

ПОЛЯРИЗОВАННЫЙ СВЕТ В СЛАБОНЕОДНОРОДНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ С УСИЛЕНИЕМ

А.О. ОВАКИМЯН*, Л.С. АСЛАНЯН, А.Э. АЙВАЗЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: harutyun.hovakimyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 19 декабря 2019 г.)

Теоретически рассмотрена задача распространения линейно поляризованного света в оптически неоднородной анизотропной среде с усилением (твист-ориентированный нематический жидкий кристалл с плеохроичным красителем). Доказано, что существование точного аналитического решения системы комплексных уравнений в данной геометрии связано с тем фактом, что деформации тензоров диэлектрической проницаемости и усиления не нарушают совпадения их главных осей, что является прямым следствием известного в жидком кристалле эффекта гость-хозяин. Выяснено влияние анизотропии усиления на пространственную динамику распространения обыкновенной и необыкновенной волн в среде.

1. Введение

В последние десятилетия интенсивно изучаются оптические свойства наноструктур и фотонных кристаллов [1–6]. Мотивацией таких исследований является обнаружение новых оптических эффектов для создания устройств оптоэлектроники и фотоники на основе таких структур, а также создания новых композитных материалов для фотоники. Конкретными примерами могут служить слоистые, модулированные и спиральные среды с периодом в оптическом диапазоне длин волн. Этим объясняется интерес к оптике таких сред.

Ситуация усложняется, если среда обладает также и анизотропным поглощением (или усилением). В однородных кристаллах взаимное расположение главных осей тензора диэлектрической проницаемости и поглощения, в общем случае, являются произвольными и анализ распространения световой волны является достаточно сложной задачей [7]. Решение, однако, существенно упрощается в случае совпадения направления главных осей этих двух тензоров. Ярким примером таких структур являются смеси жидких кристаллов и анизотропно усиливающих (поглощающих) молекул.

Как известно, жидкокристаллические структуры уникальны из-за управляемости оптической оси внешними воздействиями. Хотя, с одной стороны, это

намного усложняет задачу, но с другой стороны существенно расширяет круг исследуемых явлений [8]. Еще более расширяются возможности, если в среде присутствует поглощение (или усиление), которое является одной из ключевых проблем в целом ряде прикладных задач фотоники. Поэтому исследование прохождения света через усиливающий или поглощающий слой неоднородно ориентированной жидкокristаллической структуры имеет большое прикладное и теоретическое значение. Интерес в теоретическом плане и важность для смежных областей объясняется тем, что в некоторых случаях здесь удастся довести аналитическое решение до конца.

Исследованию роли усиления (или поглощения) на линейные и нелинейные оптические явления, а также на распространения света в неоднородно-анизотропной среде с анизотропным поглощением (или усилением) посвящено больше количество работ (см., например, [9–12] и ссылки там). В [13] проведен теоретический анализ пространственной динамики линейно-поляризованной волны в твист ориентированном НЖК с анизотропным поглощением.

Целью настоящей работы является систематический анализ пространственной эволюции состояния света в плавнонеоднородной анизотропной среде с усилением. Отметим, интерес к такой смеси повысился в связи с обнаружением явления понижения порога перехода Фредерикса [14, 15] при добавлении в ЖК поглощающих примесей. Очевидно, что использование режима усиления вместо поглощения существенно повысит области возможных применений таких смесей.

2. Оптические характеристики композитной среды

Пусть плоская монохроматическая волна распространяется в твист ориентированном НЖК. Примем, что оси лабораторной системы координат x, y совпадают с направлениями необыкновенной и обыкновенной волн на входе, а z – продольная координата направленная вдоль распространения волны (см. рис.1).

Допустим, также, что в рассматриваемой среде добавлены молекулы плеохроичного красителя, т.е. такие молекулы для которых поглощение или усиление света зависит от состояния поляризации.

Представим комплексный тензор диэлектрической проницаемости такой композитной среды в виде суммы двух эрмитово-сопряженных тензоров

$$\tilde{\varepsilon}_{ij}(z) = \varepsilon_{ij}(z) + i\tau_{ij}(z). \quad (1)$$

Тензор $\varepsilon_{ij}(z)$ – характеризует диэлектрические свойства среды (НЖК), а $\tau_{ij}(z)$ – усиление (или поглощение) красителя. Для получения максимально простой системы связанных уравнений в приближении геометрической оптики бывает удобнее представить $\tilde{\varepsilon}_{ij}$ в виде суммы симметричных и антисимметричных слагаемых [12, 13, 16]

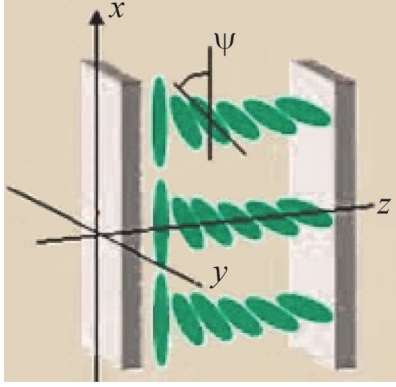


Рис.1. Расположение координатных осей лабораторной системы координат.

$$\tilde{\epsilon}_{ij} = (\epsilon_{ij,s} - \tau_{ij,a}) + i(\epsilon_{ij,a} + \tau_{ij,s}), \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \epsilon_{ij,s} &= \frac{\epsilon_{ij} + \epsilon_{ji}}{2}; \epsilon_{ij,a} = \frac{\epsilon_{ij} - \epsilon_{ji}}{2i}, \\ \tau_{ij,s} &= \frac{\tau_{ij} + \tau_{ji}}{2}; \tau_{ij,a} = \frac{\tau_{ij} - \tau_{ji}}{2i}. \end{aligned} \quad (2a)$$

Симметричность $\epsilon_{ij,s}$ и $\tau_{ij,s}$, а так же антисимметричность $\epsilon_{ij,a}$ и $\tau_{ij,a}$ вытекают из эрмитовости тензоров $\epsilon_{ij}(z)$ и $\tau_{ij}(z)$.

Согласно эффекту гость-хозяин [8,17], если в НЖК («хозяин») добавлен плеохроичный краситель («гость») молекулы которого обладают анизотропией поглощения, то при ориентации НЖК молекулы красителя тоже будут ориентированы аналогично. Тогда $\epsilon_{ij}(z), \tau_{ij}(z)$ составляющие тензора диэлектрической проницаемости композитной среды можно представить в следующем виде

$$\epsilon_{ij}(z) = \epsilon_{\perp} \delta_{ij} + \epsilon_a n_i(z) n_j(z), \quad \tau_{ij}(z) = \tau_{\perp} \delta_{ij} + \tau_a n_i(z) n_j(z). \quad (2b)$$

Здесь $\epsilon_a = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$, $\tau_a = \tau_{\parallel} - \tau_{\perp}$, а $\epsilon_{\parallel}, \epsilon_{\perp}, \tau_{\parallel}, \tau_{\perp}$ – главные значения тензора диэлектрической проницаемости и поглощения, $\mathbf{n}(z) = \{\cos \psi(z), \sin \psi(z), 0\}$ – единичный вектор (директор), характеризующий локальную ориентацию оптической оси, а $\psi(z)$ угол между локальной ориентацией директора и осью x лабораторной системы координат (см. рис.1).

3. Система укороченных уравнений

Основой анализа является волновое уравнение для неоднородной среды. При распространении в плавнонеоднородной анизотропной среде обыкновенные и необыкновенные волны перестают быть независимыми и между ними возникает энергообмен. В результате при распространении меняются характеристики

световой волны и задача сводится к выявлению характера этих изменений в зависимости от свойств среды. Нетрудно заметить, что в твист ориентированном НЖК с молекулами красителя и толщиной порядка несколько микрометров (и более) изменения $\varepsilon_{ij}(z)$ и $\tau_{ij}(z)$ на длине волны практически всегда малы, то есть среда является слабонеоднородной и применение приближенных методов вполне оправдано. Полученная в геометрооптическом приближении система связанных уравнений тесно примыкает к целому классу двухуровневых задач в квантовой механике. Поэтому анализ пространственной динамики волновых характеристик света в плавнонеоднородной анизотропной среде с усилением или поглощением представляет определенный интерес не только в оптике, но и в квантовой механике, в физике плазмы и др. [11, 18–20].

Так как подробный вывод основных уравнений рассмотрен в [13], здесь для целостности изложения приведем основные моменты.

В случае нормального падения на такую среду волновое уравнение для двумерного вектора Джонса $\mathbf{E} = (E_x, E_y)^T$ представляется виде

$$\frac{d^2 E_i(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\varepsilon}_{ij}(z) E_j(z) = 0. \quad (3)$$

Индексы i, j принимают два значения $i, j = x, y$, а $\tilde{\varepsilon}_{ij}(z)$ - комплексная диэлектрическая проницаемость (2) такой среды, по повторяющимся индексом j предполагается суммирование. Допустим, что среда является слабонеоднородной, то есть изменения $\varepsilon_{ij}(z)$ и $\tau_{ij}(z)$ на длине волны малы. Заметим, в твист ориентированном НЖК с молекулами красителя и толщиной порядка несколько микрометров это условие выполняется практически всегда. Следовательно, применение метода геометрической оптики вполне оправдано. В соответствии с этим решение (3) будем искать в следующем виде

$$E_i(z) = \frac{J_i(z)}{\sqrt{\phi'(z)}} \exp\{i\phi(z)\}. \quad (4)$$

В (4) $J(z)$ медленно меняющаяся комплексная амплитуда, а фаза

$$\phi(z) = \frac{\omega}{c} \int \sqrt{\frac{\varepsilon_{xx,s} + \varepsilon_{yy,s}}{2}} dz. \quad (4a)$$

Подставив (4) в основное уравнение (3) и учитывая медленность изменения $J_i(z)$, т.е. пренебрегая малое слагаемое $d^2 J_i(z)/dz^2$, получим следующую систему укороченных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dJ_x(z)}{dz} = \frac{i}{2} \{ (\Omega_1 + iT_1) J_x(z) + iT_0 J_x(z) + (\Omega_2 + iT_2) J_y(z) \} \\ \frac{dJ_y(z)}{dz} = \frac{i}{2} \{ (\Omega_2 + iT_2) J_x(z) + iT_0 J_y(z) - (\Omega_1 + iT_1) J_y(z) \} \end{cases}, \quad (5)$$

где для сокращения записи введены обозначения

$$\Omega_1 = \frac{\omega}{2cn_0} \varepsilon_a \cos 2\psi, \quad \Omega_2 = \frac{\omega}{2cn_0} \varepsilon_a \sin 2\psi, \quad (5a)$$

$$T_0 = \frac{\omega\tau_0}{cn_0}, \quad T_1 = \frac{\omega}{2cn_0} \tau_a \cos 2\psi, \quad T_2 = \frac{\omega}{2cn_0} \tau_a \sin 2\psi, \quad (5b)$$

$$n_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{\perp}}{2}}, \quad \tau_0 = \sqrt{\frac{\tau_{\parallel} + \tau_{\perp}}{2}}. \quad (5c)$$

Это наиболее общая система связанных уравнений, которая позволяет анализировать распространение световой волны в неоднородно анизотропных одноосных средах с примесью усиливающих молекул в приближении геометрической оптики. Решение этой системы обсудим в следующем параграфе.

4. Методика решения

Обратимся к решению системы связанных уравнений (5). В [21, 22] было показано, что аналитическое решение системы связанных уравнений в твист ориентированном НЖК возможно, если перейти во вращающуюся систему координат. Применим аналогичную методику и в этом случае, когда в среде кроме молекул НЖК присутствуют также молекулы красителя, которые за счет эффекта гость-хозяин не нарушают симметрию среды.

Путем элементарной подстановки

$$J_{x,y}(z) = f_{x,y}(z) \exp\left(-\frac{T_0}{2}z\right) \quad (6)$$

можно исключить слагаемые, содержащие T_0 . В результате имеем

$$\frac{d\mathbf{f}(z)}{dz} = i\gamma\hat{H}(z)\mathbf{f}(z), \quad (7)$$

где $\hat{H}(z)$ с учетом (2a), (5a,b) можно представить в следующем виде

$$\hat{H}(z) = \begin{pmatrix} \cos 2\psi(z) & \sin 2\psi(z) \\ \sin 2\psi(z) & -\cos 2\psi(z) \end{pmatrix}, \quad (7a)$$

где

$$\gamma = \frac{\pi(\varepsilon_a + i\tau_a)}{2\lambda n_0}. \quad (7b)$$

Непосредственное решение системы (7) с переменными коэффициентами связано с определенными трудностями. В случае линейного закона изменения $\psi(z) = \alpha z$ ($\alpha = \pi/(2L)$) - характеризует пространственную скорость изменения

угла ψ , а L -толщина слоя НЖК) удастся получить аналитическое решение задачи, если перейти во вращающуюся систему координат посредством преобразования

$$\mathbf{f}(z) = \hat{R}^{-1} \mathbf{A}(z), \quad \hat{H}(z) = \hat{R}^{-1} \hat{H}_0 \hat{R}, \quad (8)$$

где $\mathbf{A} = (A_\xi A_\eta)^T$ вектор Джонса во вращающейся системе координат, $\hat{R}(\psi)$ -матрица поворота координатных осей, а $\hat{H}_0$ -характерная матрица данной среды в локальной системе координат (в данном, конкретном случае она совпадает с единичной матрицей) [13]. После несложных, но громоздких преобразований получим следующую систему связанных уравнений относительно амплитуд $A_{\xi,\eta}$

$$\frac{d\mathbf{A}(z)}{dz} = i\hat{h}\mathbf{A}(z), \quad (9)$$

где

$$\hat{h} = \begin{pmatrix} \gamma & -i\alpha \\ i\alpha & \gamma \end{pmatrix}. \quad (9a)$$

(9) представляет систему уравнений с постоянными коэффициентами, решение которого хорошо известно [23, 24]. С учетом этого решения, после обратного преобразования в лабораторную систему координат и учета граничных условий $A_0 = E_x(z=0)$; $B_0 = E_y(z=0)$ полное аналитическое решение задачи представляется в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} E_x(z) &= \frac{i}{2\Omega} [C_x(z)e^{-i\Omega z} + D_x(z)e^{i\Omega z}] \exp\left(\left(\frac{2\pi}{\lambda}n_0 - \frac{T_0}{2}\right)z\right) \\ E_y(z) &= \frac{i}{2\Omega} [C_y(z)e^{-i\Omega z} + D_y(z)e^{i\Omega z}] \exp\left(\left(\frac{2\pi}{\lambda}n_0 - \frac{T_0}{2}\right)z\right) \end{aligned} \right\}. \quad (10)$$

Введенные для сокращения записи величины $C_x(z)$, $C_y(z)$, $D_x(z)$, $D_y(z)$ имеют следующий вид:

$$C_x(z) = \left(B_0 - i\frac{\alpha}{\gamma + \Omega}A_0\right) \times [\alpha \cos \psi(z) + i(\gamma + \Omega) \sin \psi(z)], \quad (10a)$$

$$D_x(z) = -\left(iA_0 + \frac{\alpha}{\gamma + \Omega}B_0\right) \times [(\gamma + \Omega) \cos \psi(z) - i\alpha \sin \psi(z)], \quad (10b)$$

$$C_y(z) = \left(B_0 - i\frac{\alpha}{\gamma + \Omega}A_0\right) \times [\alpha \sin \psi(z) - i(\gamma + \Omega) \cos \psi(z)], \quad (10c)$$

$$D_y(z) = -\left(iA_0 + \frac{\alpha}{\gamma + \Omega}B_0\right) \times [(\gamma + \Omega) \sin \psi(z) + i\alpha \cos \psi(z)]. \quad (10d)$$

Здесь $\Omega^2 = \gamma^2 + \alpha^2$. Величины A_0 и B_0 могут быть и комплексными (для возможности анализа эллиптически поляризованной входной волны). В частном случае, если входящая волна поляризована линейно, то $A_0 = \cos \beta$, $B_0 = \sin \beta$, где β – начальный азимут поляризации, т.е. угол, который составляет поляризация входящей волны с плоскостью xz (см. рис.1). Нетрудно проверить, что (10) в пределе $\alpha \rightarrow 0, \tau \rightarrow 0$ переходят в хорошо известные выражения [24].

5. Обсуждение результатов

С помощью аналитического решения (10) проанализируем прохождение линейно поляризованной плоской волны через слой твист ориентированного НЖК с примесями молекул красителя в режиме усиления.

Для сравнения на рис.2а представлены 3D изображения пространственной динамики $I_x(z, \beta)$ и $I_y(z, \beta)$ составляющих интенсивностей в планарно, а на рис.2б в твист ориентированном чистом МББА.

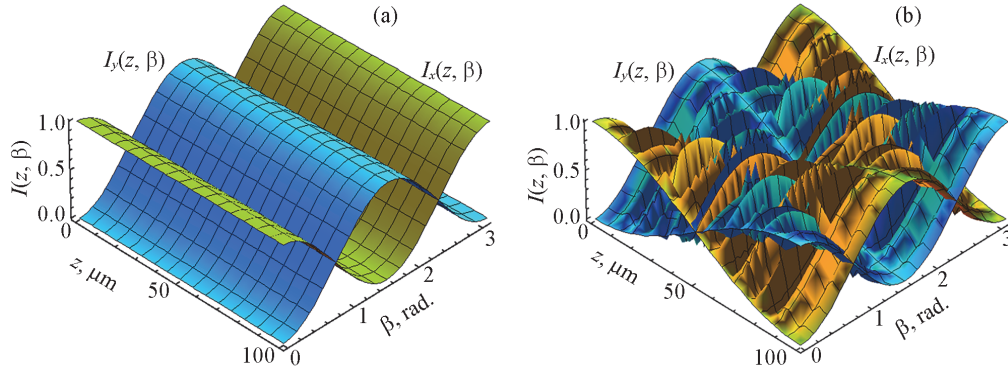


Рис.2. Эволюция декартовых составляющих поляризации света в чистом НЖК МББА (без молекул красителя). (а) планарная ориентация ($\alpha = 0$), (б) твист ориентация ($\alpha = 0.5\pi/L$). Значения параметров следующие: $\varepsilon_{\parallel} = 3.24$, $\varepsilon_{\perp} = 2.434$, $\lambda = 0.53$ мкм, $L = 100$ мкм.

Как следует из рис.2а, в случае отсутствия ориентационной неоднородности о- и е- волны распространяются независимо, тогда как в твист ячейке наблюдается явление адиабатического отслеживания (рис.2б).

При добавлении молекул красителя картина пространственной динамики меняется. В качестве примера рассмотрим нематический жидкий кристалл МББА в которой добавлены молекулы красителя 2-(3-этилбензотиазолиден)-2-бутенилиден-3-окситианафтена. Параметры МББА и красителя хорошо известны [8, 17].

Рассмотрим в начале случай распространения линейно поляризованного излучения через планарно-ориентированный слой НЖК ($\alpha = 0$) в присутствии усиливающих молекул. На рис.3 представлены 3D графики этой зависимости в случае изотропного (рис.3а) и анизотропного (рис.3б) усиления.

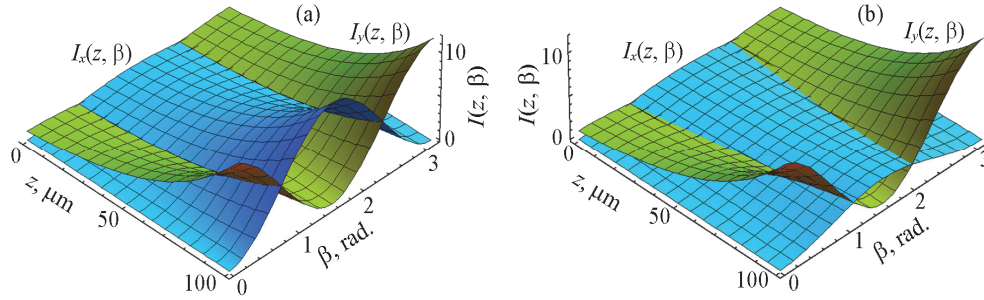


Рис.3. Эволюция декартовых составляющих поляризации света в НЖК МББА с красителем 2-(3-этилбензотиазолиден)-2-бутенилиден-3-окситианафтена (чисто планарная структура, $\alpha = 0$). Значения параметров следующие: $\varepsilon_{\parallel} = 3.24$, $\varepsilon_{\perp} = 2.434$, $\lambda = 0.53$ мкм, $L = 100$ мкм. (a) изотропное поглощение ($\tau_{\parallel} = -3.5 \times 10^{-3}$ мкм $^{-1}$, $\tau_{\perp} = -3.5 \times 10^{-3}$ мкм $^{-1}$) (b) анизотропное поглощение ($\tau_{\parallel} = -3.5 \times 10^{-3}$ мкм $^{-1}$, $\tau_{\perp} = -1.5 \times 10^{-3}$ мкм $^{-1}$).

Так как в данном случае жидкокристаллическая среда ориентирована однородно, взаимодействие между обыкновенной и необыкновенной волнами отсутствует, и каждая из этих волн усиливается по экспоненциальному закону. При этом, слабое изменение $I_y(z, \beta)$ составляющей связана с анизотропией коэффициента усиления.

Однако, пространственная динамика обыкновенной и необыкновенной волн существенно зависит не только от усиливающих свойств поглощающих молекул, но и от ориентации НЖК образца.

На рис.4а,б представлены 3D зависимости x , y составляющих интенсивностей от продольной координаты и азимутального угла β ($0 < \beta < \pi$) поляризации входной линейно-поляризованной волны в случае изотропного и анизотропного усиления.

Обратим внимание на некоторые особенности. Как видно из рисунка, в

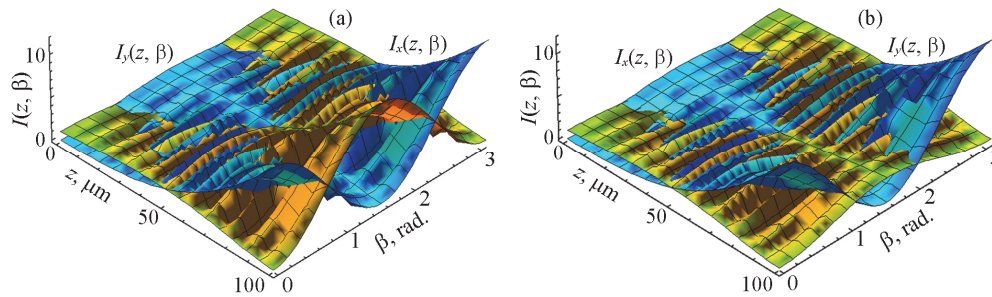


Рис.4. Эволюция декартовых составляющих поляризации света в твист нематике МББА с красителем 2-(3-этилбензотиазолиден)-2-бутенилиден-3-окситианафтена (анизотропное усиление). Значения параметров следующие: $\varepsilon_{\parallel} = 3.24$, $\varepsilon_{\perp} = 2.434$, $\lambda = 0.53$ мкм, $L = 100$ мкм. (a) изотропное поглощение ($\tau_{\parallel} = 3.5 \times 10^{-3}$ мкм $^{-1}$, $\tau_{\perp} = 3.5 \times 10^{-3}$ мкм $^{-1}$) (b) анизотропное поглощение ($\tau_{\parallel} = 3.5 \times 10^{-3}$ мкм $^{-1}$, $\tau_{\perp} = 1.5 \times 10^{-3}$ мкм $^{-1}$).

отличие от $I_y(z, \beta)$, которая отслеживает монотонно поворот оптической оси, в зависимости $I_x(z, \beta)$ составляющей от продольной координаты появляется слабо выраженная немонотонность. Наблюдается еще одна особенность. В случае изотропно усиливающих молекул $I_x(z, \beta)$ и $I_y(z, \beta)$ составляющие усиливаются одинаково, но со сдвигом $\pi/2$ относительно азимутального угла входящей волны. В случае же анизотропного усиления такая симметрия исчезает и усиливается только та составляющая, которая на выходе параллельна длинной оси молекул красителя. Для наглядной демонстрации указанной особенности на рис.5а,б представлены зависимости $I_x(z, \beta)$, $I_y(z, \beta)$, а так же их суммарной интенсивности в двух предельных случаях азимутального угла.

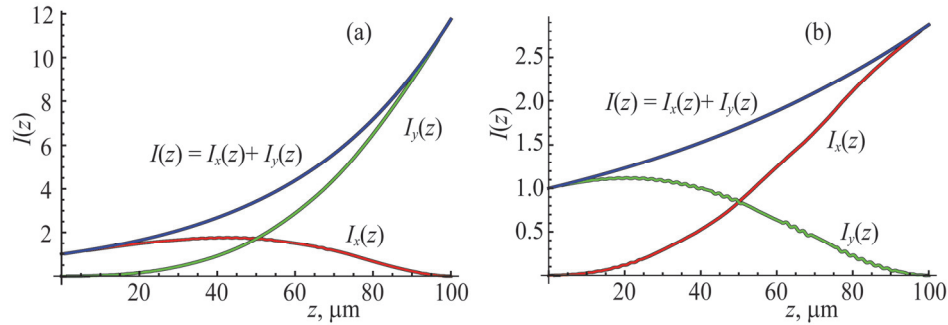


Рис.5. Эволюция декартовых составляющих поляризации света в твист нематике МББА (в присутствии анизотропного поглощения). Значения параметров следующие: $\tau_{\parallel} = -3.5 \times 10^{-3} \text{ мкм}^{-1}$, $\tau_{\perp} = -1.5 \times 10^{-3} \text{ мкм}^{-1}$, $L = 100 \text{ мкм}$. $\varepsilon_{\parallel} = 3.24$, $\varepsilon_{\perp} = 2.434$, $\lambda = 0.53 \text{ мкм}$, (а) $\beta = 0$, (б) $\beta = \pi/2$.

Очевидна асимметрия усиления суммарной интенсивности, а именно, усиление максимально, когда $\beta = 0$. Это означает, что сильнее усиливается та составляющая, которая отслеживает поворот главной оси молекул НЖК и красителя.

6. Заключение

Таким образом, полученные в настоящей работе выражения позволяют полностью количественно исследовать эволюцию обыкновенной и необыкновенной волн в твист ориентированном нематике с анизотропно усиливающим красителем. Сложная картина распространения и особенности поведения связаны с процессами конкуренции явления отслеживания и изменения коэффициента усиления вдоль продольной координаты.

Заметим, такая структура может рассматриваться как удобное модельное изучение явления в целом с целью оптимизации параметров такой ячейки. На основе такого анализа могут быть созданы оптимизированные схемы на других объектах, предпочтительных в приложениях. В качестве примера можно

привести явление усиления поворота плоскости поляризации при прохождении света через анизотропный слой из поглощающей и усиливающей среды при условии сохранения линейной поляризации и рассмотрение реальной схемы эллипсометра с усилителем [25].

Можно сделать и другой вывод. При решении системы связанных уравнений, переход во вращающуюся систему координат позволяет существенно облегчить и получить полное аналитическое решение задачи, что может быть полезным и при исследовании других (и не только оптических) задач. В частности, так как рассмотренная в настоящей работе задача относится к широкому классу двухуровневых задач, то использованный метод решения может быть полезным и в других областях, в частности, в теории взаимодействия излучения с двухуровневыми атомами.

ЛИТЕРАТУРА

1. **D.-K. Yang, S.-T. Wu.** *Fundamentals of liquid crystal devices*, John Wiley & Sons, Ltd, 2015.
2. **S. Sakabe, Ch. Lienau, R. Grunwald.** *Progress in Nonlinear Nano-Optics*, Springer International Publishing Switzerland, 2015.
3. **K. Sakoda.** *Optical Properties of Photonic Crystals*, Berlin- Heidelberg, Springer-Verlag, 2005.
4. **V.A. Belyakov.** Localized modes in the optics of photonic liquid crystals. Nano-structures. Mathematical Physics and Modeling, **10**(2), 41 (2014).
5. **E. Collett, B. Schaefer.** *Polarized Light for Scientists and Engineers*. The PolaWave Group, 2012.
6. **T. Scharf.** *Polarized Light in Liquid Crystals and Polymers*. A John Wiley and sons, 2006.
7. **F.I. Fedorov.** *Optics of anisotropic media*. Moscow, Editorial, URSS, 2004.
8. **L.M. Blinov.** *Structure and Properties of Liquid Crystals*. Springer Science+Business Media B.V., 2011.
9. **B.B. Boyko, N.S. Petrov.** *Reflection of light from amplifying and non-linear media*. Minsk, Science and technology, 1988.
10. **A.V. Dorofeenko, A.A., Zyablovsky, A.A. Pukhov A.A. Lisyansky, A.P. Vinogradov.** UFN, **182**(11), 1157 (2012).
11. **S. Kim, K. Kim.** Optics express, **24**(2), 1794 (2016).
12. **H. Kubo, R. Nagata.** JOSA, **73**, 1719 (1985).
13. **H.H. Hovakimyan, A.E. Aivazyan, L.S. Aslanyan.** Optics and Spectroscopy, **127**, 787 (2019).
14. **I. Yanossy.** Phys.Rev. E, **49**, 2957 (1994).
15. **R. Muenster, M. Jarash, X. Zhuang, Y.R. Shen.** Phys.Rev.Lett., **78**, 42 (1997).
16. **V.M. Agranovich, V.L. Ginzburg.** *Crystal optics taking into account spatial dispersion and the theory of excitons*. M., Science, 1979.
17. **A.S. Sonin.** *Introduction to the physics of liquid crystals*. M., Science, 1983.

18. **L. Allen, J.H. Eberli.** Optical resonance and two-level atoms. New York, John Wiley and Sons, 1975.
19. **S.E. Segre.** J. Phys. D: Appl. Phys., **36**, 2806 (2003).
20. **S.E. Segre.** J. Opt. Soc. Am. A, **17**, 95 (2000).
21. **A.L. Aslanyan, L.S. Aslanyan, Yu.S. Chilingaryan.** Optics and Spectroscopy, **116**(3), 483 (2014).
22. **A.L. Aslanyan, L.S. Aslanyan, R.B. Alaverdyan, G.S. Gevorgyan, S.Ts. Nersisyan.** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **50**, 137 (2015).
23. **A.A. Andronov, A.A. Witt, S.E. Khakin.** Theory of oscillations. M., Nauka, 1981.
24. **A. Yariv, P. Yeh.** Optical Waves in Crystals. John Wiley and sons, 1984.
25. **A.A. Gevorgyan, A.M. Sedrakyan.** Proceedings of the National Academy of Sciences of Armenia, Physics, **41**, 345 (2006).

ԳԾԱՅԻՆ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԼՈՒՅՍԸ ԱՆԻՋՈՏՐՈՂՈՒԹՅԱՆ ԹՈՒՅԼ
ԱՆՀԱՄԱՍԵՌՈՒԹՅԱՄԲ ՈՒԺԵՂԱՑՆՈՂ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Հ.Հ. ՀՈՎԱԿԻՄՅԱՆ, Լ.Ս. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Ա.Է. ԱՅՎԱԶՅԱՆ

Տեսականորեն ուսումնասիրված է անիզոտրոպության թույլ անհամասե-
նությամբ ուժեղացնող միջավայրով (պլեոքրոիկ ներկանյութով հարստացված թվիստ
կողմնորոշմամբ նեմատիկ հեղուկ բյուրեղ) գծային բևեռացված լույսի տարածման
խնդիրը: Ապացուցված է, որ տրված երկրաչափության դեպքում կոմպլեքս հավասա-
րումների համակարգի ճշգրիտ անալիտիկ լուծման գոյությունը պայմանավորված է այն
հանգամանքով, որ դիֆերենցիալ թափանցելիության և ուժեղացման թենզորների
դեֆորմացիաները չեն խախտում նրանց գլխավոր առանցքների համընկնումը, ինչը
հայտնի հյուր-հյուրընկալ երևույթի անմիջական հետևանքն է: Բացահայտված է
ուժեղացման անիզոտրոպության ազդեցությունը միջավայրում տարածվող սովորական
և անսովոր ալիքների տարածական դինամիկայի վրա:

POLARIZED LIGHT IN A WEAKLY INHOMOGENEOUS
ANISOTROPIC MEDIA WITH AMPLIFICATION

H.H. HOVAKIMYAN, L.S. ASLANYAN, A.E. AIVAZYAN

The problem of the propagation of linearly polarized light in an optically
inhomogeneous anisotropic media with amplification (twist-oriented nematic liquid crystal with
pleochroic dye) is considered theoretically. The existence of an exact analytical solution of the
system of complex equations in this geometry is proven to be related to the deformation of the
dielectric constant and gain tensor do not violate the coincidence of their principal axes. The
latter is a direct consequence of the guest-host effect known in a liquid crystal. The influence of
gain anisotropy on the spatial dynamics of the propagation of ordinary and extraordinary waves
in the medium is determined.