

01:07

©1993 г.

ОРИЕНТАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ АНИЗОТРОПИИ БИОХРОМА

Н.Н.Всеволодов, В.А.Губанов, В.Б.Котов

Наличие значительного динамического Вейгерт-эффекта в фоточувствительных реверсивных материалах типа биохром дает возможность записывать поляризационные голограммы, использование которых в системах обработки оптической информации позволяет увеличить плотность записи и уменьшить интермодуляционные помехи. При этом для правильной интерпретации экспериментальных данных и описания динамических эффектов необходима достаточно общая модель фотоиндуцированной анизотропии. Предложена ориентационная модель, пригодная для описания поляризационной записи в биохроме и аналогичных средах. Рассмотрены два характерных случая: первый — различные ориентации светочувствительных комплексов равновероятны, второй — пространственно разрешенных ориентаций изоморфно группе плоских вращений, что соответствует частично упорядоченной упаковке комплексов в сухой пленке. В рамках предложенной модели получены неэкспоненциальные временные зависимости изменения тензора диэлектрической проницаемости, связанные с зависимостью характерных времен от угловых координат. Модель дает возможность корректно рассмотреть задачу самосогласованной дифракции в биохроме с учетом поляризационных эффектов, а также может служить основой развития технологии синтеза сред с заданными анизотропными оптическими свойствами.

Использование фоточувствительных материалов типа биохром (БХ) в качестве реверсивных голографических сред представляется весьма перспективным. В качестве основных достоинств биохрома можно указать высокую разрешающую способность ($> 5000 \text{ мм}^{-1}$), практически неограниченную реверсивность и приемлемую чувствительность (10^{-3} Дж/см^2) [1]. При записи и восстановлении голограмм в указанных средах необходимо учитывать светоиндуцированную анизотропию (Вейгерт-эффект) тензора диэлектрической проницаемости ϵ_{ij} , поскольку изменение в процессе записи анизотропной части последнего сравнимо с изменением его изотропной части [2]. Наличие значительного Вейгерт-эффекта в БХ дает возможность записывать поляризационные голограммы, использование которых в системах обработки оптической информации позволяет увеличить плотность записи и уменьшить интермодуляционные помехи [3]. Кроме того, светоиндуцированная анизотропия дает возможность преобразовывать не только фазы волновых фронтов, но и их поляризацию.

Исследование наведенной анизотропии поглощения света для ориентированных пленок БХ было проведено в работе [4]. Авторы ограничились случаем поляризации световых волн в плоскости пленки, а теоретический анализ базировался на физически наглядной, но не всегда адекватной дипольной модели fotocувствительного комплекса в виде молекулы с длинной и короткой осями. Цель данной работы — построение феноменологической модели фотоактивных сред типа БХ, позволяющей адекватно описывать эффекты, связанные со светоиндуцированной анизотропией и пригодной для дальнейшего обобщения. В рамках модели могут быть естественным образом описаны оптическая активность среды и влияние внешних полей на ее оптические свойства. Предложенная модель служит основой для анализа нелинейной самосогласованной задачи дифракции световой волны на объемной решетке в средах с Вейгерт-эффектом.

Как известно [1], с БХ fotocувствительные единицы — ретиналь-белковые комплексы (РБК) жестко связаны с фрагментами пурпурных мембран. Ориентация фрагментов определяется способом приготовления среды. Так, если плотность фрагментов в полимерной матрице достаточно высока, то после высушивания пленки они будут располагаться преимущественно параллельно друг другу и возникает структура, сходная со структурой жидкого кристалла. В средах с малой плотностью фрагментов их ориентация в отсутствие внешнего электрического поля будет случайной. Возможны и более сложные распределения фрагментов по ориентациям.

Для простоты ограничимся достаточно медленными изменениями диэлектрической проницаемости, когда можно учитывать только две формы РБК: стабильную *A*-форму и наиболее долгоживущую *B*-форму. В обозначениях монографии [1] *A*- и *B*-формам соответствуют BR_{570} и интермедиат M_{412} . Обобщение на случай быстрых процессов, когда нужно учитывать и другие интермедиаты, не встречает принципиальных трудностей.

В силу слабости взаимодействия между отдельными РБК справедливо предположение об аддитивности вкладов отдельных комплексов в общую диэлектрическую проницаемость среды ϵ , которая определяется ориентациями РБК и числом РБК, находящихся в *A*- и *B*-формах. Ориентацию РБК можно описать с помощью угловых координат, характеризующих ориентацию жестко связанной с комплексом собственной системы координат относительно фиксированной системы координат xyz . Пусть $n_A(\mathbf{r}, \text{у.к.})$, $n_B(\mathbf{r}, \text{у.к.})$ — пространственно-угловые плотности РБК в *A*- и *B*-формах; $a_A(\text{у.к.})$ и $a_B(\text{у.к.})$ — вклад в ϵ комплекса с угловыми координатами, находящегося в *A*- и *B*-формах соответственно; $\epsilon_0(\mathbf{r})$ — часть $\epsilon_0(\mathbf{r})$, не связанная с РБК. Тогда

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon_0(\mathbf{r}) + \int_{\text{УМ}} d\rho \{n_A(\mathbf{r}, \text{у.к.})a_A(\text{у.к.}) + n_B(\mathbf{r}, \text{у.к.})a_B(\text{у.к.})\}, \quad (1)$$

где интегрирование ведется по угловому многообразию (УМ), причем $d\rho$ — инвариантная мера углового многообразия [5].

В случае равновероятного распределения комплексов по ориентациям угловое многообразие удобно параметризовать углами Эйлера β_1, β_2 ,

β_3 ($-\pi < \beta_1 \leq \pi$, $0 \leq \beta_2 \leq \pi$, $-\pi < \beta_3 \leq \pi$) собственной системы координат комплекса относительно системы координат xyz [5]. При этом $d\rho = d\beta_1 d\beta_2 d\beta_3 \sin \beta_2 / (8\pi^2)$. Модель с равновероятным распределением по ориентациям будем в дальнейшем называть первой моделью.

В пленках БХ с параллельным расположением фрагментов пурпурных мембран (для определенности считаем, что наружные стороны мембраны ориентированы одинаково) УМ параметризуется углом вращения β вокруг оси Ox , перпендикулярной пленке, причем $d\rho = d\beta / (2\pi)$. В этом случае будем говорить о второй модели среды.

В обоих случаях формулу (1) можно записать в виде

$$\Delta\varepsilon(\mathbf{r}) = \int_{\text{УМ}} d\rho C(\mathbf{r}, \text{у.к.}) \gamma(\text{у.к.}). \quad (2)$$

Здесь $C(\mathbf{r}, \text{у.к.}) = n_B(\mathbf{r}, \text{у.к.})/n$, $\Delta\varepsilon = \varepsilon - \varepsilon_A$, $n = n_A(\mathbf{r}, \text{у.к.}) + n_B(\mathbf{r}, \text{у.к.})$, $\gamma(\text{у.к.}) = n(a_B(\text{у.к.}) - a_A(\text{у.к.}))$, ε_A — тензор диэлектрической проницаемости среды в незасвеченном состоянии, т.е. при $C = 0$. Формула (2) справедлива в предположении однородности незасвеченного состояния среды и неизменности ориентаций РБК, когда ε_A , n не зависят от координат и времени t . Для более общих моделей в подынтегральном выражении формулы (2) появится дополнительный множитель, являющийся функцией распределения по у.к. Заметим, что формулы для второй модели могут быть записаны с помощью углов Эйлера, при этом функция распределения по ориентациям будет иметь вид δ -функции, выделяющей разрешенные ориентации.

Формула (2) сводит описание изменения ε к нахождению зависимостей $C(t, \text{у.к.})$. Кинетическое уравнение для C имеет такой же вид, как и в изотропном случае [6], но в отличие от последнего здесь коэффициенты зависят от угловых координат. Обозначая скорости фотоиндуцированных переходов из формы A в форму B и обратно соответственно $S_A(\text{у.к.})$ и $S_B(\text{у.к.})$, а характерное время темновой релаксации — τ (τ можно считать не зависящим от угловых координат), запишем кинетическое уравнение в виде

$$\frac{\partial C(t, \text{у.к.})}{\partial t} = S_A(\text{у.к.}) - \{S_A(\text{у.к.}) + S_B(\text{у.к.}) + 1/\tau\} C(t, \text{у.к.}). \quad (3)$$

Скорости переходов $S_{A,B}$ представляют собой квадратичные функции поля в точке

$$S_{A,B}(\text{у.к.}) = (\mathbf{E} p_{A,B}(\text{у.к.}) \mathbf{E}^*), \quad (4)$$

причем тензоры фоточувствительности p_A и p_B зависят от длины волны записывающих волн.

Из положительности S следует, что $p_{A,B}$ является эрмитовым положительным тензором. Тензор γ можно однозначно представить в виде суммы $\gamma = \gamma' + i\gamma''$, где γ' , γ'' — эрмитовы тензоры, первый из которых определяет изменение показателя преломления, а второй — коэффициентов поглощения.

Тензоры γ и p можно также представить в виде симметричной (с индексом s) и антисимметричной (с индексом a) частей [7]

$$p = p^s + p^a, \quad \gamma = \gamma^s + \gamma^a, \quad (5)$$

причем тензоры p^s , γ^{ls} , γ^{ls} вещественные, а p^a , γ^{la} , γ^{la} чисто мнимые. В силу принципа симметрии кинетических коэффициентов [8] в отсутствие магнитного поля и естественной оптической активности антисимметричные части рассматриваемых тензоров равны нулю. Для случая пространственной изотропии, согласно определению тензора, можно записать

$$p_{ij}^s(\text{у.к.}) = R_{ik}(\text{у.к.})R_{jl}(\text{у.к.})\overset{0}{p}_{kl},$$

$$\gamma_{ij}^s(\text{у.к.}) = R_{ik}(\text{у.к.})R_{jl}(\text{у.к.})\overset{0}{\gamma}_{kl}. \quad (6)$$

Здесь $\overset{0}{p}_{kl}$, $\overset{0}{\gamma}_{kl}$ — компоненты тензоров в собственной системе координат РБК; $R_{jk}(\text{у.к.})$ — косинус угла между k -й осью собственной системы и i -й осью внешней системы координат [7].

Наличие у тензоров γ и p антисимметричных частей обусловлено внешним магнитным полем или естественной оптической активностью [8]. Антисимметричные части γ^a , p^a можно записать в виде [8]

$$p_{ij}^a(\text{у.к.}) = i\varepsilon_{ijk}\Pi(\text{у.к.}), \quad \gamma_{ij}^a(\text{у.к.}) = i\varepsilon_{ijk}\Gamma_k(\text{у.к.}),$$

$$\gamma_{ij}^{la}(\text{у.к.}) = i\varepsilon_{ijk}\Gamma'_k(\text{у.к.}), \quad \gamma_{ij}^{la}(\text{у.к.}) = i\varepsilon_{ijk}\Gamma''_k(\text{у.к.}),$$

$$\Gamma_k(\text{у.к.}) = \Gamma'_k(\text{у.к.}) + i\Gamma''_k(\text{у.к.}), \quad (7)$$

где Π , Γ' , Γ'' — вещественные векторы (векторы гиротропии), ε_{ijk} — абсолютно антисимметричный тензор [7].

Если γ^a , p^a обусловлены магнитным полем, то векторы Π , Γ линейно связаны с его напряженностью. Антисимметричные части тензоров, как правило, малы, однако их наличие может приводить к новым эффектам. Из (4) и (7) следует, что для линейно поляризованного колебания p^a не дает вклада в $S_{A,B}$.

Решение уравнения (3) при заданном начальном условии и не зависящей от времени интенсивности света имеет следующей вид:

$$C(t, \text{у.к.}) = C(0, \text{у.к.}) \exp(-(S_A(\text{у.к.}) + S_B(\text{у.к.}) + 1/\tau)t) +$$

$$+ \frac{S_A(\text{у.к.})}{S_A(\text{у.к.}) + S_B(\text{у.к.}) + 1/\tau} (1 - \exp(-(S_A(\text{у.к.}) + S_B(\text{у.к.}) + 1/\tau)t)). \quad (8)$$

Подстановка (8) в (2) с учетом (4) дает изменение со временем значения тензора ε_{ij} среды при наличии анизотропии фоточувствительности и поглощения. Рассмотрим конкретные случаи влияния анизотропии тензоров γ и p на процесс засветки среды.

1. Случай p -изотропии. При $p_{ij} = p\delta_{ij}$, $i, j = 1, 2, 3$ выражения для S и C не зависят от угловых координат и формула (2) принимает вид

$$\Delta\varepsilon(t) = \langle \gamma \rangle C(t) \quad (9)$$

(угловые скобки обозначают усреднение по угловым координатам). Согласно (5),

$$\langle \gamma_{ij} \rangle = \langle \gamma_{ij}^s \rangle + \langle \gamma_{ij}^a \rangle = \langle \gamma_{ij}^s \rangle + i\varepsilon_{ijk}\langle \Gamma_k \rangle.$$

Направление Γ определяется в основном некоторым внешним по отношению к РБК направлением, а не ориентацией РБК, поэтому при наличии γ -гиротропии ($\gamma^a \neq 0$) тензор $\Delta\varepsilon$ будет иметь ненулевую антисимметричную часть.

При $\gamma^a = 0$ с учетом выражения (6) имеем

$$\langle \gamma_{ij} \rangle = \langle R_{ik} R_{ji} \rangle_0^0 \gamma_{kl}.$$

Поэтому для первой модели распределения РБК по ориентациям

$$\langle \gamma_{ij} \rangle = \delta_{ij} S p \gamma / 3, \quad (10)$$

т.е. в результате усреднения по угловым координатам тензор $\Delta\varepsilon$ оказывается изотропным. Для второй модели

$$\langle \gamma_{ij} \rangle = \delta_{i1} \delta_{j1} \gamma_{11}^0 + (\delta_{i2} \delta_{j2} + \delta_{i3} \delta_{j3}) (\gamma_{22}^0 + \gamma_{33}^0) / 2, \quad (11)$$

что означает одноосную анизотропию $\Delta\varepsilon$ с осью анизотропии, параллельной выделенному направлению среды — оси Ox .

2. Случай малой p -анизотропии. Запишем p_{ij} в виде

$$p_{ij}(\text{у.к.}) = p^0 \delta_{ij} + p_{ij}^1(\text{у.к.}),$$

причем $|p_{ij}^1| \ll p^0$. Тогда из (4) следует $S(\text{у.к.}) = S^0 + S^1(\text{у.к.})$ (S^0 и S^1 выражаются через p^0 и p^1 так же, как S выражается через p). Ограничиваясь в разложении для $\Delta\varepsilon$ членами нулевой и первой степени по S^1 , получим $\Delta\varepsilon(t) = \Delta^0\varepsilon(t) + \Delta^1\varepsilon(t)$. Член нулевой степени $\Delta^0\varepsilon$ соответствует случаю p -изотропии и был рассмотрен выше. Член первой степени имеет следующий вид:

$$\Delta^1\varepsilon_{ij}(t) = f(t) g_{ij}, \quad (12)$$

причем $g_{ij} = \langle S_1(\text{у.к.}) \gamma_{ij}(\text{у.к.}) \rangle$ и $f = \partial C / \partial S$ при $S = S^0$. Для света с $S_B \neq 0$, $S_A = 0$ (синий свет)

$$f(t) = -C(0) \exp(-(S_0 + 1/\tau)t),$$

а для света с $S_B = 0$, $S_A \neq 0$ (красный свет)

$$f(t) = \frac{1}{S_0 + 1/\tau} [(1 - \exp(-(S_0 + 1/\tau)t))(1 + S_0\tau)^{-1} + S_0 t \exp(-(S_0 + 1/\tau)t)].$$

В обоих случаях при увеличении t от нуля $|f(t)|$ растет от нуля до некоторого максимального значения при $t = t_m$, а затем спадает в случае синих волн до нуля, а в случае красных волн — до стационарного значения $\tau / (S_0\tau + 1)^2$. В первом случае $t_m = (S_0 + 1/\tau)^{-1}$, а во втором — $t_m = S_0^{-1}$.

Тензор g запишем в предположении симметричности p и γ . Для первой ориентационной модели нетрудно получить

$$g_{ij} = \frac{1}{15} \delta_{ij} |\mathbf{E}|^2 (2S p \gamma S p p^1 - \gamma_{kl} p_{kl}^1) \frac{1}{15} \text{Re}(E_i E_j^*) (-S p \gamma S p p^1 + 3\gamma_{kl} p_{kl}^1). \quad (13)$$

Первое слагаемое в (13) является изотропным, а анизотропия второго слагаемого из-за отсутствия выделенных направлений среды полностью определяется амплитудой напряженности электрического поля. Это не так для второй модели. Выбирая здесь собственную систему координат так, что $\overset{0}{p}_{23}^1 = 0$, получим следующие выражения для компонент g :

$$\begin{aligned}
 g_{11} &= \overset{0}{\gamma}_{11} \left(\overset{0}{p}_{11}^1 |E_1|^2 + \frac{1}{2} (\overset{0}{p}_{22}^1 + \overset{0}{p}_{33}^1) (|E_2|^2 + |E_3|^2) \right), \\
 g_{22} &= \frac{1}{2} \left(\overset{0}{\gamma}_{22} - \overset{0}{\gamma}_{33} \right) \left(\overset{0}{p}_{11}^1 |E_1|^2 + \frac{1}{2} (\overset{0}{p}_{22}^1 + \overset{0}{p}_{33}^1) (|E_2|^2 + |E_3|^2) \right) + \\
 &\quad + \frac{1}{8} (\overset{0}{\gamma}_{22} - \overset{0}{\gamma}_{33}) (\overset{0}{p}_{22}^1 - \overset{0}{p}_{33}^1) (|E_2|^2 - |E_3|^2), \\
 g_{33} &= \frac{1}{2} \left(\overset{0}{\gamma}_{22} + \overset{0}{\gamma}_{33} \right) \left(\overset{0}{p}_{11}^1 |E_1|^2 + \frac{1}{2} (\overset{0}{p}_{22}^1 + \overset{0}{p}_{33}^1) (|E_2|^2 + |E_3|^2) \right) - \\
 &\quad - \frac{1}{8} (\overset{0}{\gamma}_{22} - \overset{0}{\gamma}_{33}) (\overset{0}{p}_{22}^1 - \overset{0}{p}_{33}^1) (|E_2|^2 - |E_3|^2), \\
 g_{12} &= (\overset{0}{\gamma}_{12} \overset{0}{p}_{12}^1 + \overset{0}{\gamma}_{13} \overset{0}{p}_{13}^1) \operatorname{Re}(E_1 E_2^*) + (\overset{0}{\gamma}_{12} \overset{0}{p}_{13}^1 - \overset{0}{\gamma}_{13} \overset{0}{p}_{12}^1) \operatorname{Re}(E_1 E_3^*), \\
 g_{13} &= (\overset{0}{\gamma}_{13} \overset{0}{p}_{12}^1 - \overset{0}{\gamma}_{12} \overset{0}{p}_{13}^1) \operatorname{Re}(E_1 E_2^*) + (\overset{0}{\gamma}_{13} \overset{0}{p}_{13}^1 + \overset{0}{\gamma}_{12} \overset{0}{p}_{12}^1) \operatorname{Re}(E_1 E_3^*), \\
 g_{23} &= \frac{1}{4} \overset{0}{\gamma}_{23} (\overset{0}{p}_{22}^1 - \overset{0}{p}_{33}^1) (|E_2|^2 - |E_3|^2) + \frac{1}{4} (\overset{0}{\gamma}_{22} - \overset{0}{\gamma}_{33}) (\overset{0}{p}_{22}^1 - \overset{0}{p}_{33}^1) \operatorname{Re}(E_2 E_3^*). \quad (14)
 \end{aligned}$$

Из-за наличия выделенного направления среды даже для линейно поляризованного колебания анизотропия не является одноосной.

3. Линейно поляризованное колебание (первая модель распределения по ориентациям). Пусть в некоторой точке среды имеется линейно поляризованное колебание синего света, тензоры p , γ симметричны. Выберем внешнюю систему координат так, что ось Oz параллельна E . Нетрудно видеть, что в такой системе координат $\Delta \varepsilon$ диагонален, причем $\Delta \varepsilon_{11} = \Delta \varepsilon_{22}$. Достаточно простые выражения получаются для одноосно анизотропного тензора p . Выбирая собственную систему координат из условия диагональности матрицы $\overset{0}{p}$ ($\overset{0}{p}_{11} = \overset{0}{p}_{22}$), нетрудно вычислить интегралы (2)

$$\begin{aligned}
 \Delta \varepsilon_{11}(t) &= \Delta \varepsilon_{22}(t) = C(0) \exp \left\{ -(\overset{0}{p}_{11} I + 1/\tau)t \right\} \left[\frac{\overset{0}{\gamma}_{11} + \overset{0}{\gamma}_{22} + 2\overset{0}{\gamma}_{33}}{4} F(t) + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\overset{0}{\gamma}_{11} + \overset{0}{\gamma}_{22} - 2\overset{0}{\gamma}_{33}}{4} \left(2It(\overset{0}{p}_{33} - \overset{0}{p}_{11}) \right)^{-1} \left(-\exp \left\{ (\overset{0}{p}_{11} - \overset{0}{p}_{33}) It \right\} + F(t) \right) \right], \\
 \Delta \varepsilon_{33}(t) &= C(0) \exp \left\{ -(\overset{0}{p}_{11} I + 1/\tau)t \right\} \left[\frac{\overset{0}{\gamma}_{11} + \overset{0}{\gamma}_{22}}{2} F(t) - \right.
 \end{aligned}$$

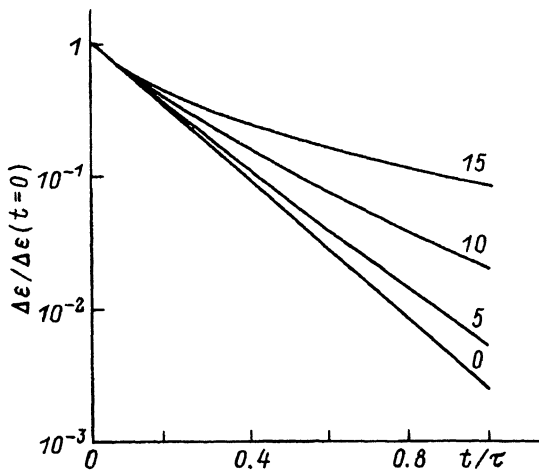


Рис. 1.

$$-\frac{\overset{0}{\gamma}_{11} + \overset{0}{\gamma}_{22} - 2\overset{0}{\gamma}_{33}}{2} \left(2It(\overset{0}{p}_{33} - \overset{0}{p}_{11}) \right)^{-1} \left(-\exp \left\{ (\overset{0}{p}_{11} - \overset{0}{p}_{33})It \right\} + F(t) \right) \Bigg], \quad (15)$$

где $I = |\mathbf{E}|^2$, $F(t) = \frac{1}{2}(\pi/(It(\overset{0}{p}_{33} - \overset{0}{p}_{11})))^{1/2} \operatorname{erf}((It(\overset{0}{p}_{33} - \overset{0}{p}_{11}))^{1/2})$, $\operatorname{erf}(z)$ — интеграл вероятностей [9].

В частном случае γ -изотропии выражения (15) упрощаются

$$\Delta\varepsilon_{11}(t) = \Delta\varepsilon_{22}(t) = \Delta\varepsilon_{33}(t) = \gamma C(0) \exp \left\{ -(\overset{0}{p}_{11}I + 1/\tau)t \right\} F(t). \quad (16)$$

Зависимость (16) при $(1/3)SppI\tau = 5$ и разных значениях параметра $\Delta\nu = (\overset{0}{p}_{99} - \overset{0}{p}_{11})I\tau$ представлена на рис. 1 (цифры у кривых). Наличие p -анизотропии приводит к отличию зависимостей $\Delta\varepsilon(t)$ от экспоненциальных. Это связано с различием характерных времен $(S(\text{у.к.}) + 1/\tau)^{-1}$ при разных угловых координатах.

4. Колебание в плоскости yz (вторая ориентационная модель). Пусть колебание синего света в некоторой точке среды поляризовано в плоскости yz , тензоры p , γ симметричны. Собственную систему координат выберем так, чтобы $\overset{0}{p}_{23} = 0$. Теперь нетрудно найти, что $\Delta\varepsilon_{12} = \Delta\varepsilon_{13} = 0$, а остальные компоненты тензора $\Delta\varepsilon$ имеют вид

$$\Delta\varepsilon_{11}(t) = C(0) \exp \left\{ -(A_0 + 1/\tau)t \right\} \overset{0}{\gamma}_{11} I_0 \left((A_1^2 + A_2^2)^{1/2} t \right),$$

$$\Delta\varepsilon_{22}(t) = C(0) \exp \left\{ -(A_0 + 1/\tau)t \right\} \left[\frac{\overset{0}{\gamma}_{22} + \overset{0}{\gamma}_{33}}{2} I_0 \left((A_1^2 + A_2^2)^{1/2} t \right) - \right.$$

$$\left. - \left(\frac{\overset{0}{\gamma}_{22} - \overset{0}{\gamma}_{33}}{2} A_1 - \overset{0}{\gamma}_{23} A_2 \right) \frac{I_1 \left((A_1^2 + A_2^2)^{1/2} t \right)}{(A_1^2 + A_2^2)^{1/2}} \right],$$

$$\Delta \varepsilon_{33}(t) = C(0) \exp \{-(A_0 + 1/\tau)t\} \left[\frac{\overset{0}{\gamma}_{22} + \overset{0}{\gamma}_{33}}{2} I_0 \left((A_1^2 + A_2^2)^{1/2} t \right) + \left(\frac{\overset{0}{\gamma}_{22} - \overset{0}{\gamma}_{33}}{2} A_1 - \overset{0}{\gamma}_{23} A_2 \right) \frac{I_1 \left((A_1^2 + A_2^2)^{1/2} t \right)}{(A_1^2 + A_2^2)^{1/2}} \right],$$

$$\Delta \varepsilon_{23}(t) = C(0) \exp \{-(A_0 + 1/\tau)t\} \left(-\frac{\overset{0}{\gamma}_{22} - \overset{0}{\gamma}_{33}}{2} A_2 - \overset{0}{\gamma}_{23} A_1 \right) \frac{I_1 \left((A_1^2 + A_2^2)^{1/2} t \right)}{(A_1^2 + A_2^2)^{1/2}}, \quad (17)$$

где

$$A_0 = \frac{\overset{0}{p}_{22} + \overset{0}{p}_{33}}{2} |\mathbf{E}|^2, \quad A_1 = \frac{\overset{0}{p}_{22} - \overset{0}{p}_{33}}{2} (|E_y|^2 - |E_z|^2),$$

$$A_2 = \frac{\overset{0}{p}_{22} - \overset{0}{p}_{33}}{2} (E_y E_z^* + E_y^* E_z),$$

$I_n(z)$ — модифицированные функции Бесселя [9].

При γ -изотропии из (17) следует

$$\Delta \varepsilon_{ij}(t) = \delta_{ij} C(0) \gamma \exp \{-(A_0 + 1/\tau)t\} I_0 \left((A_1^2 + A_2^2)^{1/2} t \right). \quad (18)$$

Зависимость (18) при $A_0 \tau = 5$ и разных $\nu_1 (A_1^2 + A_2^2)^{1/2} \tau$ (цифры у кривых) приведена на рис. 2, а характерный вид зависимостей (17) — на рис. 3. Как и в предыдущем примере, неэкспоненциальные зависимости $\Delta \varepsilon(t)$ возникают из-за зависимости характерных времен от угловых координат.

Таким образом, предложена ориентационная модель фоточувствительного материала биохром, описывающая явления, связанные с фотоиндуцированной анизотропией тензора диэлектрической проницаемости.

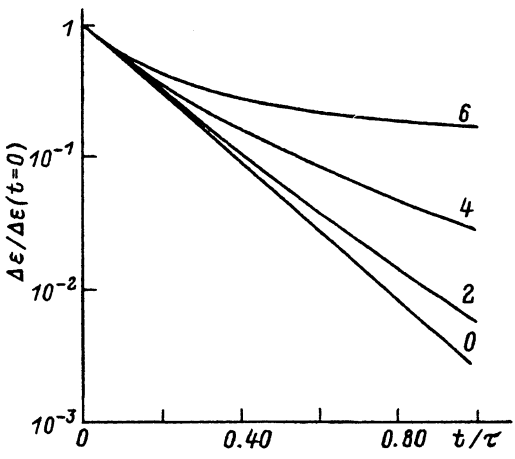


Рис. 2.

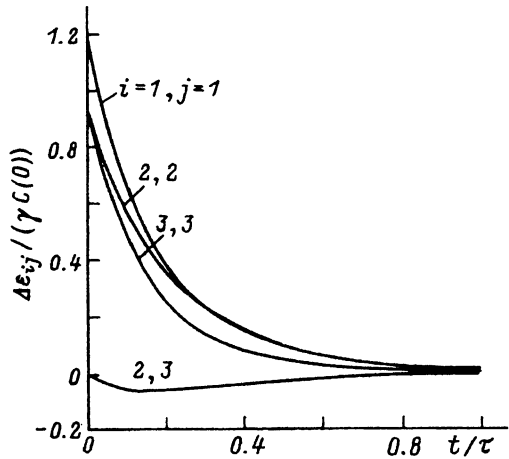


Рис. 3.

Рассмотрены два характерных случая: первая модель, когда различные ориентации свечочувствительных комплексов равновероятны, вторая модель, когда пространство разрешенных ориентаций изоморфно группе плоских вращений, что соответствует частично упорядоченной упаковке комплексов в сухой пленке БХ.

В рамках предложенной модели получены неэкспоненциальные временные зависимости изменения тензора диэлектрической проницаемости, связанные с зависимостью характерных времен от угловых координат. Получены выражения для компонент тензора $\Delta\epsilon_{ij}$ в случае одноосной и двухосной анизотропии. Указанные зависимости позволяют оценить поляризационные эффекты при записи и восстановлении объемных голограмм волнами с разной поляризацией.

Область применения рассмотренной модели не ограничивается биохромом и допускает естественные обобщения в следующих направлениях: учет короткоживущих интермедиатов, изучение более сложных функций распределения РБК по ориентациям, учет возможной зависимости функций распределения от координат и времени. В последнем случае должно быть добавлено уравнение, описывающее временное изменение ориентаций фоточувствительных комплексов. В более сложных случаях, когда вклад комплексов в диэлектрическую проницаемость определяется не только ориентацией, могут быть использованы "скрытые" параметры, описывающие, например, деформацию химических связей. Предложенная модель дает возможность корректно рассмотреть задачу самосогласованной дифракции в БХ с учетом поляризационных эффектов, а также может служить основой развития технологии синтеза сред с заданными анизотропными оптическими свойствами.

Список литературы

- [1] Всеволодов Н.Н. Биопигменты-фоторегистраторы. М.: Наука, 1988. 224 с.
- [2] Всеволодов Н.Н., Дюкова Т.В., Корчемская Е.Я., Тараненко В.Б. // УФЖ. 1984. Т. 29. С. 1107-1109.
- [3] Какичашвили Ш.Д. // Опт. и спектр. 1972. Т. 33. Вып. 2. С. 324-327.
- [4] Всеволодов Н.Н., Дюкова Т.В., Корчемская Е.Я. и др. // Светочувствительные биологические комплексы и оптическая регистрация информации. Пущино, 1985. С. 110-119.
- [5] Барут А., Рончка Р. Теория представления групп и ее приложения. М.: Мир, 1980. Т. 1. 456 с.
- [6] Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. Лазеры на динамических решетках. М.: Наука, 1990. 272 с.
- [7] Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллографии. М.: Наука, 1979. 640 с.
- [8] Агранович В.М., Гинзбург В.Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1965. 376 с.
- [9] Справочник по специальным функциям / Под ред. М.Абрамовица, И.Стиган. М.: Наука, 1979.

Институт биологической физики
Москва

Поступило в Редакцию
24 сентября 1992 г.