

ЭКВИЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА В ТВИСТ-ОРИЕНТИРОВАННОМ НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

Л.С. АСЛАНЯН*, А.Э. АЙВАЗЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: leon@ysu.am

(Поступила в редакцию 7 сентября 2022 г.)

На сфере Пуанкаре выполнен систематический анализ пространственной динамики состояния эллиптически поляризованного света в среде с локальной неоднородностью оптической оси. В качестве такой среды рассматривался нематический жидкий кристалл с твист-ориентацией. Показано существование двух специальных типов эллиптически поляризованных волн, которые распространяются в такой среде с постоянным значением эллиптичности, а азимутальный угол отслеживает поворот оптической оси. Выявлены основные особенности зависимости от толщины образца. Для анализа использовано аналитическое решение системы связанных уравнений относительно декартовых компонент электрической составляющей световой волны, полученное путем перехода во вращающуюся систему координат.

1. Введение

Явление оптической активности было открыто Араго в 1811 году [1], а спустя 100 лет Моген обнаружил, что жидкокристаллическая (ЖК) среда обладает очень большим оптическим вращением, обычно порядка нескольких тысяч градусов на миллиметр [2,3]. Однако, это явление все еще является объектом многочисленных исследований. Примером служит работа [4], где рассмотрены особенности оптической активности в различных средах (фотонные кристаллы, метаматериалы, жидкие кристаллы), обсуждается связь оптической активности со структурой кристалла, а также приведены примеры проявления оптической активности в рентгеновской области спектра. Мотивацией таких исследований, как показывают недавние работы [5–7] является широкое применение этого явления в оптоэлектронике и фотонике.

Анизотропные среды с регулируемой неоднородностью (с помощью внешних полей различной природы) способны управляемо изменять поляризацию световых полей. В первую очередь это разного рода ахроматические волновые пластины (модуляторы, компенсаторы, полу- и четвертьволновые пластины и т.д), которые используются для управления состоянием поляризации излучения [8,9], а в [10] рассмотрены поляризаторы и фазовые пластины на основе

полимерно-диспергированных ЖК, в которых управление осуществлялось с помощью создания регулируемых микроструктур.

Очевидно, создание управляющих элементов требует подробного анализа задач распространения излучения в средах с различными оптическими характеристиками. Эта задача всегда представляла большой интерес в различных областях физики [11,12]. Одним из широко применяемых методов анализа распространения поляризованной волны в средах с пространственной неоднородностью анизотропии является метод связанных волн, рассмотренный в [13]. Этот метод успешно применялся для анализа распространения поляризованного излучения и в неоднородно-анизотропных средах, и в неоднородно-намагниченной плазме с диссипацией [14–18].

В работе [19] с помощью метода связанных волн анализировалось распространение линейно-поляризованной волны через слой твист-ориентированного нематического жидкого кристалла (НЖК). Были получены основные уравнения и найдено аналитическое решение, что позволило детально анализировать явление адиабатического отслеживания [3,20].

Целью настоящей работы является теоретическое рассмотрение пространственной эволюции эллиптически-поляризованного света в анизотропной среде с кручением локальной оптической оси. Основой анализа является система уравнений связанных волн, полученных в приближении геометрической оптики, и их решение посредством перехода во вращающуюся систему координат.

2. Система укороченных уравнений и методика решения

Кратко обсудим вопрос получения системы связанных уравнений и методики их решения. Более подробное описание можно найти в работе [19].

Пусть, в общем случае, эллиптически-поляризованная плоская монохроматическая волна распространяется в оптически неоднородной анизотропной среде с локальным поворотом оптической оси. В качестве такой среды далее рассматривается твист-ориентированный НЖК. Лабораторную систему координат выберем так, чтобы ось z совпадала с направлением распространения волны, а x, y – сонаправлены главным осям одноосной анизотропной среды на входе. При такой ориентации координатных осей диэлектрическую проницаемость среды можно представить в виде [3]

$$\varepsilon_{ij}(z) = \varepsilon_{\perp} \delta_{ij} + \varepsilon_a m_i(z) m_j(z). \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{m}(z)$ – единичный вектор, описывающий локальную ориентацию оптической оси (в ЖК его принято называть директором), δ_{ij} – символ Кронекера, $\varepsilon_a = \varepsilon_e - \varepsilon_o$ – анизотропия, а $\varepsilon_e, \varepsilon_o$ – главные значения диэлектрической проницаемости ЖК среды. Заметим, здесь принято, что в рассматриваемой задаче по x, y координатам среда однородна, т.е. $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$. Для удобства диэлектрическую проницаемость можно преобразовать к виду

$$\hat{\varepsilon}(z) = \frac{\varepsilon_e + \varepsilon_o}{2} \hat{\sigma}_0 + \frac{\varepsilon_a}{2} \cos 2\psi(z) \hat{\sigma}_1 + \frac{\varepsilon_a}{2} \sin 2\psi(z) \hat{\sigma}_2. \quad (2)$$

Здесь $\psi(z)$ – азимутальный угол между директором ЖК и координатной осью x ,

а $\hat{\sigma}_i$ – матрицы Паули [21]

$$\hat{\sigma}_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_3 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Во многих работах (см., например, работы [14,15,22] и ссылки в них) было показано, что волновое уравнение для двумерного вектора Джонса

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix},$$

описывающего эволюцию состояния поляризации световой волны в случае нормального падения световой волны на среду, можно свести к виду

$$\frac{d^2 \mathbf{E}(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\varepsilon}(z) \mathbf{E}(z) = 0, \quad (4)$$

где $\hat{\varepsilon}(z)$ – тензор диэлектрической проницаемости (2) для ЖК.

В рассматриваемых далее толщинах ЖК слоя неоднородность анизотропии на длине волны мала и вполне оправдано применение метода геометрической оптики [23]. Действительно, геометрооптическое приближение применимо, если $\lambda d\varepsilon/dz \ll \varepsilon$. Нетрудно проверить, например, для НЖК МВВА ($\varepsilon_e = 3,22$; $\varepsilon_o = 2,43$), что это условие удовлетворяется в случае $L \gg 0,4$ мкм, где L – толщина слоя ЖК. Обычно это условие выполняется всегда. С учетом сказанного решение уравнения (4) ищется в виде

$$E_i(z) = F_i(z) e^{i\Phi(z)}, \quad (5)$$

где $\mathbf{F}(z)$ – медленно меняющаяся комплексная амплитуда, а фазовый множитель $\Phi(z)$ в условиях данной задачи составляет

$$\Phi(z) = \frac{\omega}{c} \int n(z) dz, \quad (6)$$

где

$$n(z) = \sqrt{\frac{\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}}{2}}. \quad (6a)$$

Такая подстановка позволяет при распространении света в среде разделить относительно медленные и быстрые изменения параметров волны, связанные с неоднородностью среды. Учитывая медленность изменения $\mathbf{F}(z)$ (то есть пренебрегая малыми величинами $\mathbf{F}''(z)$), из выражений (4) и (5) получим векторное уравнение

$$\frac{d\mathbf{J}(z)}{dz} = i\hat{H}(z) \mathbf{J}(z). \quad (7)$$

Здесь введены следующие обозначения

$$\mathbf{J}(z) = \mathbf{F}(z) \sqrt{\Phi'(z)}, \quad (7a)$$

$$\hat{H}(z) = \frac{\omega}{c} \left\{ \frac{\hat{\varepsilon}(z)}{2n(z)} - \frac{1}{2} n(z) \hat{\mathbf{I}} \right\}. \quad (7b)$$

Это – окончательная система уравнений, которая описывает пространственную эволюцию поляризации света в среде. С формальной точки зрения уравнение (7) аналогично уравнению Шредингера в квантовой механике. В случае такой интерпретации матрица $\hat{H}(z)$, фактически, есть аналог гамильтониана, которая характеризует свойства среды (в том числе и при наличии внешних однородных и неоднородных полей) (см. работу [22] и ссылки в ней), а собственные поляризации среды выступают в роли двух энергетических уровней. Следует

отметить, что существование такой аналогии позволяет развитые здесь методы аналитического решения применить и при исследовании других (не только оптических) задач.

Рассмотрим среду, в которой имеется неоднородность оптической анизотропии. Учитывая (2), после несложных преобразований (7b) можно представить в более удобной форме

$$\hat{H}(z) = \frac{\omega}{2cn(z)} \left\{ \frac{\varepsilon_{xx}(z) - \varepsilon_{yy}(z)}{2} \hat{\sigma}_1 + \varepsilon_{xy}(z) \hat{\sigma}_2 \right\}, \quad (8)$$

или с помощью (2) окончательно имеем

$$\hat{H}(z) = \frac{\omega}{2cn(z)} \left\{ \frac{\varepsilon_a}{2} \cos 2\psi \hat{\sigma}_1 + \frac{\varepsilon_a}{2} \sin 2\psi \hat{\sigma}_2 \right\}. \quad (8a)$$

Однако аналитическое решение даже такой упрощенной системы уравнений (7) с (8a) не всегда удается найти. Как было показано в ряде работ (см., например, работу [19] и ссылки в ней), в случае линейного закона изменения азимутального угла директора решение этой системы можно найти путем перехода во вращающуюся систему координат. Перейдем во вращающуюся систему координат посредством замены

$$\mathbf{J}(z) = \hat{R}^{-1} \mathbf{A}(z), \quad \hat{H}(z) = \hat{R}^{-1} \hat{H}_0 \hat{R}, \quad (9)$$

где $\mathbf{A} = (A_\xi, A_\eta)^T$ – вектор Джонса во вращающейся системе координат, а $\hat{R}(\psi)$ – матрица поворота координатных осей:

$$\hat{R}(\psi) = \begin{pmatrix} \cos\psi(z) & \sin\psi(z) \\ -\sin\psi(z) & \cos\psi(z) \end{pmatrix}.$$

Здесь \hat{H}_0 – «гамильтониан» неоднородно-анизотропной среды в локальной системе координат. Окончательно получим систему связанных уравнений относительно $\mathbf{A}(z)$

$$\frac{d\mathbf{A}(z)}{dz} - i\omega_a \hat{\sigma}_1 \mathbf{A}(z) = i\psi' \hat{\sigma}_3 \mathbf{A}(z). \quad (10)$$

Здесь введено обозначение $\omega_a = \pi\varepsilon_a/2\lambda n_0$. В случае $\psi(z) = \alpha z$ это – система уравнений с постоянными коэффициентами, решение которой нетрудно найти [24]. Решим эту систему уравнений с граничными условиями

$$E_x(0) = \frac{1}{\sqrt{\Phi'(0)}} J_x(0) = A_0 = \cos\beta; \quad E_y(0) = \frac{1}{\sqrt{\Phi'(0)}} J_y(0) = B_0 = \sin\beta e^{i\delta}.$$

Здесь β – угол между осью x и большой осью эллипса поляризации входящей волны, а δ определяет начальное смещение фазы между $E_x(z=0)$ и $E_y(z=0)$. Осуществив обратный переход в лабораторную систему координат, окончательно получим:

$$\begin{aligned} E_i(z) &= \frac{i}{2\Omega} [A_i(z)e^{-i\Omega z} + B_i(z)e^{i\Omega z}] e^{i\frac{2\pi}{\lambda} n_0 z}, \\ A_x(z) &= \left(B_0 - i \frac{\alpha}{\omega_a + \Omega} A_0 \right) [\alpha \cos\psi(z) + i(\omega_a + \Omega) \sin\psi(z)], \\ B_x(z) &= [-i(\omega_a + \Omega) A_0 - \alpha B_0] \left[\cos\psi(z) - i \frac{\alpha}{\omega_a + \Omega} \sin\psi(z) \right], \\ A_y(z) &= \left(B_0 - i \frac{\alpha}{\omega_a + \Omega} A_0 \right) [\alpha \sin\psi(z) - i(\omega_a + \Omega) \cos\psi(z)], \\ B_y(z) &= [-i(\omega_a + \Omega) A_0 - \alpha B_0] \left[\sin\psi(z) + i \frac{\alpha}{\omega_a + \Omega} \cos\psi(z) \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Для сокращения записи введено обозначение $\Omega^2 = \omega_a^2 + \alpha^2$. Эта величина практически является пространственным аналогом ларморовой частоты. Полученные аналитические выражения (11) позволяют полностью количественно объяснить поведение поляризованного (как линейного, так и эллиптического) света в анизотропных средах с поворотом локальной оптической оси. Нетрудно проверить, что они в пределе $\alpha \rightarrow 0$ переходят в хорошо известные выражения [15,16].

3. Обсуждение результатов

Для наглядного представления результатов последующий анализ проведем на сфере Пуанкаре, построенной с помощью найденного решения (11). Об удобстве и наглядности применения вектор-параметра Стокса упоминалось во многих работах (например, [20,25]) и применительно к жидким кристаллам [14,21,26]. В связи с этим определим также параметры Стокса с помощью соотношений [14,19]

$$\mathbf{S}(z) = \mathbf{E}^+(z)\delta\mathbf{E}(z),$$

где $\mathbf{E}(z)$ определяется выражениями (11), а «+» означает эрмитовое сопряжение.

3.1. Линейно-поляризованная входящая волна

Для целостности работы обсудим прежде прохождение линейно-поляризованной волны через слой НЖК с твист-ориентацией (более подробно см. в [19]). Как известно, в такой среде наблюдается явление адиабатического отслеживания [3], т. е., если падающая волна на входе в среду линейно-поляризована вдоль одной из нормальных волн, то вектор поляризации световой волны отслеживает вращение главных осей, при условии, что коэффициент кручения мал. Однако подробный анализ показывает, что эволюция поляризации внутри образца носит более сложный характер. В частности, в работе [27] качественно обсуждается поведение состояния поляризации внутри среды и указывается, что при входе в среду волна превращается в эллиптически-поляризованную, параметры которой плавно меняются при распространении, а на выходе превращается в линейно-поляризованную с повернутым азимутом, если толщина слоя удовлетворяет определенным условиям. Однако такая качественная картина не полностью отражает истинную картину эволюции состояния поляризации света в НЖК с твист ориентацией. Кроме того, остается открытым также вопрос роли толщины образца. Полученное в предыдущем пункте решение (11) позволяет полностью анализировать эту задачу. В качестве примера рассмотрим НЖК МББА, параметры которого хорошо известны [19]. Пусть волна на входе поляризована линейно вдоль оси x (в случае нормированной интенсивности $A_0 = 1; B_0 = 0$). На рис.1 представлена эволюция состояния поляризации света при трех разных значениях толщины. Видно, что в слое твист-ориентированного НЖК эволюция поляризации существенно зависит от толщины образца. При малой толщине (~ 2 мкм) это достаточно плавный переход через промежуточные эллиптически поляризованные состояния. Нетрудно оценить и минимальную толщину ЖК слоя для получения

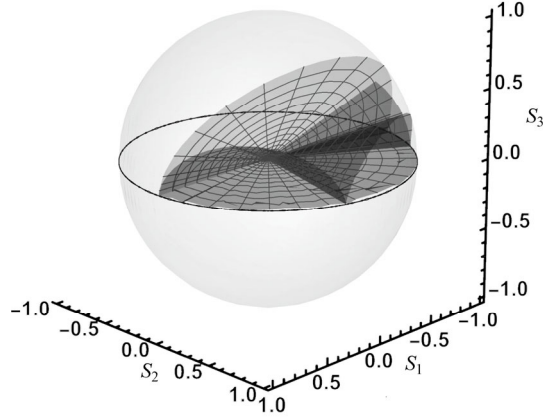


Рис.1. Эволюция поляризации в твист-ориентированном НЖК в случае, когда волна на входе линейно-поляризована. Значения параметров следующие: $\epsilon_e = 3.22$; $\epsilon_0 = 2.43$, $\lambda = 0.5$ мкм, толщина слоя составляет 2, 5 и 100 мкм.

чистой линейно-поляризованной волны. Действительно, при $\psi(L) = \pi/2$, $A_0 = 1, B_0 = 0$ из (11) получим

$$E_x(L) = \frac{\alpha}{\Omega} \sin(\Omega L) \exp\left\{i \frac{2\pi}{\lambda} n_0 L\right\}. \quad (11a)$$

Минимальная толщина, при которой эта составляющая становится равной нулю, определяется из условия $\Omega L = \pi$. Учитывая определения Ω и α , получим

$$L = \frac{\sqrt{3}\lambda n_0}{\epsilon_a}. \quad (11b)$$

В случае ЖК МВВА эта величина составляет $L \sim 2$ мкм, что хорошо согласуется с результатом, полученным с помощью аналитического решения (11), (см. рис.1). Подчеркнем еще некоторые основные закономерности: при больших толщинах такой переход носит осцилляционный характер; при увеличении толщины число осцилляций увеличивается; при увеличении толщины амплитуда осцилляций, т.е. величина эллиптичности уменьшается; в пределе эллиптичность стремится к нулю и вектор Стокса вращается в экваториальной плоскости. Это означает, что линейно-поляризованная входящая волна отслеживает вращение оптической оси, оставаясь линейно-поляризованной.

3.2. Эллиптически-поляризованная входная волна

Пусть теперь через слой НЖК с твист-ориентацией распространяется эллиптически поляризованная световая волна.

Нетрудно заметить, что при толщине образцов, которая определяется условием (11b)

$$\frac{E_y(L)}{E_x(L)} = \frac{A_y(L)+B_y(L)}{A_x(L)+B_x(L)} = -\frac{B_0}{A_0}. \quad (12)$$

Пространственная эволюция поляризации в этом случае показана на рис.2а. Из рис.2а и соотношения (12) можно сделать следующие выводы: 1) в случае круговой поляризации выходящая волна имеет ту же поляризацию, что и входящая, несмотря на сложную пространственную динамику внутри среды; 2) максимальное значение эллиптичности внутри среды зависит от угла β между осью x

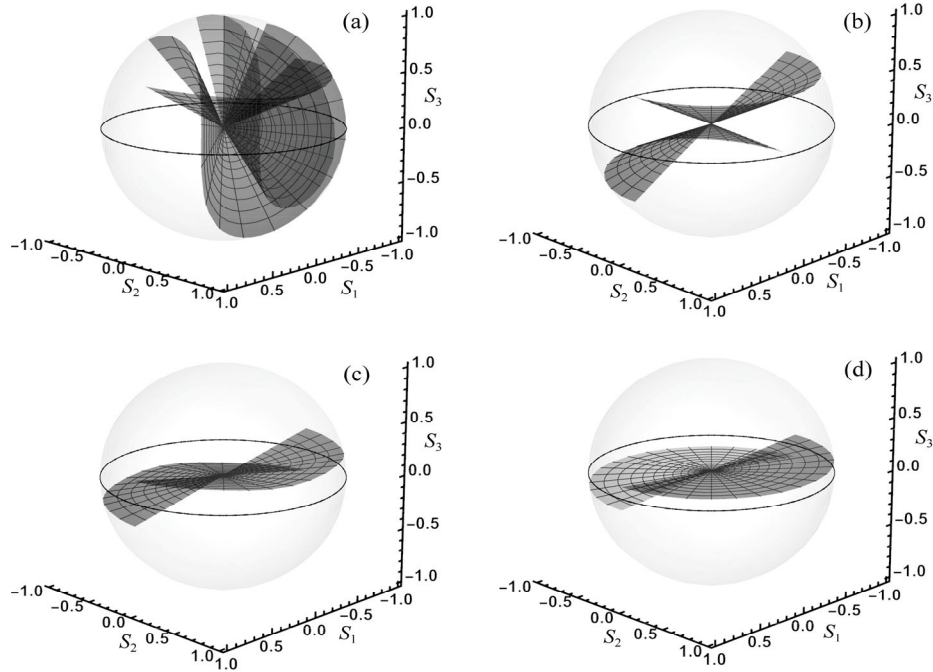


Рис.2. Эволюция поляризации в твист-ориентированном НЖК, в случае, когда волна на входе поляризована эллиптически. Значения параметров следующие: $\epsilon_e = 3.22$; $\epsilon_0 = 2.43$, $\lambda = 0.5$ мкм. (а) Толщина слоя составляет 2 мкм, $\delta = \pi/2$, $\beta = \pi/8$; 2. $\beta = \pi/4$; 3. $\beta = \pi/3$ (по возрастанию максимального значения эллиптичности). Эквиэллиптические состояния (толщина слоя составляет 2 мкм (b); 5 мкм (c); 10 мкм (d)).

и большой осью эллипса поляризации входящей волны; 3) в случае эллиптической поляризации величина эллиптичности на выходе сохраняется, а азимутальный угол на выходе повернут. Однако опять же следует подчеркнуть, что внутри среды пространственная динамика имеет сложную природу, как и в случае круговой поляризации.

Из полученных аналитических выражений (11) можно сделать важный вывод о существовании двух специальных типов волн с эллиптической поляризацией.

Первый тип. Пусть входящая волна эллиптически поляризована так, что A_0, B_0 связаны соотношением

$$B_0 - i \frac{\alpha}{\omega_a + \Omega} A_0 = 0.$$

Учитывая нормировку $|A_0|^2 + |B_0|^2 = 1$, нетрудно найти, что тогда

$$A_0 = \left\{ 1 + \left(\frac{\alpha}{\omega_a + \Omega} \right)^2 \right\}^{-1/2}.$$

При таком выборе параметров эллиптической поляризации входящей волны из выражений (11) получим

$$E_i(z) = \frac{i}{2\Omega} B_1(z) e^{iz} \exp \left[i \left(\Omega + \frac{2\pi}{\lambda} n_0 \right) z \right], i = x, y, \quad (13)$$

где

$$B_x(z) = [-i(\omega_a + \Omega)A_0 - \alpha B_0] \left[\cos\psi(z) - i \frac{\alpha}{\omega_a + \Omega} \sin\psi(z) \right],$$

$$B_y(z) = [-i(\omega_a + \Omega)A_0 - \alpha B_0] \left[\sin\psi(z) + i \frac{\alpha}{\omega_a + \Omega} \cos\psi(z) \right].$$

Второй тип. Аналогично получим второй специальный тип эллиптически-поляризованной волны $i(\omega_a + \Omega)A_0 + \alpha B_0 = 0$, а из условия $|A_0|^2 + |B_0|^2 = 1$

$$B_0 = \left\{ 1 + \left(\frac{\alpha}{\omega_a + \Omega} \right)^2 \right\}^{-1/2}.$$

Соответственно имеем

$$\begin{aligned} E_i(z) &= \frac{i}{2\Omega} A_i(z) \exp \left[i \left(-\Omega + \frac{2\pi}{\lambda} n_0 \right) z \right], \quad i = x, y, \\ A_x(z) &= \left(B_0 - i \frac{\alpha}{\omega_a + \Omega} A_0 \right) [\alpha \cos\psi(z) + i(\omega_a + \Omega) \sin\psi(z)], \\ A_y(z) &= \left(B_0 - i \frac{\alpha}{\omega_a + \Omega} A_0 \right) [\alpha \sin\psi(z) - i(\omega_a + \Omega) \cos\psi(z)]. \end{aligned} \quad (14)$$

На рис.2b,c,d представлена пространственная динамика поляризации этих специальных волн в твист-ориентированном НЖК при трех разных толщинах. Перечислим некоторые особенности этих волн: вектор Стокса такой волны движется по изоэллиптической траектории, то есть эллиптичность световой волны внутри среды сохраняется, тогда как азимутальный угол следует за вращением оптической оси (адиабатическое отслеживание эллиптически поляризованной волны); при увеличении толщины уменьшается величина эллиптичности входящей волны.

Необходимо сделать следующее замечание. В ранних работах для решения аналогичной задачи применялось приближение стратифицированной среды [3,20,27]. Анализ показывает, что такая методика также позволяет сделать аналогичные выводы, которые представлены на рис.1 и рис.2а (см. например, [28]). В работе [29] по этой методике рассмотрены собственные поляризационные состояния для твист-ориентированного НЖК, и показано, что существуют два типа эллиптически-поляризованных волн, которые после прохождения слоя НЖК сохраняют свою эллиптичность, однако азимутальный угол меняет направление. Приведенный здесь анализ позволяет более систематично анализировать пространственную динамику и полностью выявить все характерные особенности пространственной динамики эллиптически-поляризованного света в твист-ориентированном НЖК (см. обсуждение рис.2). В частности, из рис.2а видно, что любая эллиптически-поляризованная волна на выходе сохраняет величину эллиптичности (при соответствующем выборе толщины образца), а азимутальный угол меняется. Однако внутри среды поведение эллиптичности и азимута носит комплексный характер. И только эллиптически-поляризованные волны (13) и (14) при распространении сохраняют значение эллиптичности по всей толщине образца, а азимутальный угол адиабатически отслеживает вращение оптической оси (см. рис.2b,c,d).

4. Заключение

Таким образом, обобщая проведенный анализ можно сказать, что полученные в настоящей работе выражения позволяют не только полностью – качественно и количественно, объяснить пространственную эволюцию состояния поляризации света в анизотропных средах с локальным кручением оптической оси (в частности, в твист-ориентированном НЖК), но и предсказать существование двух специально-поляризованных волн, которые сохраняют значение эллиптичности, а азимутальный угол отслеживает вращение оптической оси. Именно в связи с этим целесообразно их назвать эквиэллиптическими (или изоэллиптическими) состояниями.

ЛИТЕРАТУРА

1. **F. Arago.** *Sciences Mathematiques et Physiques*, **1**, 115 (1811).
2. **C. Mauguin.** *Bull. Soc. Fr. Miner. Crystallogr*, **34**, 71 (1911).
3. **S. Chandrasekhar.** *Liquid Crystals*. Second ed., Cambridge University Press, 1992.
4. **T.G. Golovina, A.F. Konstantinova, V.I. Timofeev.** *Crystallography Reports*, **65**, 653 (2020).
5. **M. Al-Mahmoud, V. Coda, A. Rangelov, G. Montemezzani.** *Phys. Rev. Appl.*, **13**, 014048, (2020).
6. **E. Stoyanova, S. Ivanov, A. Rangelov.** *Appl. Opt.*, **59**, 10224 (2020).
7. **E. Stoyanova, M. Al-Mahmoud, H. Hristova, A. Rangelov, E. Dimova, N.V. Vitanov.** *J. Opt.*, **21**, 105403, (2019).
8. **C.-F. Hsieh, C.-S. Yang, F.-C. Shih, R.-P. Pan, C.-L. Pan.** *Optics Express*, **27**, 9933 (2019).
9. **X. Zhang, F. Fan, C.-Y. Zhang, Y.-Y. Ji, X.-H. Wang, S.-J. Chang.** *Optical Materials Express*, **10**, 282 (2020).
10. **S.-T. Xu, F. Fan, S. Chen, Y. Xing, Y. Gao, H. Li, G. Niu, Sh.-J. Chang.** *Optical Materials Express*, **11**, 171 (2021).
11. **M. Chekhova, P. Banzer.** *Polarization of Light in Classical, Quantum, and Nonlinear Optics*. Walter de Gruyter GmbH, Berlin–Boston, 2021.
12. **B.A. Saleh, M.C. Teich.** *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, 2019.
13. **K.G. Budden.** *Phyl. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **290**, 405 (1979).
14. **H. Kubo, R. Nagata.** *JOSA*, **73**, 1719 (1983).
15. **E. Santamato, Y.R. Shen.** *JOSA A*, **4**, 356 (1987).
16. **S. Segre.** *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**, 2806 (2003).
17. **S. Segre.** *JOSA A*, **17**, 95 (2000).
18. **H. Kuratsuji, Sh. Kakigi.** *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 1888 (1998).
19. **A.L. Aslanyan, L.S. Aslanyan, Yu.S. Chilingaryan.** *Optics and Spectroscopy*, **116**, 483 (2014).
20. **A. Yariv, P. Yeh.** *Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation*. Wiley & Sons, 1984.
21. **F. Simoni.** *NLO Properties of LC and PDLC*. Singapore: World Scientific, 1997.
22. **A.L. Aslanyan, L.S. Aslanyan, S.K. Nazaryan.** *J. Contemp. Phys.*, **47**, 23 (2012).

23. **M.I. Rabinovich, D.I. Trubetskov.** Introduction to Vibration and Wave Theory. Moscow, Hayka, 1984 [in Russian].
24. **A.A. Andronov, A.A. Vit, S.V. Khaikin.** Theory of Oscillators. Moscow: Hayka, 1981.
25. **G.W. Rosenberg.** UFN, **56**, 77 (1955).
26. **J.E. Bigelow, R.A. Kashnow.** Applied Optics, **16**, 8 (1977).
27. **P. Yeh, C. Gu.** Optics of Liquid Crystal Displays. John Wiley & Sons, 1999.
28. **A.L. Aslanyan, L.S. Aslanyan, Yu.S. Chilingaryan.** Optics and Spectroscopy, **119**, 869 (2015).
29. **J.A. Davis, I. Moreno, P. Tsai.** Applied Optics, **37**, 937 (1998).

ԼՈՒՅՍԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՀԱՎԱՍԱՐԱԷԼԻՊՏԱԿԱՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ԹՎԻՍ
ԿՈՂՄՆՈՐՈՇՄԱՄԲ ՆԵՄԱՏԻԿ ՇԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ

Լ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Ա. ԱՅՎԱԶՅԱՆ

Պուանկարեի սֆերայի օգնությամբ վերլուծվել է էլիպտական բևեռացված լույսի տարածական դինամիկան օպտիկական առանցքի լոկալ անհամասեռությամբ միջավայրում: Որպես օրինակ դիտարկվել է թվիստ կողմնորոշմամբ նե-մա-տիկ հեղուկ բյուրեղը: Ցույց է տրվել էլիպտական բևեռացմամբ լույսի երկու հա-տուկ տեսակների գոյությունը, որոնք նման միջավայրում տարածվում են էլիպ-տականության հաստատուն մեծությամբ, իսկ ազիմուտային անկյունը հե-տևում է օպտիկական առանցքի պտույտին: Բացահայտվել է նմուշի հաստու-թյուն-նից ունեցած կախվածության օրինաչափությունները: Վերլուծության հա-մար օգտագործվել է լուսային ալիքի էլեկտրական բաղադրիչների համար կապված հավասարումների համակարգի անալիտիկ լուծումը՝ ստացված պտտ-վող կոորդինատական համակարգին անցման մեթոդով:

EQUIELLIPTICAL STATE OF LIGHT POLARIZATION
IN TWIST ORIENTED NEMATIC LIQUID CRYSTAL

L. ASLANYAN, A. AYVAZIAN

A systematic analysis of the spatial dynamics of the elliptically polarized light in a medium with local inhomogeneity of the optical axis has been carried out on the Poincare sphere. We consider the twist oriented nematic liquid crystal as a sample of such medium. Two special types of elliptically polarized waves, propagating in this media with a constant ellipticity value, have been shown, with the azimuthal angle following the rotation of the optical axis. The main characteristics of the dependence on the sample thickness are proved. For the analysis we used the analytical solution of the system of coupled equations related to the Cartesian components of the electric component of the light wave received by transition to the rotating coordinate system.