

## О ФОРМИРОВАНИИ ВИХРЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ПРИ ПОВЕРХНОСТНОМ ФОТОРЕФРАКТИВНОМ ЭФФЕКТЕ В НЖК

И. А. Будаговский<sup>1</sup>, А. С. Золотко<sup>1</sup>, С. А. Швецов<sup>1,2</sup>

*Проведены расчеты формирования пучков с винтовой дислокацией волнового фронта, возникающей при прохождении света циркулярной поляризации через светоиндуцированный дефект ориентации, формирующийся в гомеотропно ориентированном НЖК при поверхностном фоторефрактивном эффекте. Рассмотрены НЖК с отрицательной и положительной низкочастотной диэлектрической анизотропией. Проведено сравнение расчетов с результатами выполненных ранее экспериментов.*

**Ключевые слова:** жидкие кристаллы, поверхностный фоторефрактивный эффект, вихревые световые пучки.

*Введение.* Нематические жидкие кристаллы (НЖК) могут использоваться для генерации сингулярных пучков с винтовой закруткой волнового фронта (вихревые пучки). Для получения вихревого пучка необходима определенная деформация поля директора НЖК, которая либо изначально образована [1, 2], либо индуцируется непосредственно световым пучком [3–5]. В [5] был экспериментально продемонстрирован новый способ получения оптического вихря с зарядом  $\pm 2$  в гомеотропном НЖК с аксиально-симметричной деформацией поля директора, возникающей благодаря эффекту поверхностной фоторефракции [6, 7]. Явление поверхностной фоторефракции заключается в переориентации молекул жидкого кристалла под действием внешнего постоянного электрического поля, проникающего в объем НЖК при светоиндуцированном перераспределении экранирующих поверхностных электрических зарядов. В настоящей работе проводится численное моделирование деформации поля директора, обусловленной действием гауссова пучка на НЖК, и трансформации этого пучка в вихревой.

<sup>1</sup> ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: zolotko@sci.lebedev.ru.

<sup>2</sup> МФТИ, 141700 Россия, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

*Модель взаимодействия светового пучка и НЖК.* Пусть гауссов пучок нормально падает на гомеотропный НЖК, к подложкам которого приложено внешнее постоянное электрическое поле. Для расчета деформации поля директора  $\mathbf{n}$  воспользуемся подходом, позволившим описать генерацию оптической катастрофы в планарном НЖК [8]. Будем моделировать проникающее электрическое поле с помощью одного точечного заряда, расположенного вблизи анодной поверхности ячейки НЖК на расстоянии порядка перетяжки светового пучка (рис. 1). Это соответствует приближению полного экранирования внешнего поля в отсутствие освещения. При этом мы считаем, что светоиндуцированное снятие экранировки происходит только на аноде в соответствии с профилем интенсивности пучка. Прямое ориентирующее действие света учитывать не будем, так как оно проявляется при значительно больших интенсивностях, чем фото-рефрактивный эффект.

Введем систему цилиндрических координат  $(\rho, \varphi, y)$  с осью  $y$ , перпендикулярной плоскости слоя НЖК. Поле  $\mathbf{G}$  точечного заряда  $Q$  имеет вид

$$\mathbf{G} = \frac{Q(\mathbf{e}_\rho \rho + \mathbf{e}_y l)}{\varepsilon_{dc}(\rho^2 + l^2)^{3/2}}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{e}_\rho$  и  $\mathbf{e}_y$  – орты системы координат,  $l$  – расстояние от заряда до центральной плоскости НЖК ( $y = L/2$ ),  $L$  – толщина слоя НЖК,  $\rho$  – расстояние от оси пучка,  $\varepsilon_{dc}$  – диэлектрическая проницаемость. Величину угла поворота директора  $\psi$  определяем из уравнения баланса моментов сил, обусловленных внешним полем ( $\mathbf{\Gamma}_{dc}$ ) и упругостью НЖК ( $\mathbf{\Gamma}_{\text{elast}}$ )

$$\mathbf{\Gamma}_{dc} + \mathbf{\Gamma}_{\text{elast}} = 0, \quad (2)$$

где  $\mathbf{\Gamma}_{dc} = (\mathbf{nG})[\mathbf{nG}]\Delta\varepsilon_{dc}/4\pi$ ,  $\mathbf{\Gamma}_{\text{elast}} = \mathbf{e}_\varphi K \partial^2 \psi / \partial y^2$ ,  $\Delta\varepsilon_{dc}$  – низкочастотная диэлектрическая анизотропия,  $K$  – упругая постоянная (используется одноконстантное приближение). В выражении для упругого момента мы пренебрегаем поперечной (относительно оси пучка) неоднородностью поля директора. Полагая  $\psi(\rho, \xi) = \psi_m(\rho) \sin(\xi)$ , где  $\psi_m$  – угол поворота директора в центральной плоскости НЖК и  $\xi = \pi y/L$  – безразмерная координата, из (1) и (2) методом Галеркина получим уравнение для деформации поля директора

$$\gamma^2(\Lambda_1 J_1(2\psi_m) + 2\Lambda_2 E_1(2\psi_m)) = \psi_m, \quad (3)$$

где  $\Lambda_1 = 1 - v^2/[1 + v^2]^3$ ,  $\Lambda_2 = -v/[1 + v^2]^3$ ,  $v = \rho/l$  – безразмерная поперечная координата,  $\gamma = g/G_{th}$  – безразмерное проникающее поле,  $g = Q/\varepsilon l^2$ ,  $G_{th} = \pi/L\sqrt{4\pi K/|\Delta\varepsilon_{dc}|}$  – порог перехода Фредерикса в низкочастотном электрическом поле,  $J_1(x)$  и  $E_1(x)$  – функ-

ции Бесселя и Вебера первого порядка. Параметр  $\gamma$  характеризует как величину приложенного напряжения, так и эффективность снятия экранирования, зависящую от интенсивности светового пучка.

При малых значениях отношения  $\Delta\varepsilon/\varepsilon_{\parallel}$  профиль дополнительного набега фазы для светового пучка, прошедшего через НЖК, можно записать в виде

$$S(\rho) = k\delta n \int_0^{\pi} \sin^2 \psi(\xi, \rho) d\xi, \quad (4)$$

где  $k$  – величина волнового вектора, а  $\delta n = \Delta\varepsilon\sqrt{\varepsilon_{\perp}}/2\varepsilon_{\parallel}$ ,  $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ ,  $\varepsilon_{\parallel}$  и  $\varepsilon_{\perp}$  – компоненты тензора диэлектрической проницаемости на световой частоте. Световое поле в дальней зоне дифракции, согласно [3], будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{e}_{\pm} E_b + \mathbf{e}_{\mp} E_v, \quad (5) \\ E_b &= -i2\pi w_d^2 e^{i\pi r_d^2} e^{-iS_0} \int_0^{\infty} \cos(S(u)/2) J_0(\tau u) \times e^{-u^2} e^{iS(u)/2} u du, \\ E_v &= 2\pi w_d^2 e^{2i\varphi} e^{i\pi r_d^2} e^{-iS_0} \int_0^{\infty} \sin(S(u)/2) J_2(\tau u) \times e^{-u^2} e^{iS(u)/2} u du, \end{aligned}$$

где  $\mathbf{e}_{\pm}$ ,  $\mathbf{e}_{\mp}$  – орты циркулярной поляризации,  $E_b$  – базовая компонента, соответствующая направлению циркулярной поляризации падающего пучка,  $E_v$  – вихревая компонента, имеющая противоположное направление циркулярной поляризации,  $u = v \cdot l/w_0 = \rho/w_0$  – безразмерная радиальная координата,  $w_d = w_0/\sqrt{\lambda y}$ ,  $w_0$  – перетяжка гауссова пучка,  $\lambda$  – длина волны света,  $r_d = R/\sqrt{\lambda y}$ ,  $\tau = kw_0\theta$ ,  $\theta = R/y$  – угол отклонения лучей,  $R$  и  $\varphi$  – полярные координаты в плоскости наблюдения. Эффективность преобразования падающего пучка в вихревой будем оценивать коэффициентом конверсии  $\eta = |E_v|^2/(|E_b|^2 + |E_v|^2)$ .

*Результаты.* В зависимости от знака диэлектрической анизотропии  $\Delta\varepsilon_{dc}$  будут формироваться два типа деформации, отличающихся направлением поворота директора (рис. 1).

Решения уравнения (3) для обоих случаев при различных значениях величины проникающего поля приведены на рис. 2. Для НЖК с положительной диэлектрической анизотропией  $\Delta\varepsilon_{dc}$  директор стремится ориентироваться вдоль силовых линий поля заряда  $Q$  (рис. 1(а)). Поскольку угол между направлением электрического поля и директором увеличивается от оси пучка к его периферии, увеличение  $\gamma$  смещает максимум деформации от оси пучка (рис. 2(а), сплошные линии). При  $\Delta\varepsilon_{dc} < 0$  директор стремится ориентироваться перпендикулярно линиям поля (рис. 1(б)) и увеличение  $\gamma$ , наоборот, локализует максимум деформации вблизи оси пучка. Резерв поворота директора

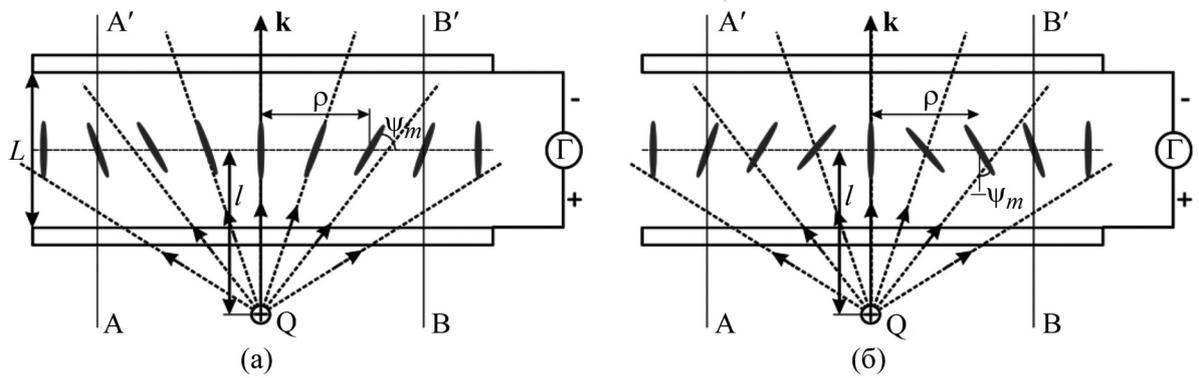


Рис. 1: Схема переориентации директора при поверхностном фоторефрактивном эффекте в НЖК с положительной (а) или отрицательной (б) диэлектрической анизотропией  $\Delta\epsilon_{dc}$ . Проникающее поле моделируется полем точечного заряда, расположенного на расстоянии  $l$  от центральной плоскости НЖК. Тонкие линии  $AA'$  и  $BB'$  соответствуют условным границам пучка. Штриховыми линиями показаны силовые линии точечного заряда.

НЖК вблизи оси пучка в этом случае значительно больше, чем при  $\Delta\epsilon_{dc} > 0$ . Поэтому увеличение  $\gamma$  приводит к большей деформации поля директора (рис. 2(а), пунктир). При превышении порога перехода Фредерикса ( $\gamma > 1$ ) возможно нарушение аксиальной симметрии поля директора за счет его поворота на оси пучка, поэтому расчеты ограничивались допороговыми значениями  $\gamma$ .

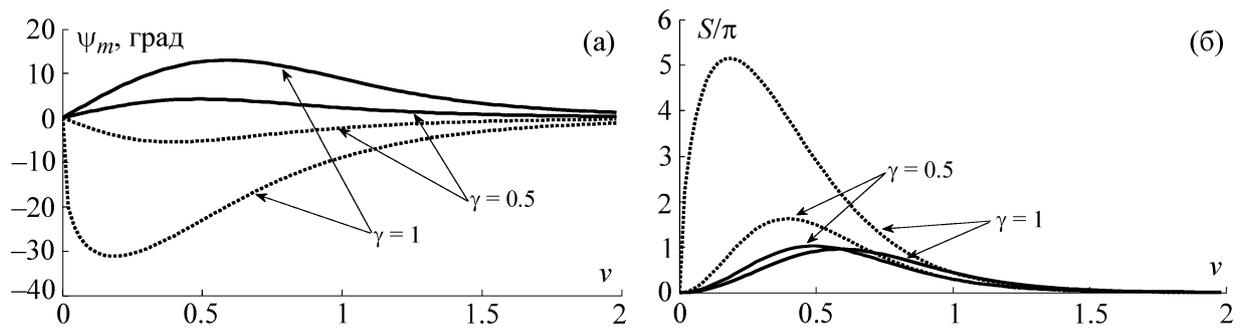


Рис. 2: Распределение угла  $\psi_m$  поворота директора НЖК (а) и соответствующего набега фазы  $S/\pi$  (б) для различных значений проникающего поля  $\gamma$ . Сплошные линии соответствуют положительной  $\Delta\epsilon_{dc}$ , пунктир – отрицательной. Амплитуды кривых для  $\gamma = 0.5$  на рис. (б) увеличены в 10 раз.  $l = L = 100$  мкм,  $\lambda = 532$  нм,  $\delta n = 0.2$ .

Дополнительный фазовый набег  $S$  для двух типов деформации приведен на рис. 2(б). Значения  $\Delta n = 0.1$ ,  $L = 100 \mu\text{m}$  при  $\Delta\varepsilon_{dc} < 0$  и  $\Delta n = 0.2$ ,  $L = 25 \mu\text{m}$  при  $\Delta\varepsilon_{dc} > 0$  соответствуют параметрам образцов, используемых в работах [5, 9].

Рассмотрим эффективность  $\eta$  конверсии в оптический вихрь при использовании НЖК с различными знаками диэлектрической анизотропии. Полная конверсия гауссова пучка в вихревой достигается при набеге фазы  $S = (2m - 1)\pi$  ( $m$  – натуральное число) [1]. Чем большая часть энергии пучка будет проходить через области НЖК с таким набегом фазы, тем выше будет значение  $\eta$ . При росте проникающего поля, по мере увеличения деформации директора и, соответственно, набеге фазы  $S$ , наблюдаются осцилляции эффективности  $\eta$  (рис. 3). При  $\gamma < 0.7$  бóльшая эффективность перекачки наблюдается для НЖК с  $\Delta\varepsilon_{dc} < 0$  при прочих одинаковых параметрах (рис. 3, кривые (1) и (2)). Как показали наши расчеты, это утверждение справедливо для любых значений толщины слоя  $L$ . При меньшей оптической анизотропии  $\Delta n = 0.1$  для НЖК с  $\Delta\varepsilon_{dc} < 0$  первый максимум зависимости достигается при меньших значениях проникающего поля, чем для  $\Delta\varepsilon_{dc} > 0$  с  $\Delta n = 0.2$  (рис. 3, кривые (1) и (3)). При меньшей толщине слоя  $L = 25 \mu\text{m}$  для НЖК с  $\Delta\varepsilon_{dc} < 0$  коэффициент конверсии достигает величины  $\eta = 0.95$  (рис. 3, кривая (4)). Это связано, по-видимому, с большей степенью локализации деформации поля директора вблизи оси пучка.

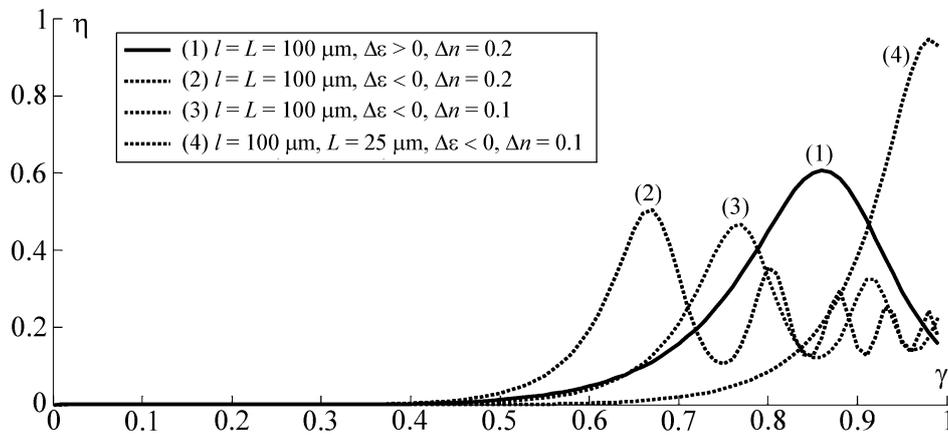


Рис. 3: Зависимость эффективности генерации оптического вихря  $\eta$  от параметра  $\gamma$ .  $w_0 = 70 \mu\text{m}$ ,  $l = 100 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 532 \text{ нм}$ . Сплошная линия (1) соответствует  $\Delta\varepsilon_{dc} > 0$ ,  $L = 100 \mu\text{m}$ ,  $\delta n = 0.2$ ; пунктир (2) –  $\Delta\varepsilon_{dc} < 0$ ,  $L = 100 \mu\text{m}$ ,  $\delta n = 0.2$ ; штрихпунктир (3) –  $\Delta\varepsilon_{dc} < 0$ ,  $L = 100 \mu\text{m}$ ,  $\delta n = 0.1$ ; длинный пунктир (4) –  $\Delta\varepsilon_{dc} < 0$ ,  $L = 25 \mu\text{m}$ ,  $\delta n = 0.1$ . Параметры для кривых (1) и (4) соответствуют экспериментальным из [9].

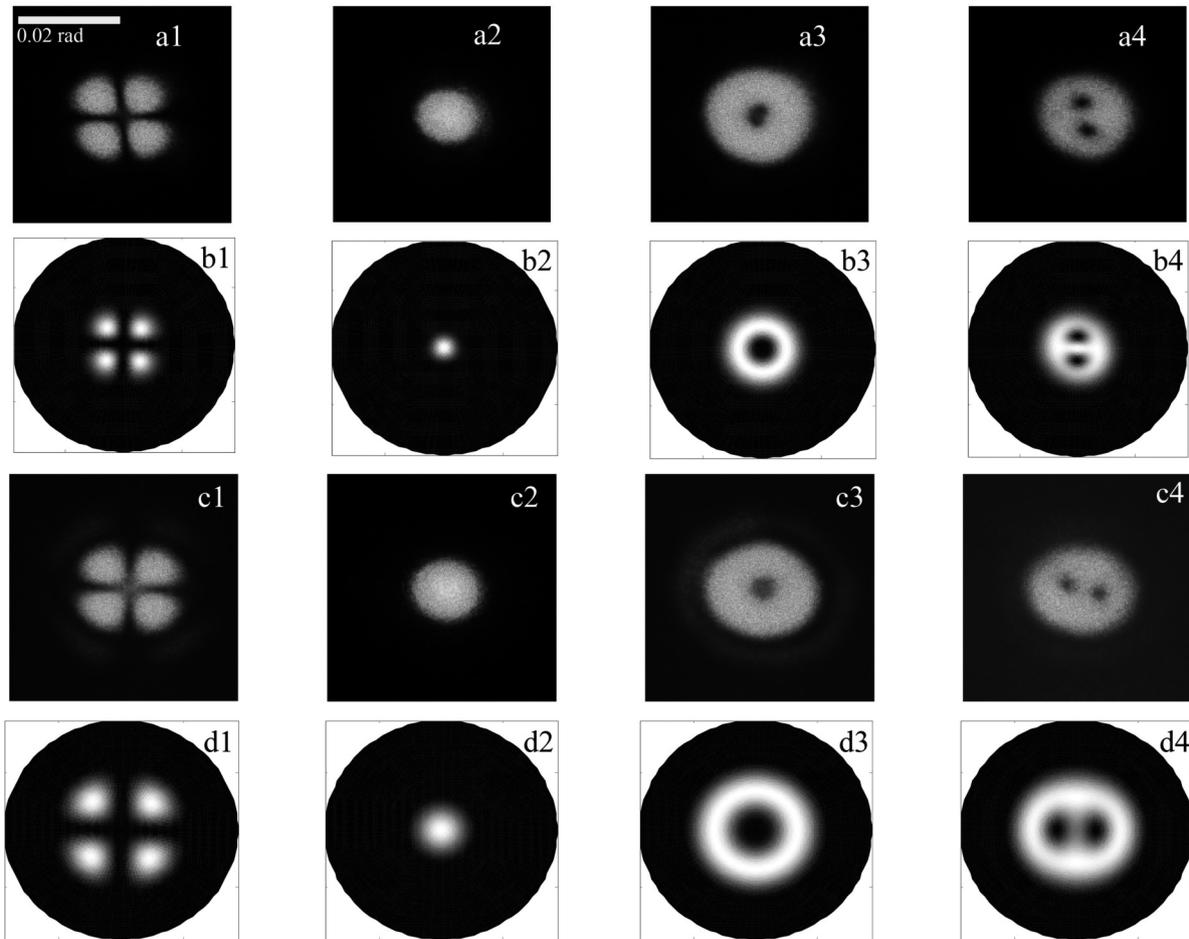


Рис. 4: Распределение интенсивности в дальней зоне дифракции пучка, прошедшего через НЖК с (a), (b) положительной или (c), (d) отрицательной диэлектрической анизотропией. (a1–d1) Картина в скрещенных поляризаторах, (a2–d2) базовая (гауссова) компонента ( $\beta = -45^\circ$ ), (a3–d3) вихревая компонента ( $\beta = +45^\circ$ ), и (a4–d4) интерференция компонент при положении анализатора  $\beta = +55^\circ$  (a4, b4) и  $+47^\circ$  (c4, d4). Параметры эксперимента и расчетов:  $w_0 = 70 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 532 \text{ нм}$ ,  $l = 100 \mu\text{m}$ ; (a, b)  $\Delta\epsilon_{dc} > 0$ ,  $L = 100 \mu\text{m}$ ,  $\delta n = 0.2$ ,  $\gamma = 0.61$ ,  $\eta = 0.05$ ; (c, d)  $\Delta\epsilon_{dc} < 0$ ,  $L = 25 \mu\text{m}$ ,  $\delta n = 0.1$ ,  $\gamma = 0.65$ ,  $\eta = 0.01$ . (a), (c) – эксперимент, (b), (d) – расчёт.

Результаты расчета распределения интенсивности компонент прошедшего через НЖК светового пучка (рис. 4) сравнивали с выполненным ранее экспериментом [9]. Картины a1–d1 получены при помещении образца в скрещенные поляризаторы и соответствуют аксиально-симметричной деформации поля директора. Распределения интенсивности светового пучка a2–d4 формируются при воздействии на образец циркуляр-

но поляризованного светового пучка. После образца свет проходит через четвертьволновую пластинку и поляризатор. В зависимости от угла  $\beta$  между осями пластинки  $\lambda/4$  и анализатора можно выделить каждую из компонент либо получить их интерференцию. При расчетах параметры  $L$ ,  $\Delta\varepsilon_{dc}$ ,  $\delta n$ ,  $w_0$  и  $\eta$  определялись условиями эксперимента, а параметр  $l$ , характеризующий область снятия экранирования, выбирали равным 100 мкм. Как было показано в [8], это значение позволяло получить хорошее согласие расчетов и эксперимента по генерации оптических катастроф в планарных НЖК при схожих условиях эксперимента. Варьируемым параметром являлось проникающее поле  $\gamma$ . Хорошее соответствие рассчитанных распределений интенсивности с экспериментальными было получено при величине  $\gamma$  на уровне 0.6–0.65. При этом угловые размеры световых пучков, наблюдаемых в эксперименте, согласуются с расчетными распределениями.

Таким образом, использованная теоретическая модель, несмотря на существенные упрощения, дает адекватное описание наблюдаемых экспериментально распределений интенсивности, позволяет оценивать степень снятия экранирования на подложках НЖК, а также коэффициент конверсии света в оптических вихрях.

*Заключение.* Предложена модель, описывающая формирование точечного дефекта при фоторефрактивном эффекте в гомеотропном НЖК. Рассмотрена генерация оптического вихря при прохождении через деформированный НЖК циркулярно поляризованного света. Исследованы случаи положительной и отрицательной низкочастотной диэлектрической анизотропии  $\Delta\varepsilon_{dc}$ . Показано, что при оптимальном подборе параметров для НЖК с  $\Delta\varepsilon_{dc} < 0$  величина конверсии  $\eta$  гауссового пучка в вихревой может достигать значений, близких к 1. Расчет согласуется с полученными ранее экспериментальными данными (величиной конверсии и распределением интенсивности дифракционных картин) и позволяет оценить величину проникающего электрического поля.

Авторы благодарны В. Н. Очкину за полезные обсуждения. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14–12–00784).

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] L. Marrucci, C. Manzo, and D. Paparo, Phys. Rev. Lett. **96**, 163905 (2006).
- [2] C. Loussert, U. Delabre, and E. Brasselet, Phys. Rev. Lett. **111**, 037802 (2013).
- [3] И. А. Будаговский, А. С. Золотко, Д. Л. Коршунов и др., Оптика и спектроскопия **119**, 295 (2015).
- [4] R. Barboza, U. Bortolozzo, G. Assanto, et al., Phys. Rev. Lett. **109**(14), 143901 (2012).

- [5] И. А. Будаговский, А. С. Золотько, М. П. Смаев, С. А. Швецов, Краткие сообщения по физике ФИАН **42**(11), 18 (2015).
- [6] P. Pagliusi and G. Ciprarrone, J. Appl. Phys. **93**, 9116 (2003).
- [7] A. S. Zolot'ko, I. A. Budagovsky, V. F. Kitaeva, et al., Mol. Cryst. Liq. Cryst. **454**, 407 (2006).
- [8] И. А. Будаговский, А. С. Золотько, М. П. Смаев, М. И. Барник, ЖЭТФ **138**, 150 (2010).
- [9] I. A. Budagovsky, A. S. Zolot'ko, and S. A. Shvetsov, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **637**, 47 (2016).

Поступила в редакцию 16 сентября 2016 г.