^2)/2$. При решении системы (11) удобно перейти к новым неизвестным функциям \tilde{A}_r и \tilde{A}_s , которые связаны с комплексными амплитудами A_r и A_s соотношениями

$$A_{r,s} = \tilde{A}_{r,s} \exp\left[-\frac{\alpha z}{2 \cos(\theta/2)}\right]. \quad (12)$$

Такая замена позволяет исключить из (11) члены, описывающие линейное поглощение. Модифицированная система уравнений (11) имеет интеграл движения $|\tilde{A}_s|^2 + |\tilde{A}_r|^2 = 2[I_s(0) + I_r(0)] = \text{const}$, где $I_s(0)$ и $I_r(0)$ – интенсивности световых пучков на входе в среду ($z = 0$).

Как показано в [16], при слабой нелинейности среды в установившемся режиме можно пренебречь изменением взаимной разности фаз взаимодействующих волн, т. е. положить $\partial(\arg \tilde{A}_r - \arg \tilde{A}_s) / \partial z = 0$ на всем протяжении слоя. С учетом этого уравнение для изменения интенсивности сигнального пучка $\tilde{I}_s(z)$ принимает вид

$$\frac{\partial \tilde{I}_s(z)}{\partial z} = -\frac{2k_0 \text{Im}[\Delta n^{(1)}(W)]}{W_0 \cos(\theta/2)} \tilde{I}_s(z) [W_0 - \tilde{I}_s(z)], \quad (13)$$

где

$$W = W_0 \exp\left[-\frac{\alpha z}{\cos(\theta/2)}\right];$$

$W_0 = I_r(0) + I_s(0)$ – суммарная интенсивность света на входе в среду ($z = 0$); $\tilde{I}_s(z) = |\tilde{A}_s|^2/2$. Поскольку в (8) амплитуда решетки $\Delta n^{(1)}$ является периодической функцией времени, то интенсивность сигнальной волны $I_s(L)$ при $z = L$ – также периодическая функция времени.

Определим частотную передаточную характеристику адаптивного интерферометра $F(\Omega)$ как отношение амплитуды первой гармоники сигнальной волны (на частоте возмущения) на выходе из пленки АПЖК к произведению фазового возмущения δ на интенсивность сигнального пучка на входе в полимер $I_s(0)$:

$$F(\Omega) = \frac{1}{\delta \pi I_s(0)} \left| \Omega \int_0^{2\pi/\Omega} I_s(L) \exp(i\Omega t) dt \right|. \quad (14)$$

В приближении малого контраста ($m \ll 1$) и малой амплитуды возмущения ($\delta \ll 1$)

литуды фазовой модуляции ($\delta \ll 1$), подставляя приближенное решение уравнения (13) в (14), получаем

$$F(\Omega) \approx \frac{1}{2} \int_0^L \frac{q|\Omega|}{\gamma(\Omega^2 + \gamma^2)^{1/2}} dz. \quad (15)$$

Здесь учтено, что $J_n(\delta) \approx \delta^n / (2^n n!)$. Величины q и γ сами сложным образом зависят от z (через W). Общее аналитическое выражение для $F(\Omega)$ из формулы (14) получить нельзя, поэтому расчет передаточной характеристики проводился численно с помощью математического пакета Maple V (теоретические кривые приведены ниже на рис.4,з).

При анализе нестационарного отклика полимера фазовым рассогласованием между пучками пренебрегать нельзя [16]. С учетом интеграла движения система уравнений (11) может быть редуцирована:

$$\frac{\partial \tilde{I}_s}{\partial z} = 4 \frac{\tilde{I}_s(W_0 - \tilde{I}_s)}{W_0} \rho \sin(\xi - \eta), \quad (16)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial z} = \frac{2(W_0 - 2\tilde{I}_s)}{W_0} \rho \cos(\xi - \eta).$$

где $\xi = \arg \tilde{A}_r - \arg \tilde{A}_s$ – фазовое рассогласование пучков; $\rho \exp(i\eta) \equiv k_0 \Delta n^{(1)} / [2 \cos(\theta/2)]$; ρ , η – амплитуда и фаза решетчатой $\Delta n^{(1)}$ соответственно. С целью упрощения расчетов выражение (10) для комплексной амплитуды решетки показателя преломления запишем в виде системы дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} + \beta_2 \rho = f(t) \cos(\xi - \eta), \quad (17)$$

$$\rho \frac{\partial \eta}{\partial z} = f(t) \sin(\xi - \eta),$$

где $f(t) = g_1 \{g_3 + g_2 \exp[(\gamma - \beta)t]\}$.

Решение систем уравнений (16) и (17) позволяет рассчитать динамику переходного процесса для интенсивности сигнала пучка $I_s(t)$ на выходе из пленки полимера ($z = L$) при включении опорного пучка I_r в момент $t = 0$. Результаты расчета удобно представить в виде динамики «двухволнового усиления» $\Gamma(t) = \ln[I_s(t)/I_s(0)]/L$, где $I_s(0)$ – интенсивность сигнала пучка на выходе из полимера до включения опорного пучка. Полученные при численном моделировании кривые $\Gamma(t)$ представлены на рис.4,в. Обсуждение результатов моделирования и сравнение с экспериментальными данными приведено в следующем разделе статьи.

При проведении численных оценок были использованы следующие значения материальных параметров АПЖК ($\lambda \approx 532$ нм): $T_r = 10$ с, $\Delta n_s = 0.09$, $a_1 = 10^{-3}$ с $^{-1}$ ·Вт $^{-1}$ ·см 2 , $a_2 = 8 \cdot 10^{-4}$ с $^{-1}$ ·Вт $^{-1}$ ·см 2 , $D_x = 1.25 \cdot 10^{-10}$ см 2 ·с $^{-1}$, $\alpha = 180$ см $^{-1}$. Скоростные константы a_1 и a_2 , время тепловой релаксации T_r и Δn_s для АПЖК при $T \approx 85^\circ\text{C}$ были определены в экспериментах по измерению светоиндуцированной добавки к показателю преломления [20]. В нашей модели величина D_x использовалась в качестве подгоночного параметра.

3. Эксперимент. Сравнение с теорией

Экспериментальное исследование двухволнового взаимодействия проводилось на образцах ЖК полиме-

ра SPK-4/4 с молярным содержанием азокрасителя 20 % [12, 13]. Химическая формула и спектр линейного поглощения полимера приведены на рис.1. Пленка полимера толщиной $L = 50$ мкм была заключена в специальную ячейку, конструкция которой предусматривала возможность нагрева и термостабилизации АПЖК, а также приложения гомеотропно-ориентирующего электрического поля к образцу. Переменное электрическое поле $E_a \approx 10^4$ В/см с частотой 350 Гц, необходимое для поддержания гомеотропной ориентации слоя АПЖК, прикладывалось к ячейке при проведении всех экспериментов [21, 22].

Схема экспериментальной установки (адаптивного интерферометра) представлена на рис.2,б [23]. Пучок излучения Nd:YAG-лазера с диодной накачкой и внутривибраторным удвоением частоты ($\lambda \approx 532$ нм) попадает на делительный кубик 1. Отраженные зеркалами 2 и 3 световые пучки пересекаются в плоскости полимерного образца 7. Угол схождения пучков в воздухе $\theta \approx 15^\circ$. Для получения фазовой модуляции опорного пучка использовался электрооптический модулятор 6 на основе кристалла LiNbO $_3$. Интенсивность сигнального пучка регулировалась нейтральным фильтром 4. Набор стеклянных пластин 5 в сигнальном плече интерферометра служил для выравнивания длин оптических путей взаимодействующих пучков. При этом достигался максимальный контраст интерференционной картины на пленке полимера. Сигнальный пучок на выходе полимерной ячейки регистрировался фотодиодом 8. Общее управление экспериментом и сбор данных производились с помощью персонального компьютера через блок сопряжения 9 и плату АЦП/ЦАП-преобразователя.

Отклик интерферометра $I_s(t)$ на импульсное возмущение фазы ($\Delta\varphi \approx 2.7$ рад) опорного пучка приведен на рис.3,а. Эксперимент проводился при температуре $T = 85^\circ\text{C}$, отношение интенсивностей падающих пучков $I_r/I_s = 11$, а суммарная интенсивность $I_r + I_s = 330$ мВт/см 2 .

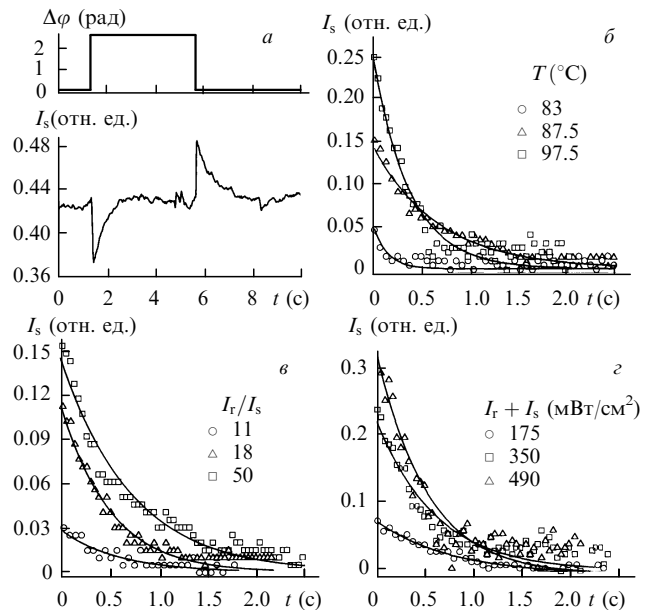


Рис.3. Отклик адаптивного интерферометра I_s на импульсное возмущение фазы $\Delta\varphi$ опорного пучка (а) и динамика переходного процесса при разных температурах полимерной пленки T (б) ($I_r/I_s = 11$, $I_r + I_s = 175$ мВт/см 2), разных отношениях интенсивностей взаимодействующих пучков I_r/I_s (в) ($T = 87.5^\circ\text{C}$, $I_r + I_s = 175$ мВт/см 2) и разных полных интенсивностях $I_r + I_s$ (д) ($T = 87.5^\circ\text{C}$, $I_r/I_s = 11$). Сплошные кривые – аппроксимации начальных участков зависимостей.

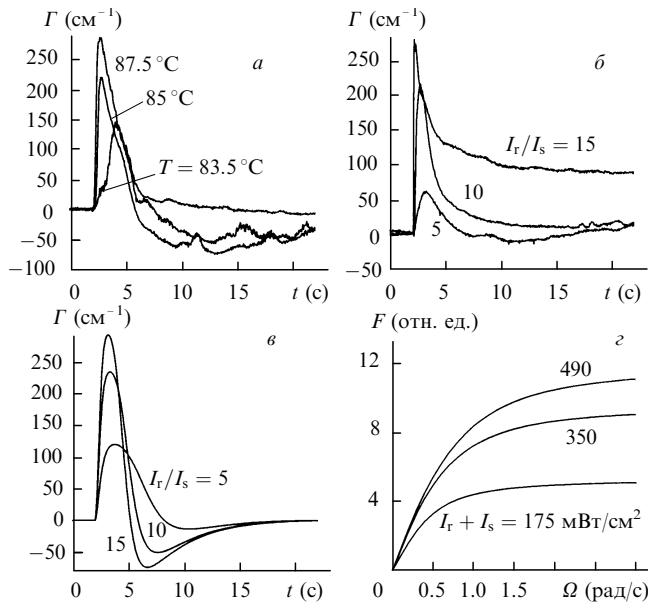


Рис.4. Переходной процесс после включения опорного пучка в момент $t_0 = 2$ с: зависимости $\Gamma(t)$ при разных температурах пленки T (а), разных отношениях интенсивностей взаимодействующих пучков I_r/I_s (б), теоретическая зависимость $\Gamma(t)$ при $I_r + I_s = 330$ мВт/см² и разных I_r/I_s (в), а также рассчитанная частотная передаточная характеристика $F(\Omega)$ адаптивного интерферометра при $\delta = 0.1$ рад, $I_r/I_s = 11$ и разных $I_r + I_s$ (г).

Как видно из рис.3,а, интерферометр стремится автоматически скомпенсировать фазовые возмущения, т. е. адаптироваться к изменению условий работы. Переходной процесс для ступенчатого возмущения фазы $\Delta\varphi \approx 1$ рад при разных температурах полимера изображен на рис.3,б. Видно, что нагрев полимера приводит к ускорению переходного процесса и возрастанию сигнала отклика.

Переходной процесс при разных отношениях интенсивностей I_r/I_s представлен на рис.3,в. В этом случае скорость отклика остается почти неизменной, т. к. $I_r + I_s = \text{const}$, но вследствие изменения контраста интерференционной картины, влияющего на амплитуду фазовой решетки $|\Delta n^{(1)}|$, изменяется выходной сигнал – он увеличивается с уменьшением контраста. Наконец, зависимости $I_s(t)$ при ступенчатом изменении фазы и разных суммарных входных интенсивностях пучков $I_r + I_s$ изображены на рис.3,г. Видно, что увеличение $I_r + I_s$ приводит к уменьшению времени переходного процесса, вызванного ступенчатым возмущением фазы.

Динамика переходного процесса после включения опорного светового пучка в момент времени $t_0 = 2$ с представлена на рис.4,а,б,в. Дополнительный фазовый сдвиг между интерферирующими в пленке полимера пучками не вносился. «Двухволновое усиление» $\Gamma(t) = \ln[I_s(t)/I_s(0)]/L$ рассчитывалось по измеренным $I_s(t)$. Кривые, представленные на рис.4,а, получены при разных температурах пленки АПЖК. Видно, что нагрев приводит к существенному ускорению отклика и к росту сигнала. Зависимости $\Gamma(t)$ при разных отношениях интенсивностей падающих пучков I_r/I_s приведены на рис.4,б. В этом случае с ростом отношения I_r/I_s наблюдается рост величины $\Gamma(t)$.

На рис.4,в представлены теоретические кривые $\Gamma(t)$, полученные при численном решении систем уравнений

(16) и (17). Видно, что при $t \leq 5$ с наблюдается хорошее согласие с данными экспериментов. Отличия при $t > 5$ с могут быть обусловлены тем, что наша модель не учитывает нелинейное поглощение в АПЖК. Кроме того, исходное уравнение (3) является приближенным для фотоизомеризации азохромов, т. к. не описывает угловое перераспределение изомеров азокрасителя [21]. По этой причине при теоретическом расчете начальный рост и последующая релаксация $\Gamma(t)$ определяются одним временным масштабом. Наконец, на рис.4,г изображена рассчитанная на основе выражений (13) и (14) частотная передаточная функция адаптивного интерферометра при разных полных интенсивностях падающего света. Вид кривых соответствует передаточной характеристике дифференцирующей цепочки $F(\Omega) \sim \Omega/(\Omega^2 + \gamma^2)^{1/2}$. Дифференцирование фазового возмущения наблюдается также в экспериментах (см. рис.3,а).

- Bredas J.L., Adant C., Tackx P., Persoons A. *Chem.Rev.*, **94**, 243 (1994).
- Garito A.F., Shi R.F. et al. In: *Spatial light modulator technology: materials, devices and applications* (Ser. Optical engineering, N.Y., Marcel Dekker, 1995).
- Hornak L.A. (Ed.) *Polymers for lightwave and integrated optics: technology and applications* (N.Y., Marcel Dekker, 1992).
- Nalwa H.S., Miyata S. (Eds) *Nonlinear optics of organic molecules and polymers* (Boca Raton, Fla., CRC Press, 1997).
- Мюльман Г., Ван-дер-Ворст Дж. В кн. *ЖК полимеры с боковыми мезогенными группами* (М., Мир, 1992, с.421).
- Кожевников Н.М. *Динамическая голографическая микрофазометрия* (докт. дисс., Ленинградский государственный технический институт, С.-Петербург, 1992).
- Stepanov S.I. In: *International trends in optics* (Boston, Acad. Press, 1991, p.125).
- Соколов И.А., Степанов С.И., Трофимов Г.С. *Акустич. ж.*, **37**, 998 (1991).
- Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (С.-Петербург, Наука, 1992, с.218).
- Petrov V., Denz C., Petter J., Tschudi T. *Optics Letts*, **22**, 1902 (1997).
- Volodin B.L., Kippelen B., Meerholz K., Peyghambarian N., Kukhtarav N.V., Caulfield H.J. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **13**, 2261 (1996).
- Shibaev V.P., Kostromin S.G., Ivanov S.A. In: *Polymers as electro-optical and photooptical active media* (Berlin, Springer-Verlag, 1996, p.37).
- Шибяев В.П., Костромин С.Г., Иванов С.А. *Высокомолекуляр. соед. А*, **39**, 1 (1997).
- Rasmussen P.H., Ramanujam P.S., Hvilsted S., Berg R.H. *J.Amer. Chem.Soc.A*, **121**, 4738 (1999).
- Tomlinson W.J. *Appl. Optics*, **14**, 2456 (1975).
- Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Одулов С.Г., Соскин М.С. *УФН*, **129**, 113 (1979).
- Rau H. In: *Photochemistry and photophysics* (Boca Raton, Fla., CRC Press, 1990, v. II, p.119).
- Аракелян С.М., Чилингарян Ю.С. *Нелинейная оптика жидких кристаллов* (М., Наука, 1984, с.156).
- Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Соскин М.С. *Квантовая электроника*, **4**, 420 (1977).
- Симонов А.Н. *Динамика светоиндуцированных процессов в пленках азосодержащих гребнеобразных полимеров с жидкокристаллическими свойствами* (канд. дисс., МГУ им. М.В.Ломоносова, М., 2000).
- Симонов А.Н., Ларичев А.В. *Квантовая электроника*, **28**, 87 (1999).
- Симонов А.Н., Ларичев А.В., Шибяев В.П. *Квантовая электроника*, **30**, 635 (2000).
- Андреева М.С., Симонов А.Н., Шмальгаузен В.И. *Тезисы докл. конф. «Оптика-99»* (С.-Петербург, 1999, с.11).