

ФОКУСИРОВКА ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛИМЕРНЫМИ ПЛЕНКАМИ С НАНОРАЗМЕРНЫМИ КАПЛЯМИ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

В. А. Лойко, А. В. Конколович*

*Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси
220072, Минск, Беларусь*

Поступила в редакцию 11 июля 2006 г.

Проведен анализ поляризационно-независимой электроуправляемой фокусировки излучения полимерными пленками с наноразмерными каплями жидкого кристалла. Рассмотрены плоскопараллельные капсулированные полимером жидкокристаллические пленки с аксиально-симметричным распределением концентрации капель жидкого кристалла и слои с аксиально-симметричным профилем толщины. С использованием приближений параксиальных лучей, Рэлея, Рэлея – Ганса и Фолди – Тверского исследована зависимость фокусного расстояния от геометрических параметров линз, размера и концентрации капель нематического жидкого кристалла, а также величины управляющего поля. Оценены достижимые диапазоны изменения фокусного расстояния для обоих рассмотренных типов линз. Проанализировано влияние характеристик капсулированного полимером жидкокристаллического слоя на величину ослабления прошедшего излучения. Проведено сопоставление полученных результатов с известными литературными данными.

PACS: 42.25.Dd, 42.70.Df, 82.35.Np

1. ВВЕДЕНИЕ

Жидкие кристаллы (ЖК) — особый класс синтезированных органических соединений, которые представляют собой мезофазу между жидкостью и кристаллом и обладают свойствами как жидкостей, так и кристаллов [1, 2]. Механические, тепловые, магнитные или электрические воздействия на ЖК приводят к изменению их оптических свойств, что представляет интерес в разных областях науки и техники [2–7].

Электрооптические эффекты в ЖК, которые связаны с изменением оптических свойств однородных ЖК под действием управляющего электрического поля, исследованы достаточно подробно [3–6]. В результате созданы высококачественные дисплеи на основе однородных ЖК-слоев и другие электроуправляемые ЖК-устройства [8–10].

Композитные жидкокристаллические материалы, например капсулированные полимером жидкокристаллические (КПЖК) пленки, по сравнению с однородными ЖК-слоями обладают гибкостью и не

нуждаются в применении поляроидов [11–19]. Использование КПЖК-пленок увеличит функциональные возможности ЖК-устройств. КПЖК-пленки представляют собой полимерную матрицу с внедренными в нее каплями жидкого кристалла (нематического, смектического, холестерического или их смеси). Вследствие дисперсной структуры в тонких КПЖК-пленках могут наблюдаться электрооптические эффекты, несвойственные однородным жидким кристаллам, например интерференционный эффект гашения когерентного поля [20, 21].

КПЖК-пленки с наноразмерными каплями ЖК обладают слабым светорассеянием и высоким пропусканием [14, 22–24]. Они могут использоваться в телекоммуникационных системах [25] для поляризационно-независимой фазовой модуляции [22, 26] и преобразования состояния поляризации [27] прошедшего излучения.

В данной работе исследуется электроуправляемая фокусировка излучения двумя типами линз на основе нематических КПЖК-пленок. Линза первого типа представляет собой плоскопараллельный КПЖК-слой с аксиально-симметричным распределением концентрации ЖК-капель. Комбинирован-

*E-mail: loiko@dragon.bas-net.by

ная линза второго типа состоит из КПЖК-слоя и стеклянной линзы. Проведен сравнительный анализ электроуправляемого изменения фокусного расстояния рассматриваемых линз с известными аналогами, выполненными на основе однородных ЖК [10, 28–33].

Для определения задержки фазы волны линзами каждого типа использованы приближения Фолди–Тверского [26, 34] и Рэлея [26, 35]. Фокусное расстояние определялось в приближении параксиальных лучей [36]. В приближении Рэлея–Ганса [35] проведен анализ коэффициента пропускания для центрального луча.

**2. ЛИНЗА НА ОСНОВЕ
ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОГО
КПЖК-СЛОЯ С
АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫМ
РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ КОНЦЕНТРАЦИИ
ЖК-КАПЕЛЬ**

Рассмотрим плоскопараллельный КПЖК-слой толщиной l , заключенный между прозрачными электродами и ограничивающими диафрагмами диаметром D . Пусть плоскость xy лабораторной системы координат x, y, z совпадает с передней границей КПЖК-слоя, а ось z — с направлением нормали к слою (рис. 1).

В отсутствие управляющего поля ориентация директоров (оптических осей) ЖК-капель хаотическая. Под действием однородного управляющего поля, приложенного по нормали, директоры капель ориентируются вдоль поля. При таком изменении структуры директоров капель характеристики выходящего из КПЖК-слоя излучения при нормальном освещении не зависят от поляризации. Для определения когерентного (направленного) поля на вы-

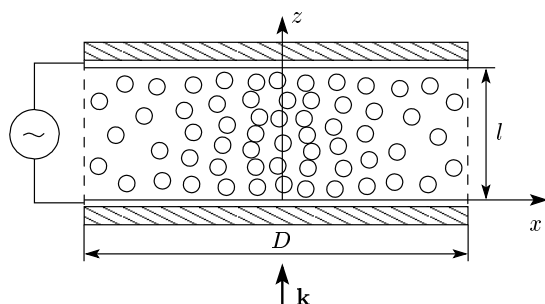


Рис. 1. Схема линзы на основе КПЖК-слоя с радиально-симметричным относительно оси z распределением концентрации ЖК-капель

ходе из слоя мы использовали приближение Фолди–Тверского [27, 34]. Запишем выражение для когерентного поля в плоскости $z = l$:

$$\langle E(x, y, l) \rangle = E_i e^{iKl}, \quad (1)$$

где E_i — амплитуда падающей волны, K — постоянная распространения, характеризующая распространение среднего поля в слое:

$$K = k_p + iq \langle S(0) \rangle. \quad (2)$$

Здесь $k_p = 2\pi/\lambda_p$, λ_p — длина волны падающего излучения в связующем полимере, $q = 2\pi N_v/k_p^2$, N_v — число ЖК-капель в единице объема; $\langle S(0) \rangle$ — амплитуда рассеяния для ЖК-капель при нулевом угле рассеяния, усредненная по размеру капель и ориентации их директоров.

Из соотношений (1), (2) следует, что КПЖК-слой можно представить как однородную плоскопараллельную пластинку с комплексным показателем преломления

$$\tilde{n} = \frac{K}{k} = n_p \left(1 + \frac{2\pi i}{k_p^3} N_v \langle S(0) \rangle \right), \quad (3)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны падающего излучения; n_p — показатель преломления полимера.

Под действием управляющего электрического поля оптические характеристики ЖК-капель и ориентация их директоров изменяются. Следовательно, изменяется усредненная амплитуда рассеяния $\langle S(0) \rangle$. Используя приближение Рэлея, запишем выражение для усредненной амплитуды рассеяния $\langle S(0) \rangle$ на непоглощающих каплях, размеры которых меньше длины волны падающего излучения [26, 27]:

$$\langle S(0) \rangle = -\frac{ik_p^3 \langle v \rangle}{4\pi} \left[\frac{\varepsilon_{do}}{\varepsilon_p} - 1 + \frac{\varepsilon_{de} - \varepsilon_{do}}{3\varepsilon_p} (1 - S_f) \right], \quad (4)$$

где $\langle v \rangle$ — средний объем капли ЖК, ε_p — диэлектрическая проницаемость полимера, S_f — параметр порядка КПЖК-пленки, зависящий от управляющего поля [12], ε_{do} и ε_{de} — эффективные значения диэлектрической проницаемости ЖК-капли для обыкновенной и необыкновенной волн:

$$\varepsilon_{do} = \varepsilon_{iso} - \frac{1}{3} \Delta\varepsilon S S_d, \quad (5)$$

$$\varepsilon_{de} = \varepsilon_{iso} + \frac{2}{3} \Delta\varepsilon S S_d. \quad (6)$$

Здесь $\varepsilon_{iso} = (2\varepsilon_o + \varepsilon_e)/3$, ε_o и ε_e — диэлектрические проницаемости ЖК для обыкновенной и необыкновенной волн, $\Delta\varepsilon = \varepsilon_e - \varepsilon_o$ — диэлектрическая анизотропия ЖК, S_d — параметр порядка ЖК-капли, S — молекулярный параметр порядка ЖК [12].

На основе соотношений (1)–(6) запишем выражения для модуля амплитудного коэффициента пропускания t_a [26, 27] и действительной части комплексного показателя преломления КПЖК-пленки:

$$t_a = e^{-\gamma l/2}, \quad (7)$$

$$\operatorname{Re} \tilde{n} = n_p(1 + C_v A). \quad (8)$$

Здесь

$$A = \frac{1}{2} \left[\frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_p} - 1 + \frac{\Delta\varepsilon}{3\varepsilon_p} (1 - SS_d S_f) \right], \quad (9)$$

γ — коэффициент ослабления, $C_v = N_v \langle v \rangle$ — объемная концентрация капель ЖК в слое.

КПЖК-пленка с радиально-симметричным распределением показателя преломления может служить в качестве линзы. Как следует из выражений (8), (9), чтобы реализовать пространственное изменение действительной части комплексного показателя преломления, нужно организовать радиально-симметричное распределение концентрации ЖК в пленке или (и) приложить к пленке радиально-симметричное управляющее электрическое поле. Второй способ фокусировки излучения с использованием однородных ЖК известен и реализован на практике [28, 29].

Рассмотрим линзу на основе плоскопараллельного КПЖК-слоя, схема которой изображена на рис. 1. Предположим, что концентрация ЖК-капель имеет аксиально-симметричное гауссово распределение, убывающее от центра линзы ($x = 0, y = 0$) к ее периферии:

$$C_v = C_v(r) = C_v^c \exp(-ar^2/R^2), \quad (10)$$

$$\alpha = \ln(C_v^c/C_v^b), \quad (11)$$

где C_v^c — объемная концентрация ЖК-капель в центре линзы, C_v^b — объемная концентрация ЖК-капель на ее краях, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $R = D/2$ — радиус линзы.

Используя приближение параксиальных лучей [36], определим оптическую силу линзы:

$$\frac{1}{f} = -\frac{1}{n} \int_0^l \frac{d^2 \operatorname{Re} \tilde{n}(r)}{dr^2} \Big|_{r=0} dz, \quad (12)$$

где n — показатель преломления окружающей среды, f — фокусное расстояние линзы.

Если концентрация ЖК-капель убывает от центра линзы к ее краям, то вторая производная от $\operatorname{Re} \tilde{n}(r)$ при $r = 0$ будет отрицательной (см. выражение (8)) и фокусное расстояние $f > 0$ (собирающая

линза). Если концентрация ЖК-капель возрастает от центра линзы к периферии, то фокусное расстояние $f < 0$ (рассеивающая линза).

На основе выражений (8), (12) для функции распределения концентрации вида (10) получим

$$f = \frac{R^2}{l} \frac{1}{2\alpha} \frac{n}{C_v^c A}. \quad (13)$$

В общем случае при аксиально-симметричном распределении концентрации ЖК-капель фокусное расстояние определяется формулой

$$f = \frac{R^2}{l} g \frac{n}{n_p C_v^c A}, \quad (14)$$

где g — функция, зависящая от вида распределения концентрации ЖК-капель. Для собирающей линзы $g > 0$, для рассеивающей линзы $g < 0$.

Полученные в приближении Рэлея выражения (13), (14) для фокусного расстояния линзы на основе КПЖК-слоя предполагают цилиндрическую симметрию как формы ЖК-капель (сферы, эллипсоиды вращения, сфероиды), так и ориентаций молекул ЖК внутри капли. Они справедливы также и в приближении Рэлея–Ганса. Это связано с тем, что выражения для фазовой задержки когерентного поля, записанные в приближениях Рэлея и Рэлея–Ганса, одинаковые.

При анализе фокусирующих свойств КПЖК-слоя рассмотрим коэффициент ослабления γ_c осевого пучка линзы. Для ЖК-капель сферической формы и гамма-распределения по диаметру d в приближении Рэлея–Ганса запишем

$$\gamma_c = \frac{1}{3} \langle x \rangle^4 C_v^c C \langle d \rangle^{-1} I(2A)^2. \quad (15)$$

Здесь

$$I = \int_0^\pi f^2(\langle x \rangle, \mu, \delta) (1 + \cos^2 \delta) \sin \delta d\delta, \quad (16)$$

$$f(\langle x \rangle, \mu, \delta) = \frac{3(\cos \arctg t')^\mu}{t'^3 \mu(\mu+1)(\mu+2)} \{ \sin(\mu \arctg t') - (\mu \sin \arctg t') \cos((\mu+1) \arctg t') \}, \quad (17)$$

$$t' = \frac{2\langle x \rangle}{\mu} \sin \frac{\delta}{2}, \quad (18)$$

$\langle x \rangle = \pi \langle d \rangle / \lambda_p$, $\langle d \rangle$ — средний диаметр капель; μ — параметр гамма-распределения, δ — азимутальный угол рассеяния, $C = \langle d^3 \rangle / \langle d \rangle^3$ — отношение третьего

момента распределения капель по диаметру к кубу среднего значения диаметра.

Для гамма-распределения капель ЖК по размеру имеем

$$C = \left(1 + \frac{1}{\mu}\right) \left(1 + \frac{2}{\mu}\right), \quad (19)$$

$$\mu = \frac{1}{(D_d/\langle d \rangle)^2}, \quad (20)$$

где $D_d/\langle d \rangle$ — коэффициент вариации распределения капель по размеру (отношение среднеквадратического отклонения распределения D_d к среднему диаметру капель $\langle d \rangle$).

Отметим, что выражение (15) для коэффициента ослабления при малых значениях среднего параметра дифракции $\langle x \rangle$ ($\langle x \rangle < 1$) совпадает с полученным ранее [26] в приближении Рэлея.

3. КОМБИНИРОВАННАЯ ЛИНЗА НА ОСНОВЕ КПЖК И СТЕКЛЯННОЙ ЛИНЗЫ

Комбинированные линзы с электроуправляемым изменением фокусного расстояния на основе однородных жидкокристаллических слоев известны [10, 30, 31]. Схема комбинированной линзы, состоящей из стеклянной линзы, подложки, прозрачных электродов и КПЖК-пленки, представлена на рис. 2.

Для нахождения фокусного расстояния комбинированной линзы в рамках приближения Фолди–Тверского запишем выражение для когерентного поля на выходе из линзы в плоскости $z = l$ (l — толщина стеклянной линзы и КПЖК-пленки):

$$\langle E \rangle = E_i t_a e^{i\Phi(r)}, \quad (21)$$

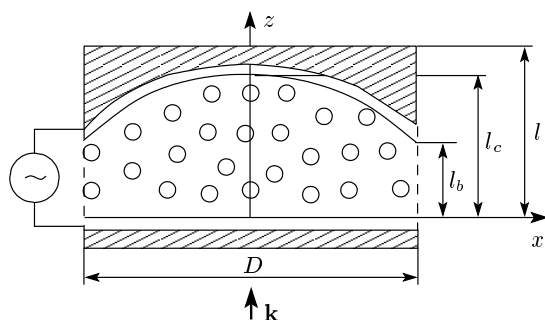


Рис. 2. Схема комбинированной линзы на основе КПЖК-слоя с однородным распределением концентрации ЖК-капель и стеклянной линзы

где $\Phi(r)$ — аксиально-симметричное распределение фазы падающей волны в КПЖК-пленке и стеклянной линзе, E_i — амплитуда падающей волны, t_a — модуль амплитудного коэффициента пропускания. Выражение (21) представляет обобщенное решение скалярного уравнения Фолди–Тверского для аксиально-симметричной оптической системы. Оно получено с учетом осевой симметрии изменения структуры директоров ЖК-капель под действием управляющего поля.

Для аксиально-симметричной комбинированной линзы фаза волны в плоскости $z = l$ определяется соотношением

$$\Phi(r) = k' z(r) + k_g [l - z(r)]. \quad (22)$$

Здесь k' — модуль волнового вектора в КПЖК-пленке, k_g — модуль волнового вектора в стекле, $z(r)$ — аксиально-симметричная функция, описывающая поверхность раздела между КПЖК-пленкой и стеклянной линзой.

Выражение (21) может быть записано в виде

$$\langle E \rangle = E_i t_a e^{ikl \operatorname{Re} \tilde{n}(r)}, \quad (23)$$

где k — волновой вектор падающей волны.

Выражение для действительной части показателя преломления комбинированной линзы имеет вид

$$\operatorname{Re} \tilde{n}(r) = n_g + (n' - n_g) \frac{z(r)}{l}, \quad (24)$$

$$n' = n_p (1 + C_v A), \quad (25)$$

где n_g — показатель преломления стекла, n' — эффективный показатель преломления КПЖК-пленки. Объемная концентрация C_v ЖК-капель постоянна. Значение параметра A определяется по формуле (9).

Следует отметить, что для системы, представленной на рис. 2, когда один из электродов не является плоским, имеет место незначительная неоднородность управляющего электрического поля, которую мы не учитываем.

Пусть поверхность раздела между КПЖК-пленкой и стеклянной линзой (см. рис. 2) представляет собой выпуклый сегмент сферы радиусом R_0 . Тогда выражение для функции $z(r)$ имеет вид

$$z(r) = h \left[1 + C_1 \left(\sqrt{1 - C_2 \frac{r^2}{R^2}} - 1 \right) \right], \quad (26)$$

где $h = l_c - l_b$, l_c и l_b — толщины КПЖК-пленки соответственно в центре и на краю линзы,

$$C_1 = \frac{R_0}{h} = \frac{1}{2} \left(\frac{R^2}{h^2} + 1 \right), \quad (27)$$

$$C_2 = \frac{R^2}{R_0^2} = \frac{4(R/h)^2}{[(R/h)^2 + 1]^2}, \quad (28)$$

$D = 2R$ — диаметр линзы. Для функции $z(r)$ (выражение (26)) имеют место соотношения

$$z(r) = \begin{cases} h, & r = 0, \\ 0, & r = R, \end{cases}$$

$$\left. \frac{d^2 z(r)}{dr^2} \right|_{r=0} = -\frac{h}{R^2} C_1 C_2 = -\frac{1}{R_0}. \quad (30)$$

Для выпуклой поверхности раздела между КПЖК-пленкой и стеклянной линзой фокусное расстояние f определяется по формуле

$$f = \frac{R_0 n}{n' - n_g} = \frac{DBn}{n_p(1 + C_v A) - n_g}, \quad (31)$$

где

$$B = \frac{1}{4} \left(\frac{D}{2l_c \alpha} + \frac{2l_c \alpha}{D} \right), \quad (32)$$

$$\alpha = 1 - \frac{l_b}{l_c}. \quad (33)$$

Из выражений (31)–(33) видно, что фокусное расстояние комбинированной линзы определяется толщиной КПЖК-пленки в центре и на краях линзы и не зависит от толщины стеклянной линзы. Если эффективный показатель преломления n' КПЖК-пленки больше показателя преломления n_g стекла, то фокусное расстояние $f > 0$ (собирающая комбинированная линза). Если $n' < n_g$, то фокусное расстояние $f < 0$ (рассеивающая комбинированная линза). Это означает, что показатель преломления стекла и жидкого кристалла могут быть выбраны так, что при изменении управляющего напряжения линза может быть собирающей или рассеивающей (см. разд. 4).

На основе результатов разд. 2 запишем формулу для модуля амплитудного коэффициента пропускания линзы, представленной на рис. 2:

$$t_a = \exp \left\{ -\frac{1}{2} \gamma [l_b + z(r)] \right\}, \quad (34)$$

где показатель ослабления γ определяется по формуле (15), в которой вместо C_v^c следует записать C_v .

В заключение отметим, что для поверхности раздела между КПЖК-пленкой и стеклянной линзой, отличной от сегмента сферы, фокусное расстояние будет определяться выражением

$$f = \pm \frac{R_c n}{n' - n_g}. \quad (35)$$

Здесь R_c — радиус кривизны поверхности раздела в центре линзы. Знак «+» соответствует выпуклой поверхности раздела, знак «−» — вогнутой.

4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Зависимости отношения фокусного расстояния к диаметру, f/D , от концентрации ЖК-капель в центре линзы, C_v^c (для линзы первого типа), и от концентрации C_v (для линзы второго типа) представлены на рис. 3. Расчеты выполнены для показателя преломления ЖК $n_o = 1.511$, $n_e = 1.74$, полимера $n_p = 1.524$, стекла $n_g = 1.457$, окружающей среды $n = 1$, длины волны падающего излучения $\lambda = 0.6328$ мкм, параметров порядка $S = 0.94$ и $S_d = 0.82$. Значения параметров порядка характерны для биполярных капель нематических ЖК при комнатной температуре [37, 38].

Рисунок 3 показывает, что с ростом концентраций C_v^c и C_v при постоянном диаметре D линзы фокусное расстояние уменьшается. При этом для линз первого типа (рис. 3а) уменьшение выражено сильнее. Линзы первого типа обладают большим диапазоном изменения фокусного расстояния при изменении значения параметра порядка S_f пленки от нуля (хаотичная ориентация директоров капель) до единицы (гомеотропная ориентация директоров капель). Это связано с тем, что для таких линз показатель преломления характеризуется показателем преломления окружающей среды (в данном случае $n = 1$), а для линз второго типа — показателем преломления стекла, $n_g > n$.

При анализе фокусирующих свойств важными характеристиками являются отношение C_v^b/C_v^c концентрации ЖК-капель на краях линзы к концентрации в центре (для линз первого типа) и отношение l_b/l_c толщины КПЖК-пленки на краях линзы к толщине в центре (для линз второго типа). Зависимости f/D от этих отношений при $C_v^c = C_v = 0.8$ представлены на рис. 4. Видно, что с ростом отношений C_v^b/C_v^c и l_b/l_c фокусное расстояние увеличивается. При $C_v^b/C_v^c \rightarrow 1$ и $l_b/l_c \rightarrow 1$ отношение $f/D \rightarrow \infty$ и фокусировка невозможна. Для линз первого типа (рис. 4а) с увеличением C_v^b/C_v^c отношение f/D изменяется более плавно. Для линз второго типа (рис. 4б) с ростом l_b/l_c отношение f/D имеет небольшой минимум, поскольку фокусное расстояние в данном случае определяется не только отношением l_b/l_c , но и обратным ему.

Как следует из анализа рис. 3, 4, для улучшения фокусировки линз обоих типов необходимо увеличение концентрации C_v^c ЖК-капель (или C_v) и уменьшение отношения C_v^b/C_v^c (или l_b/l_c).

Рассмотрим предельные значения фокусного расстояния, при которых возможна удовлетворительная фокусировка. Очевидно, чтобы линза облада-

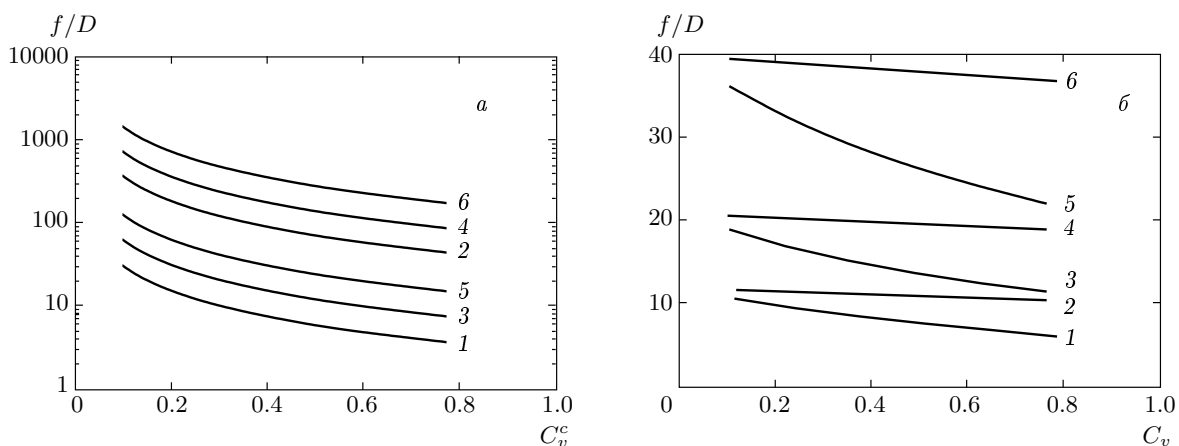


Рис. 3. Зависимости отношения фокусного расстояния к диаметру от а) концентрации C_v^c ЖК-капель в центре линзы для линзы первого типа: $C_v^b/C_v^c = 0.05$, $S_f = 0$ (кривые 1, 3, 5), $S_f = 1$ (кривые 2, 4, 6); $D/l = 5$ (1, 2), 10 (3, 4), 20 (5, 6) и б) концентрации C_v ЖК-капель для линзы второго типа: $l_b/l_c = 0.05$, $S_f = 0$ (кривые 1, 3, 5), $S_f = 1$ (кривые 2, 4, 6); $D/l_c = 5$ (1, 2), 10 (3, 4), 20 (5, 6)

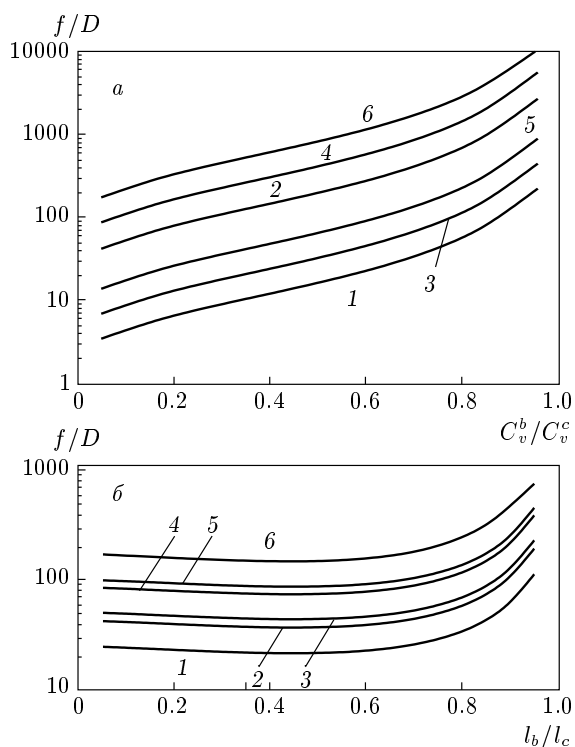


Рис. 4. Зависимости f/D от а) C_v^b/C_v^c для линзы первого типа: $C_v^c = 0.8$, $S_f = 0$ (кривые 1, 3, 5), $S_f = 1$ (кривые 2, 4, 6); $D/l = 5$ (1, 2), 10 (3, 4), 20 (5, 6) и б) l_b/l_c для комбинированной линзы: $C_v = 0.8$, $S_f = 0$ (кривые 1, 3, 5), $S_f = 1$ (кривые 2, 4, 6); $D/l_c = 5$ (1, 2), 10 (3, 4), 20 (5, 6)

ла фокусирующими свойствами, необходимо, чтобы $f/D \ll D/\lambda$. На рис. 5 представлены зависимости f/D от D при разных значениях толщины КПЖК-пленки, которые иллюстрируют возможность фокусировки линз первого (рис. 5а) и второго (рис. 5б) типов. Кривые 4 соответствуют отношению D/λ , определяющему дифракционную расходимость пучка. Исходя из характерных размеров линз на основе однородных ЖК с радиально-симметричным распределением управляющего поля, диапазон изменения диаметра линзы первого типа выбран в пределах от 100 мкм до 1 мм. Для линз второго типа диапазон изменения диаметра от 1 мм до 5 мм характерен для комбинированных линз с использованием однородных ЖК. Для линз второго типа верхний предел может быть больше 5 мм. Нижний предел ограничен возможностями изготовления стеклянных линз малых размеров с гладкой фокусирующей поверхностью определенной формы.

Как видно из рис. 5, при выбранных геометрических параметрах линз, концентрациях ЖК-капель и отношениях C_v^b/C_v^c возможна удовлетворительная фокусировка излучения линзами первого и второго типов, поскольку отношение f/D составляет десятые доли предельного значения, оцениваемого отношением D/λ .

Следует отметить, что при определенных значениях C_v^c , C_v , D , C_v^b/C_v^c , l_b/l_c , D/l и D/l_c фокусное расстояние f рассматриваемых типов линз может быть сопоставимо с длиной дифракционной расходимости, определяемой параметром D^2/λ . Чис-

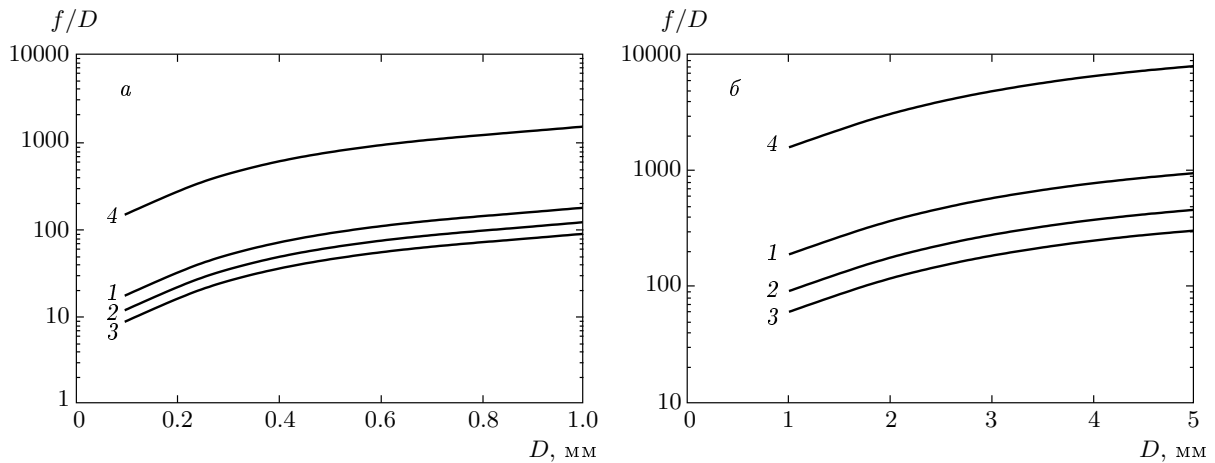


Рис. 5. Зависимости f/D от D при разных значениях толщины КПЖК-пленки для а) линзы первого типа: $S_f = 1$, $C_v^c = 0.8$, $C_v^b/C_v^c = 0.05$, $l = 10$ мкм (1), 20 мкм (2), 30 мкм (3) и б) комбинированной линзы: $S_f = 1$, $C_v = 0.8$, $l_b/l_c = 0.05$, $l_c = 50$ мкм (1), 75 мкм (2), 100 мкм (3). Кривые 4 определяют значение f/D , соответствующее дифракционной расходимости

ленный анализ показывает, что для линз первого типа с параметрами $D = 7$ мм, $l = 130$ мкм, $C_v^c = 0.8$, $C_v^b/C_v^c > 0.35$ значение f сопоставимо с $D^2/\lambda \approx 77.4$ м для длины волны $\lambda = 0.6328$ мкм. Для линз второго типа с параметрами $D = 20$ мм, $l_c = 500$ мкм, $C_v = 0.8$, $l_b/l_c > 0.95$ значение $f \approx D^2/\lambda = 632$ м.

Особенностью линз первого типа является то, что они могут иметь малые поперечные и продольные размеры. Это дает возможность создания микролинз на основе КПЖК-ячеек с радиально-симметричным распределением концентрации ЖК-капель.

Характерная зависимость фокусного расстояния f от нормированного на пороговое значение управляющего поля E_n для линзы первого типа представлена на рис. 6а. При расчетах использовано выражение для S_f как функции нормированного управляющего поля E_n , описывающее переход хаотичной структуры директоров капель в гомеотропную [12]:

$$S_f = \frac{1}{4} + \frac{3(E_n^2 + 1)}{16E_n^2} + \frac{3(3E_n^2 + 1)(E_n^2 - 1)}{32E_n^3} \ln \left| \frac{E_n + 1}{E_n - 1} \right|. \quad (36)$$

Зависимость фокусного расстояния f от нормированного управляющего поля E_n для линзы второго типа представлена на рис. 6б.

Сопоставление результатов, представленных на рис. 6а и 6б, с известными теоретическими и экспе-

риментальными данными для линз обоих типов, созданных на основе однородных ЖК, показало, что имеет место соответствие зависимостей изменения фокусного расстояния от управляющего поля по порядку величины и диапазону изменения фокусного расстояния.

Как отмечалось в предыдущем разделе, при определенном значении показателя преломления стекла комбинированная линза может быть собирающей ($f > 0$) или рассеивающей ($f < 0$). Зависимость фокусного расстояния f от нормированного управляющего поля E_n для линзы второго типа, которая может быть как собирающей, так и рассеивающей при изменении управляющего поля, представлена на рис. 6в.

Для оценки рассеяния обоих типов рассмотрим пропускание линз для центрального луча. Для коэффициента когерентного пропускания имеем

$$T_c = t_a^2, \quad (37)$$

где t_a — модуль амплитудного коэффициента пропускания. Для линз первого типа он рассчитывался на основе выражений (7) и (15), а для линз второго типа — на основе выражений (15) и (34) при $\mu = 64$. Расчеты выполнены при условии $l = l_c$ для разных значений среднего диаметра ЖК-капель $\langle d \rangle$. Из рис. 7 видно, что для уменьшения рассеяния в КПЖК-слое и улучшения фокусировки излучения необходимо уменьшение значений l , l_c и $\langle d \rangle$.

Отметим, что использование КПЖК-слоев с ра-

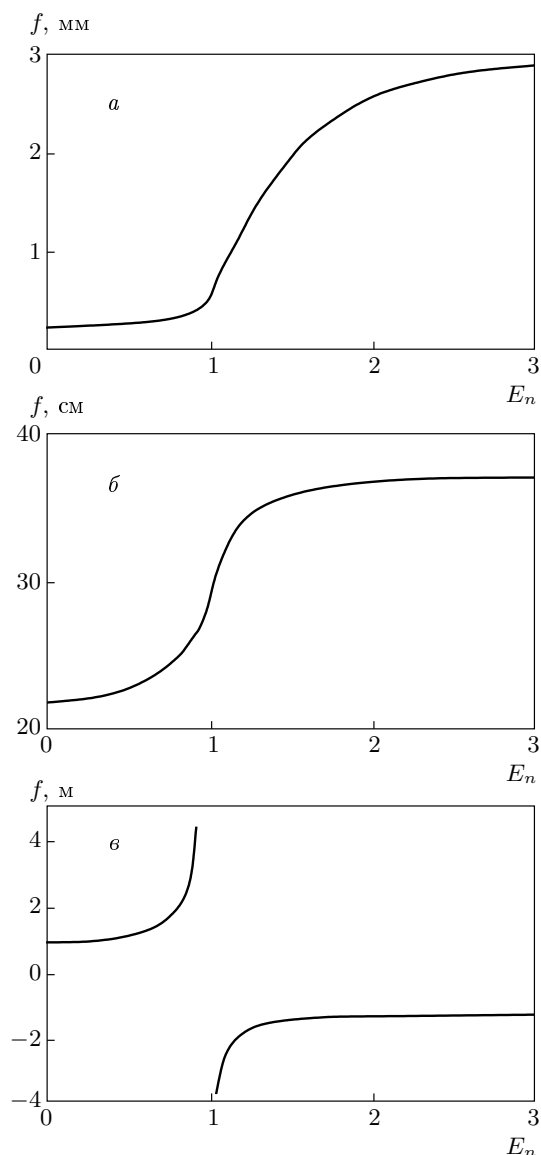


Рис. 6. Зависимости фокусного расстояния f от нормированного управляющего поля E_n для а) линзы первого типа, $D = 108$ мкм, $l = 36$ мкм, $C_v^c = 0.8$, $C_v^b/C_v^c = 0.05$; б) комбинированной линзы, $D = 10$ мкм, $l_c = 500$ мкм, $l_b/l_c = 0.05$; в) собирающе-рассеивающей комбинированной линзы, $D = 10$ мкм, $l_c = 500$ мкм, $l_b/l_c = 0.05$, $n_g = 1.55$

диально-симметричным распределением концентрации ЖК-капель или в сочетании со стеклянной линзой обеспечивает поляризационно-независимую фокусировку излучения с электроуправляемым изменением фокусного расстояния. Фокусное расстояние может изменяться в широком диапазоне (от нескольких миллиметров до метров).

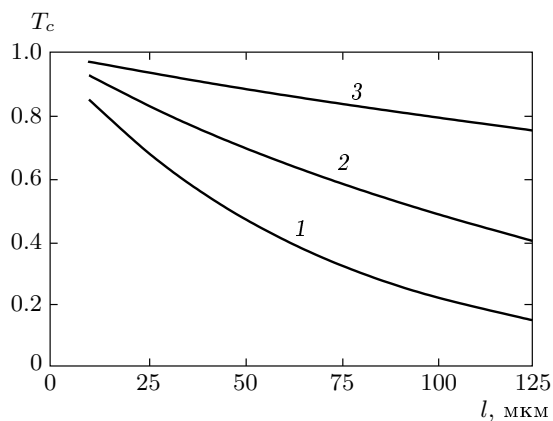


Рис. 7. Зависимости коэффициента когерентного пропускания T_c от толщины КПЖК: $S_f = 0$, $C_v^c = C_v = 0.8$, $\langle d \rangle = 50$ нм (1), 75 нм (2), 100 нм (3)

Асимптотический переход к линзам на основе ориентированных однородных ЖК. Сравнение с экспериментом. Для пленок с ориентированными ЖК-каплями, структура директоров которых под действием управляющего поля изменяется преимущественно в плоскости zx , для x -компоненты (необыкновенной) когерентного поля $\langle E_x \rangle$ запишем [27]:

$$\langle E_x \rangle = E_i^x t_e \exp(ik_e l), \tag{38}$$

где E_i^x — x -компонента падающей волны, t_e — модуль амплитудного коэффициента когерентного пропускания для необыкновенной волны, k_e — постоянная распространения для необыкновенной волны,

$$k_e = k_p + iq \langle S_e(0) \rangle. \tag{39}$$

Здесь $\langle S_e(0) \rangle$ — усредненная по ориентации директоров капель амплитудная функция рассеяния для необыкновенной волны при нулевом угле рассеяния. В выражении (38) значение l соответствует толщине КПЖК-пленки для линзы первого типа и толщине КПЖК-пленки в центре линзы второго типа. Аналогичным образом можно записать выражение для y -компоненты (обыкновенной) когерентного поля на выходе линзы [27].

Для действительной части эффективного показателя преломления имеем

$$n'_e = n_p(1 + C_v A_e), \tag{40}$$

где

$$A_e = a_e^{lc} + b_e^{lc}(1 + 2S_x),$$

$$a_e^{lc} = \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_{do}}{\varepsilon_p} - 1 \right),$$

$$b_e^{lc} = \frac{\varepsilon_{de} - \varepsilon_{do}}{6\varepsilon_p},$$

$$S_x = \frac{1}{2} [(1 - S_z)\text{sinc}(2\varphi_m) - S_z].$$

Здесь S_x и S_z — x - и z -компоненты тензора параметров порядка КПЖК-пленки [5, 27]; φ_m — максимальный угол отклонения проекций директоров капель на плоскость xy относительно оси x .

Для сравнения полученных результатов с данными эксперимента сделаем асимптотический переход к линзам на основе однородных ЖК. Для этого предположим, что объемная концентрация ЖК $C_v = 1$ и показатель преломления полимера равен показателю преломления ЖК для обыкновенной волны, $n_p = n_o$. Тогда выражение для показателя преломления ЖК для необыкновенной волны имеет вид

$$n_e^{lc} = n_o [1 + a_e^{lc} + b_e^{lc}(1 + 2S_x)]. \quad (41)$$

Значения величин a_e^{lc} и b_e^{lc} найдем из условия

$$n_e^{lc} = \begin{cases} n_e, & S_x = 1, \\ n_o, & S_x = -1/2, \end{cases} \quad (42)$$

где n_e и n_o — показатели преломления ЖК для необыкновенной и обыкновенной волн. При $S_x = 1$ длинные оси молекул ЖК ориентированы вдоль оси x , при $S_x = -1/2$ — вдоль оси z . Из выражений (41) и (42) следует

$$a_e^{lc} = 0, \quad b_e^{lc} = \Delta n / 3n_o,$$

где $\Delta n = n_e - n_o$ — оптическая анизотропия ЖК. Таким образом,

$$n_e^{lc} = n_o + \frac{\Delta n}{3}(1 + 2S_x). \quad (43)$$

Фокусное расстояние плоско-выпуклой ЖК-ячейки для необыкновенной волны определяется по формуле

$$f_e = \frac{R_0}{n_e^{lc} - 1}. \quad (44)$$

Теоретическая и экспериментальная зависимости фокусного расстояния f_e от среднеквадратического значения управляющего напряжения U_{rms} представлены на рис. 8. Мы использовали экспериментальные данные авторов работы [33]: показатели преломления ЖК $n_o = 1.545$ и $n_e = 1.755$, радиус кривизны линзы $R_0 = 121$ мм. Теоретические результаты хорошо согласуются с данными эксперимента.

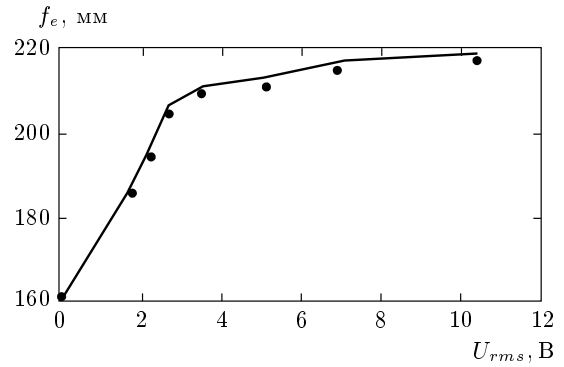


Рис. 8. Зависимости фокусного расстояния f_e от среднеквадратического значения управляющего напряжения U_{rms} . Кривая — теоретические данные, точки — эксперимент [33]

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный метод позволяет рассчитывать фокусное расстояние линз на основе КПЖК с учетом их геометрических параметров, морфологии КПЖК и управляющего поля. Полученные результаты указывают на возможность электроуправляемой поляризационно-независимой фокусировки излучения. Показана возможность создания линз в широком диапазоне изменения размеров (в том числе микролинз) с высоким светопропусканием на основе плоскопараллельных КПЖК-слоев с наноразмерными каплями ЖК. Исследованы зависимости фокусного расстояния линз такого типа от геометрических параметров, концентрации и параметров порядка ЖК-капель. Найденны условия, при которых комбинированная линза под действием управляющего поля может быть как собирающей, так и рассеивающей.

Результаты могут быть использованы при разработке оптоволоконных переключателей, коллимировании лазерного излучения, преобразовании волнового фронта, в очковой и фотографической оптике.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Жаркова, А. С. Сонин, *Жидкокристаллические композиты*, Наука, Москва (1994).
2. P. J. Collings and M. Hird, *Introduction to Liquid Crystal Chemistry and Physics*, Taylor&Francis, Books Ltd., London (1997).
3. P. G. de Gennes, *The Physics of Liquid Crystals*, Oxford Univ. Press, London (1983).

4. I.-C. Khoo and S.-T. Wu, *Optics and Nonlinear Optics of Liquid Crystals*, World Scientific, Singapore (1993).
5. Л. М. Блинов, *Электро- и магнитооптика жидких кристаллов*, Наука, Москва (1978).
6. L. M. Blinov and V. G. Chigrinov, *Electrooptic Effects in Liquid Crystal Materials*, Springer, New York (1996).
7. *Liquid Crystals in Complex Geometries*, ed. by G. P. Crawford and S. Zumer, Taylor & Francis, Books Ltd., London (1996).
8. V. G. Chigrinov, *Liquid Crystal Devices: Physics and Application*, Artech House, Boston-London (1999).
9. *Display Systems*, ed. by L. W. MacDonald and A. C. Lowe, John Wiley & Sons, New York (1997).
10. S. Sato, *Opt. Rev.* **6**, 471 (1999).
11. P. S. Drzaic, *Liquid Crystal Dispersions*, World Sci., New York (1995).
12. F. Simoni, *Nonlinear Optical Properties of Liquid Crystals and Polymer Dispersed Liquid Crystals*, World Sci., Singapore (1997).
13. V. Ya. Zyryanov, E. P. Pozhidaev, S. L. Smorgon et al., *Liq. Cryst.* **28**, 433 (2001).
14. T. L. Bunning, L. V. Natarajan, V. P. Tondiglia et al., *Polymer* **37**, 3147 (1996).
15. L. Lucchetti and F. Simoni, *J. Appl. Phys.* **88**, 3934 (2000).
16. K. Amudson, A. van Blaaderen, and P. Wiltzius, *Phys. Rev. E* **55**, 1646 (1997).
17. K. Takizawa, T. Fujii, H. Kikuchi et al., *Appl. Opt.* **38**, 5646 (1999).
18. V. P. Tondiglia, L. V. Natarajan, R. L. Sutherland et al., *Opt. Lett.* **20**, 1325 (1995).
19. V. Vorflusev and S. Kumar, *Science* **283**, 1903 (1999).
20. V. A. Loiko and A. V. Konkolovich, *J. Phys. D* **33**, 2201 (2000).
21. А. В. Конколович, В. В. Пресняков, В. Я. Зырянов и др., *Письма в ЖЭТФ* **71**, 710 (2000).
22. L. Lucchetta, R. Karopirani, A. Mann, and F. Simoni, *J. Appl. Phys.* **91**, 6060 (2002).
23. Matsumoto, K. Hirabayashi, S. Sakata et al., *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 442 (1999).
24. S. Matsumoto, Y. Sugiyama, S. Sakata et al., *Liq. Cryst.* **27**, 649 (2000).
25. W. A. Crossland, T. D. Wilkinson, I. G. Manolis et al., *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **375**, 1 (2002).
26. В. А. Лойко, А. В. Конколович, *ЖЭТФ* **123**, 552 (2003).
27. В. А. Лойко, А. В. Конколович, *ЖЭТФ* **126**, 385 (2004).
28. Mao Ye and S. Sato, *Jpn. J. Appl. Phys.* **41**, L571 (2002).
29. Mao Ye and S. Sato, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **413**, 417 (2004).
30. Bin Wang, Mao Ye, and S. Sato, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **413**, 423 (2004).
31. A. F. Naumov, M. Yu. Loktev, I. R. Guralnik, and G. V. Vdovin, *Opt. Lett.* **23**, 992 (1998).
32. L. G. Commander, S. E. Day, and D. R. Selviah, *Opt. Comm.* **177**, 157 (2000).
33. S. Sato, *Jpn. J. Appl. Phys.* **18**, 1679 (1979).
34. А. Исимару, *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах*, т. 2, Мир, Москва (1994).
35. Д. Борен, К. Хафмен, *Поглощение и рассеяния света мелкими частицами*, Мир, Москва (1986).
36. М. Борн, Е. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1973).
37. L. Vicary, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **320**, 379 (1998).
38. V. Yu. Reshetnyak, T. J. Sluckin, and S. J. Cox, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30**, 3253 (1997).