

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373

ДИНАМИКА ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ В ПЛЕНКАХ АЗОСОДЕРЖАЩИХ ПОЛИМЕРОВ**Е. А. Бакланова, Д. В. Ураев, В. И. Шмальгаузен***(кафедра общей физики и волновых процессов)*

Анализируется модель взаимодействия эллиптически поляризованного света с пленочным образцом азосодержащего полимера. Обсуждаются механизмы оптической записи и хранения поляризационных голограмм различных типов. Приведены результаты экспериментального исследования поляризационных характеристик пленок азополимеров.

Введение

Стремительное развитие технологий в области оптической обработки информации приводит к появлению все большего числа материалов, используемых в качестве нелинейно-оптических сред. Наиболее привлекательными среди известных новых типов оптических материалов оказываются органические среды полимерного строения. Благодаря гибкости органического синтеза становится возможным получение фоточувствительных полимеров со строго заданными как оптическими, так и термодинамическими характеристиками. В последнее время особое внимание уделяется полимерам с химически присоединенными или растворенными азокрасителями, обладающим рядом неоспоримых преимуществ. Высокая чувствительность и стойкость к многократно повторяющимся световым воздействиям, а также большой динамический диапазон величины светиндуцированной добавки к показателю преломления позволяют использовать азополимеры как в качестве управляемых фазовых транспарантов в адаптивной оптике, так и в качестве реверсивных регистрирующих сред в задачах высокоплотной оптической записи и динамической голографии. Вместе с тем эти материалы обладают поляризационной чувствительностью, что позволяет применять их для записи голограмм новых типов — поляризационных голограмм.

В литературе широко известна модель представления фоточувствительных полимерных сред типа «гость–хозяин». Согласно данному представлению, фотохромные молекулы — «гости» — с помощью соединительных цепочек — «спейсеров» — связаны с основной полимерной цепью. В состав макромолекулы равноправно с фотохромными фрагментами входят и нейтральные молекулярные группы, составляющие полимерную матрицу («хозяина») и также вносящие свой вклад в оптические характеристики среды. Полимерные соединения такой структуры называют гребнеобразными. В результате сильного межмолекулярного взаимодействия боковые фрагменты полимерной цепи, ориентируясь

вдоль выделенного направления, могут образовывать мезофазу. Как и при описании жидких кристаллов (ЖК), преимущественное направление ориентации молекул в рамках рассматриваемого ЖК домена задается жидкокристаллическим директором \mathbf{n} , а степень упорядоченности описывается параметром порядка S .

При воздействии света на полимерный образец входящие в состав полимера азокрасители могут совершать фотоизомеризационные переходы, сопровождающиеся ориентационными перестроениями. Вследствие сильного взаимодействия красителей с нейтральными фрагментами полимера происходит деформация всей полимерной матрицы, что приводит к локальному изменению оптических характеристик среды. Индуцированная светом оптическая анизотропия образца определяется параметрами воздействующего излучения (интенсивностью и поляризацией) и свойствами полимера.

Возможность оптического управления анизотропией азосодержащих полимерных сред позволяет применять подобные материалы в задачах поляризационной динамической голографии, представляющей мощный инструмент для достижения высоких плотностей оптической записи информации. Использование азополимеров в устройствах перезаписываемой памяти требует разработки специальных методов записи и управления оптическими свойствами полимерной регистрирующей среды. Достижение оптимальных режимов записи, восстановления и хранения информации зависит от выбора определенных схем и температурных режимов записи, экспозиции и характера поляризации воздействующего и считывающего световых пучков. Для определения выше перечисленных условий необходимо знать особенности взаимодействия поляризованного света с полимерным образцом.

Существующие теоретические модели процессов фотоориентации в азополимерах не позволяют корректно описать некоторые их свойства, наблюдаемые в экспериментах. Наибольший интерес представляют поляризационные характеристики, явля-

ющиеся отличительной чертой полимерных сред и не типичные для остальных известных оптических регистрирующих материалов. Кроме того, в рамках существующих подходов не удается удовлетворительно описать процессы релаксации в полимерном образце, определяющие поведение среды на этапе хранения записанной информации. Таким образом, возникает необходимость в развитии теоретической модели, пригодной для анализа экспериментов в области поляризационной динамической голографии и долговременного хранения данных.

Теоретическая модель

Рассмотрим взаимодействие эллиптически поляризованной световой волны с тонким слоем L нематического азосодержащего ЖК полимера (рис. 1) (\mathbf{k} — волновой вектор, ось X направлена вдоль большой полуоси α эллипса поляризации, Y — параллельно малой полуоси β). Для случая тонкой пленки толщины $L \ll \delta^{-1}$ (здесь δ — коэффициент поглощения) зависимостью интенсивности света от координаты распространения z можно пренебречь: $I(z) = I = \text{const}$.

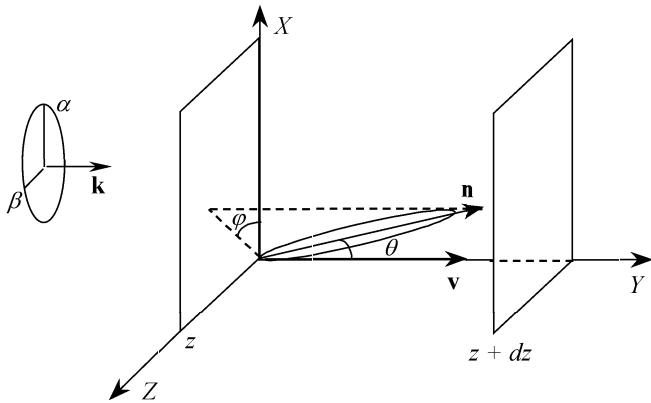


Рис. 1. Геометрия взаимодействия азокрасителя с поляризованным светом в тонком слое dz нематического азосодержащего полимера

Для описания молекул полимера с нематическими свойствами воспользуемся моделью жесткого стержня [1, 2]. Нематическую среду можно описывать с помощью функции распределения молекул по ориентациям, однако на практике удобнее иметь дело с параметром порядка S , который описывает степень ориентации длинных осей молекул вдоль направления директора: $S = \frac{1}{2} \langle 3 \cos^2 \theta - 1 \rangle$, где усреднение проводится по ориентационному распределению молекул. На рис. 1 единичный вектор $\mathbf{v} = \{0, 0, 1\}$ характеризует направление нематического директора ЖК полимера, а единичный вектор $\mathbf{n} = \{\sin \theta \cos \theta, \sin \theta \sin \theta, \cos \theta\}$ — пространственную ориентацию транс-изомера азокрасителя, для которого, так же как и для молекул нематика, воспользуемся моделью жесткого стержня. При рассмотрении взаимодействия пленки со светом воспользуемся гипотезой о том, что светочувствительные свойства азосодержащего полимера определяются только мо-

лекулами азокрасителя. Воздействие света приводит к переходу молекулы красителя из более стабильной транс-формы в менее стабильную цис-форму, в то время как обратный переход может совершаться как под действием света, так и в результате тепловой релаксации. Будем также считать, что свойства цис-изомеров обладают сферической симметрией. Тогда тензоры сечений поглощения ($\hat{\sigma}_{t,c}$) и поляризуемостей ($\hat{\alpha}_{t,c}$) транс- и цис-изомеров в собственной системе координат можно представить в виде

$$\hat{\sigma}_t = \text{diag}(\sigma_t^\perp, \sigma_t^\perp, \sigma_t^\parallel), \quad \hat{\sigma}_c = \text{diag}(\sigma_c, \sigma_c, \sigma_c), \quad (1)$$

$$\hat{\alpha}_t = \text{diag}(\alpha_t^\perp, \alpha_t^\perp, \alpha_t^\parallel), \quad \hat{\alpha}_c = \text{diag}(\alpha_c, \alpha_c, \alpha_c),$$

где индекс t относится к транс-изомерам, c — к цис-изомерам. Для молекул азокрасителя $\alpha_t^\parallel \gg \alpha_t^\perp$, поэтому при дальнейшем рассмотрении компонентой α_t^\perp можно пренебречь.

В случае эллиптической поляризации света вероятность поглотить фотон зависит от ориентации азохромофора относительно осей эллипса поляризации падающего излучения. Это приводит к тому, что молекулы, оси которых параллельны большой полуоси эллипса поляризации, чаще испытывают фотоизомеризацию, чем те, оси которых ориентированы в другом направлении [3]. Поэтому сечение поглощения представимо в виде

$$\sigma_t(\theta, \varphi) = \sigma_t^\parallel \left(\frac{\alpha^2}{I_0} \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + \frac{\beta^2}{I_0} \sin^2 \theta \sin^2 \varphi \right) + \sigma_t^\perp \left[\frac{\alpha^2}{I_0} (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi) + \frac{\beta^2}{I_0} (1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi) \right], \quad (2)$$

где σ_t^\parallel и σ_t^\perp — сечения поглощения трансизомеров для света, линейно поляризованного параллельно и перпендикулярно оси молекулы соответственно, $\alpha^2 + \beta^2 = I_0$, I_0 — интенсивность света.

Процессы, происходящие в азосодержащих полимерах под действием света, удобно описывать с помощью функций плотности углового распределения изомеров красителя — $N_c(\theta, \varphi, t)$, $N_t(\theta, \varphi, t)$. Под действием света молекулы азокрасителей могут совершать транс \leftrightarrow цис переходы. Вероятности этих процессов зависят от квантовых выходов процессов фотоизомеризации, сечений поглощения изомеров, интенсивности и поляризации света. Важную роль играют также процессы тепловой релаксации и угловой переориентации азокрасителей, вызванные спонтанным вращением молекул (вращательная диффузия) или конформационными изменениями в результате повторяющихся процессов транс \leftrightarrow цис изомеризации. По аналогии с работой [4] балансные уравнения для функций плотности углового распре-

деления изомеров красителя можно записать в виде

$$\begin{cases} \frac{dN_t(\theta, \varphi, t)}{dt} = -\sigma_t \frac{Iq_t}{\hbar\omega} N_t + \left(\sigma_c \frac{Iq_c}{\hbar\omega} + \frac{1}{\tau_c} \right) F N_c + \\ + D_t \left(\Delta_{\theta, \varphi} N_t + \frac{1}{kT} \nabla(N_t \nabla V(\theta, \varphi)) \right), \\ \frac{dN_c(\theta, \varphi, t)}{dt} = \\ = \sigma_t \frac{Iq_t}{\hbar\omega} N_t - \left(\sigma_c \frac{Iq_c}{\hbar\omega} + \frac{1}{\tau_c} \right) F N_c + D_c \Delta_{\theta, \varphi} N_c, \end{cases} \quad (3)$$

где q_t , q_c — квантовые выходы процессов транс \rightarrow цис и цис \rightarrow транс фотоизомеризации соответственно, I — интенсивность излучения, которая может зависеть от времени, ω — частота излучения, τ_c — характерное время тепловой релаксации, D_t , D_c — коэффициенты вращательной диффузии изомеров, $\Delta_{\theta, \varphi}$ — угловая часть лапласиана в сферических координатах, а σ_t определяется соотношением (2).

Первое слагаемое в первом уравнении системы (3) описывает уменьшение количества трансизомеров вследствие транс \rightarrow цис фотоизомеризации, второе слагаемое описывает увеличение N_t за счет вынужденных цис \rightarrow транс переходов и тепловой релаксации. Коэффициенты при N_t , N_c в этих слагаемых характеризуют скорости соответствующих процессов. Последнее слагаемое описывает вращательную диффузию изомеров. Скорость диффузии $D_{t,c}$ определяется подвижностью красителей в полимерной матрице и зависит от молекулярного окружения и температуры ($D_{t,c} = kT/\zeta_{t,c}$, где ζ — ориентационная вязкость). Поскольку, согласно экспериментальным данным, коэффициент диффузии D_t при комнатной температуре очень мал ($D_t \ll D_c$), вкладом вращательной диффузии трансизомеров в изменение распределения азокрасителей пренебрежем.

Переориентация молекул красителя может быть вызвана не только вращательной диффузией и конформационными изменениями [5, 6]. В результате того что фотоиндуцированные переходы являются безызлучательными, в процессе фотоизомеризации высвобождается тепловая энергия, что приводит к «локальному разогреву» среды и дополнительному тепловому вращению молекул.

В рамках молекулярно-статистической теории (приближение среднего поля) можно считать, что каждая молекула находится в среднем поле $V(\theta, \varphi)$, создаваемом мезогенными группами полимера и внешними полями. Для учета этого поля в балансных уравнениях (3) введен множитель $F = C_0 \exp(-V(\theta, \varphi)/kT)$. Множитель F описывает равновесное распределение молекул. Будем также считать, что процессы фотоизомеризации слабо влияют на ЖК свойства полимера и ориентацию директора. Тогда множитель F можно заменить на одночастичную функцию распределения (определенную

в теории Майера–Заупе) [1]:

$$F = C_0 \exp(C_1 S P_2(\mathbf{v}\mathbf{n})), \quad (4)$$

где $P_2(\mathbf{v}\mathbf{n}) = P_2(\cos \theta)$ — полином Лежандра второго порядка, C_0 , C_1 — постоянные, S — параметр порядка нематика. Для упрощения расчетов вместо точного выражения (4) в работе [7] предложена аппроксимация, дающая хорошее согласие при $S \leq 0.4$. Эта аппроксимация имеет вид

$$F = 1 + 5 S P_2(\mathbf{v}\mathbf{n}). \quad (5)$$

Решение балансных уравнений будем искать в виде разложения функций плотности углового распределения изомеров по присоединенным функциям Лежандра. Для получения приближенного аналитического решения достаточно ограничиться несколькими первыми членами разложения [5, 6]:

$$\begin{cases} N_t = a_0 + a_2 P_2(\cos(\theta)) + \\ + (a_{22} \cos(2\varphi) + c_{22} \sin(2\varphi)) P_2^2(\cos(\theta)), \\ N_c = b_0 + b_2 P_2(\cos(\theta)) + \\ + (b_{22} \cos(2\varphi) + d_{22} \sin(2\varphi)) P_2^2(\cos(\theta)). \end{cases} \quad (6)$$

Нефоточувствительные молекулы полимерной матрицы оказывают сильное влияние на динамику молекулярных перестроений внутри полимера при воздействии поляризованного света [8]. Как правило, боковые звенья азосодержащих полимеров обладают большим дипольным моментом, что приводит к сильному межмолекулярному взаимодействию. Это ключевым образом сказывается как на чувствительности, так и на временах отклика полимерной среды.

Деформацию макромолекулы полимера удобно описывать с помощью векторного параметра порядка $\hat{\mathbf{Q}}$ [2], характеризующего степень упорядоченности молекулярных групп, входящих в состав полимера. При рассмотрении воздействия линейно-поляризованного света тензор $\hat{\mathbf{Q}}$ можно свести к одному скалярному параметру порядка $S = \langle P_2(\cos \theta) \rangle_N$ (здесь усреднение по молекулярному распределению). Воздействие эллиптически-поляризованного света приводит к нарушению анизотропии углового распределения молекул по φ , и в первом приближении необходимо учитывать, вообще говоря, также и второй скалярный параметр порядка $D = \langle P_2^{(2)}(\cos \theta) \cos 2\varphi \rangle_N$.

Наведенная светом анизотропия распределения азокрасителей вследствие сильного взаимодействия с молекулярным окружением приводит к деформации всей полимерной матрицы, а вместе с тем к изменению параметров порядка нематического домена полимера. Для описания процесса ориентации нефотохромных молекул полимера введем функцию углового распределения $f(t, \Omega)$. Уравнение динамики в этом случае можно представить в виде

$$\frac{\partial f(t, \Omega)}{\partial t} = - \frac{f(t, \Omega) - f_0(t, \Omega)}{\tau_h}. \quad (7)$$

Здесь τ_h — характерное время перестроения полимерной матрицы, $f_0(t, \Omega)$ — равновесная функция распределения молекул полимерной матрицы, соответствующая текущему распределению азокрасителей.

Аналогично случаю изомеров азокрасителей представим функцию $f(t, \Omega)$ в виде разложения в ряд по полиномам Лежандра $f(t, \Omega) = \sum F_n(t)P_n(\cos \theta)$. Тогда, ограничиваясь первыми двумя членами разложения, уравнение (7) можно преобразовать в уравнение динамики параметра порядка S :

$$\frac{\partial S(t)}{\partial t} = -\frac{1}{5\tau_h} \frac{U_{ht}}{kT} \left(S(t) - \frac{a_{20}(t)}{5a_{00}(t)} \right). \quad (8)$$

Здесь U_{ht} — потенциал взаимодействия азокрасителя со средним полем, образованным мезогенными молекулами полимера. Уравнение описывает релаксацию параметра порядка (степень деформации полимерной матрицы) к стационарному состоянию, определяемому текущим распределением транс-изомеров азокрасителей.

Долговременное сохранение оптической анизотропии, наведенной светом в гребнеобразном полимерном образце, связано с эффектами деформации полимерной матрицы. Коллективный характер перестроений, происходящих на макромолекулярном уровне, приводит к значительному росту характерного времени ориентационной релаксации углового распределения молекул. В результате записанная в образце информация может храниться в течение значительного времени. Для некоторых аморфных азосодержащих полимеров время хранения может достигать нескольких лет. На рис. 2 представлен результат измерения динамики показателя преломления $\Delta n_{\text{ind}}(t)$ пленки аморфного полимера при воздействии линейно-поляризованного света и при различных температурах образца. На начальной стадии облучения происходит интенсивное перераспределение изомеров азокрасителя, а также связанная с ним переориентация нейтральных молекул матрицы. Дальнейшее воздействие света приводит к установлению стационарного распределения молекул полимера по углам, и показатель преломления образца достигает насыщения.

На этапе релаксации полимера можно выделить два функционально различных периода: а) первичной релаксации и б) хранения. При отсутствии воздействующего света динамика $\Delta n_{\text{ind}}(t)$ полностью определяется релаксационными процессами спонтанной цис \rightarrow транс изомеризации и ротационной диффузии. Влияние тепловых флуктуаций в полимере приводит к ориентационной релаксации распределения азохромофоров к состоянию, определяемому распределением нейтральных молекул полимерной цепи, сформировавшемуся на стадии светового воздействия. Режиму хранения соответствует остаточная величина $\Delta n_{\text{ind}}^{\text{st}}$, достигаемая на этапе первичной релаксации.

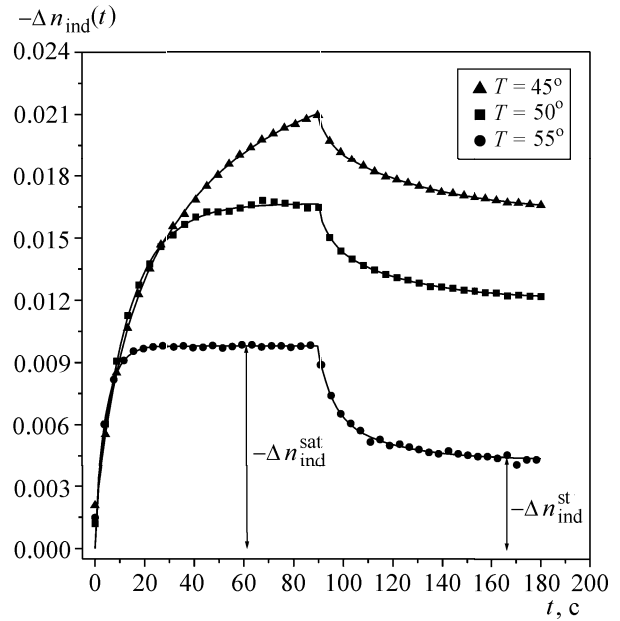


Рис. 2. Динамика показателя преломления пленки аморфного азополимера при воздействии линейно-поляризованного света ($t < 90$ с) и последующей релаксации ($t > 90$ с)

Как видно из приведенных зависимостей, при правильном выборе температурного режима полимера уровень первичной релаксации $\Delta n_{\text{ind}}^{\text{st}}/\Delta n_{\text{ind}}^{\text{sat}}$ может составлять менее $\sim 30\%$, что говорит о сильной деформации полимерной матрицы, вызванной воздействием света.

Зная решения балансных уравнений и уравнения (8), нетрудно определить, как изменяются светоиндуцированные добавки к показателям преломления [5], а также найти изменение параметра порядка нематического азополимера под действием эллиптически поляризованного света. При расчетах использовались следующие параметры транс- и цис-изомеров красителя $\sigma_t = 2.8 \cdot 10^{-18}$ см², $\sigma_c = 3.1 \times 10^{-18}$ см², $\alpha_t = 1.5 \cdot 10^{-23}$ ед. СГСЭ, $\alpha_c = 4.5 \times 10^{-24}$ ед. СГСЭ [5], $q_t = q_c = 0.1$, $N_0 = 1.2 \times 10^{21}$ см⁻³ [9]. Полученные решения для изменения параметра порядка приведены на рис. 3 и 4. На рис. 3 хорошо видно, что сильнее всего параметр порядка меняется при воздействии на полимер циркулярно поляризованного света и меньше всего — при воздействии света линейной поляризации. Это можно объяснить эффектом «выжигания дырки» [6]. В случаях циркулярно и линейно поляризованного света этот эффект приводит к различным распределениям молекул по углам. Под действием света линейной поляризации выжигание происходит в направлении поляризации излучения, и изомеров, ориентированных в этом направлении, становится меньше. При этом возрастает число молекул, ориентированных во всех остальных направлениях. Поэтому степень упорядоченности молекул возрастает и соответственно возрастает параметр порядка. При циркулярно поляризованном свете «выжигание»

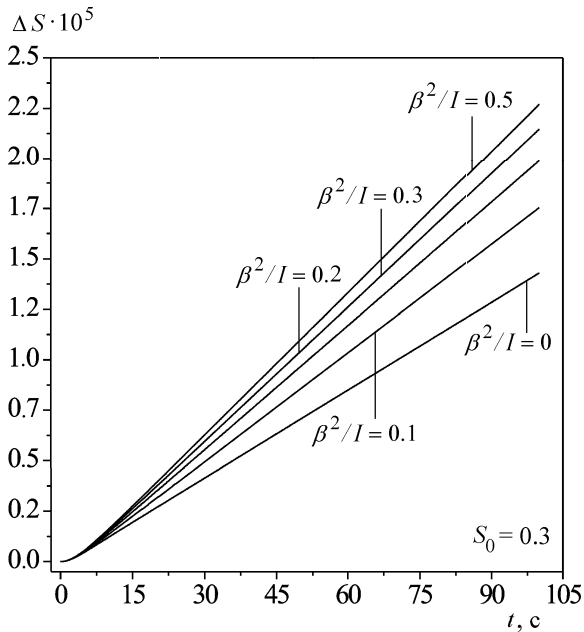


Рис. 3. Изменение параметра порядка ЖК нематического полимера ($S_0 = 0.3$) при различной поляризации падающего излучения

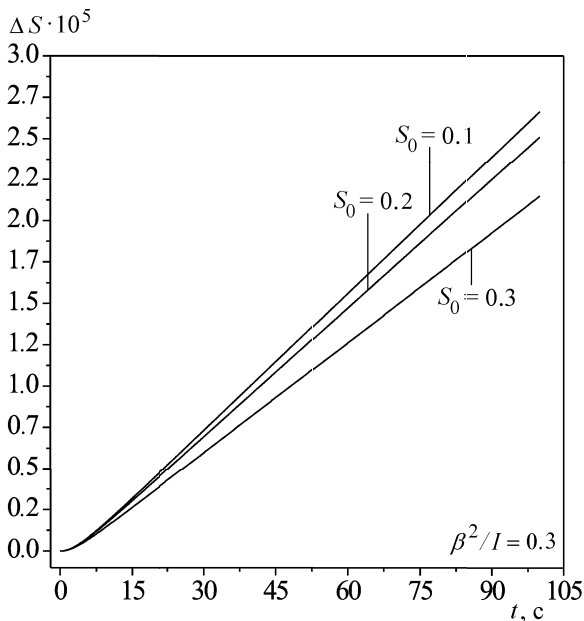


Рис. 4. Изменение параметра порядка ЖК полимера под действием света эллиптической поляризации ($\beta^2/I_0 = 0.3$) для различных начальных значений параметра порядка нематика S_0

происходит по всем направлениям в плоскости поляризации излучения, и в этом случае больше молекул оказывается ориентировано в направлении, перпендикулярном плоскости поляризации. В результате изменение параметра порядка оказывается больше. По тем же причинам для эллиптической поляризации значения изменений параметра порядка лежат между соответствующими значениями для линейного и циркулярно поляризованного света. Приведенные на рис. 4 кривые иллюстрируют зависимость добавки к параметру порядка от времени воздействия эллиптически поляризованного света при $\beta^2/I = 0.3$

и различных начальных значениях параметра порядка S_0 . Чем больше S_0 , тем медленнее изменяется параметр порядка полимера, поскольку межмолекулярное взаимодействие в этом случае сильнее и тем самым затрудняется изменение ориентации молекул среды.

Поляризационная голографическая запись

Проводилось экспериментальное исследование поляризационных голографических характеристик пленочного образца аморфного азосодержащего полимера. Запись голограмм в пленке полимера проводилась пучками различной поляризации (линейной и циркулярной) с одновременным считыванием пробным пучком, поляризация которого также варьировалась. В зависимости от поляризации воздействующих волн в плоскости полимерной пленки формируется различная интерференционная картина, что приводит к формированию в среде различных рельефов показателей преломления и поглощения [10]. При этом зависимость интенсивности и поляризации пробного пучка, дифрагирующего на такой поляризационной голограмме, может иметь достаточно сложный характер. В зависимости от того, какой из механизмов оптической нелинейности (изомеризация или фотоориентация) в процессе записи является преобладающим, формируемая в образце голограмма будет обладать различными свойствами, что позволяет использовать такие голограммы для различных приложений.

На рис. 5 приведены результаты измерения дифракционной эффективности различных поляризационных голограмм.

1. Воздействующие пучки линейно поляризованы

Рассматриваемому случаю соответствует интерференционная картина с модуляцией интенсивности в плоскости пленки, при этом поляризация света не зависит от разности фаз между пучками. Воздействие света приводит к формированию в образце анизотропной решетки с модуляцией абсолютной величины показателя преломления [10].

Особенности дифракции линейно- и циркулярно-поляризованного света на рассматриваемой решетке приведены на рис. 5, а. При небольших световых экспозициях (на линейном участке), когда $\Delta n_{\text{ind}} \ll \Delta n_{\text{sat}}$ (где Δn_{sat} — значение светоиндуцированной добавки к показателю преломления в насыщении), наблюдается эффект «поляризации» пробного пучка. Независимо от состояния поляризации света на входе в среду дифрагирующий пучок оказывается линейно поляризованным.

2. Воздействующие пучки имеют циркулярную поляризацию одного знака

При голографической записи циркулярно-поляризованным светом в плоскости полимерной пленки об-

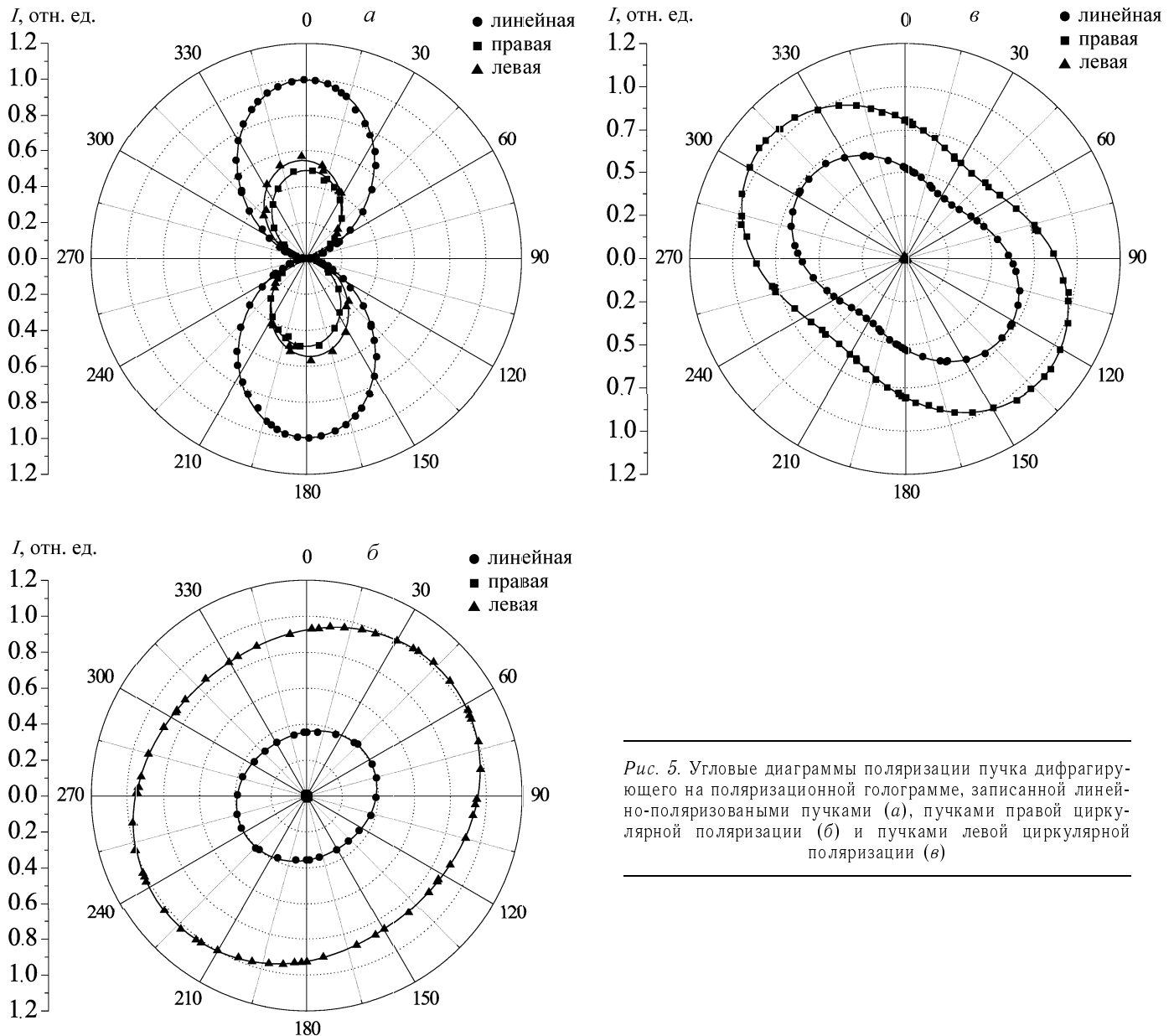


Рис. 5. Угловые диаграммы поляризации пучка дифрагирующего на поляризационной голограмме, записанной линейно-поляризованными пучками (*a*), пучками правой циркулярной поляризации (*б*) и пучками левой циркулярной поляризации (*в*)

разуется интерференционная картина, приводящая к модуляции как показателя преломления полимера, так и направления светоиндуцированной оси. Локальная величина наведенной светом анизотропии определяется разностью фаз записывающих пучков. В результате такого воздействия в среде образуется фазовый рельеф, обладающий следующими особенностями. Благодаря эффектам «выжигания дыры» и угловой переориентации формируемая в образце светоиндуцированная оптическая ось образует спираль с осью, лежащей в плоскости падения записывающих пучков. В результате образуется аналог хиральной среды, где собственные волны в случае нормального распространения являются циркулярно поляризованными.

На рис. 5, *б* и *в* представлены угловые диаграммы, демонстрирующие поляризацию пробного пучка, дифрагирующего на такой решетке. Из приведенных зависимостей видно, что при достаточно малых

экспозициях (соответствующих линейному режиму записи голограммы) дифрагирует только циркулярно-поляризованная волна, знак которой совпадает со знаком циркулярной поляризации записывающих волн. Дифракционная эффективность для другой циркулярной волны практически равна нулю. С увеличением световой экспозиции эффект «селективной дифракции» снижается. Обобщая вышеизложенное, можно утверждать, что явление избирательной дифракции связано с формированием в образце спирали светоиндуцированной оптической оси, наведенной светом при интерференции двух циркулярно поляризованных волн, распространяющихся под углом друг к другу.

Закключение

В работе предложена теоретическая модель взаимодействия эллиптически-поляризованного света с пленочным образцом азосодержащего полимера,

обладающего ЖК свойствами. Учтено влияние нефоточувствительной полимерной матрицы на динамику фотоориентации азокрасителей, что позволяет описать динамику голограммы на этапе хранения. Исследованы свойства поляризационных голограмм различного типа и проведено теоретическое обоснование полученных в эксперименте результатов. Предложенная модель предсказывает появление в аморфном образце наведенной светом хиральности, которая наблюдается экспериментально.

Авторы благодарны профессору химического факультета МГУ В. П. Шибяеву за предоставленные полимерные образцы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 02-02-16721 и 02-03-33048).

Литература

1. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М., 1977.
2. Аракелян С.М., Чилингарян Ю.С. Нелинейная оптика жидких кристаллов. М., 1984.
3. Huang T., Wagner K.H. // J. Opt. Soc. Am. B. 1996. **13**, N 2. P. 282.
4. Андреева М.С., Шмальгаузен В.И. // Квант. электроника. 2004. **34**. С. 37.
5. Симонов А.Н., Ураев Д.В., Шибяев В.П., Костромин С.Г. // Квант. электроника. 2002. **32**. С. 2.
6. Dumont M. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1996. **282**. P. 437.
7. Золотко А.С., Китаева В.Ф., Терсков Д.Б. // ЖЭТФ. 1994. **105**. P. 1722.
8. Kreuzer M., Marrucci L., Paparo D. // J. Nonlinear Opt. Phys. Mater. 2002. **9**, N 2. P. 157.
9. Симонов А.Н., Ларичев А.В. // Квант. электроника. 1999. **28**. С. 87.
10. Blanche P.-A., Letaire Ph.C., Maertens C. et al. // Opt. Comm. 2000. **185**. P. 1.

Поступила в редакцию
05.11.04