_____ ФИЗИЧЕСКАЯ __ ОПТИКА __

УДК 535.32

ГЕНЕРАЦИЯ ВИНТОВОЙ ДИСЛОКАЦИИ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В ПОГЛОЩАЮЩЕМ НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

© 2015 г. И. А. Будаговский*, А. С. Золотько*, Д. Л. Коршунов*,**, М. П. Смаев*, С. А. Швецов*,**, М. И. Барник***

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия **Московский физико-технический институт, 141700 Московская обл., Долгопрудный, Россия ***Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, 119333 Москва, Россия E-mail: smayev@lebedev.ru Поступила в редакцию 12.03.2015 г.

Установлено, что после прохождения через слой гомеотропно-ориентированного нематического жидкого кристалла, содержащего поглощающую добавку, световой пучок приобретает компоненту с винтовой дислокацией волнового фронта (оптический вихрь). Формирование вихря происходит вследствие нагрева жидкого кристалла и перехода в изотропную фазу внутри облучаемой области, в результате чего на границах образующегося изотропного канала и нематического жидкого кристалла создается аксиально-симметричное распределение поля директора.

DOI: 10.7868/S0030403415080048

ВВЕДЕНИЕ

Световые пучки, имеющие винтовую дислокацию волнового фронта [1, 2] — так называемые оптические вихри (OB), привлекают в последние годы значительный интерес [3, 4]. Спиральность фазы приводит к сингулярности на оси пучка интенсивность в центральной области равна нулю, ее поперечное распределение имеет форму кольца с минимумом в центре. Привлекательность OB связана, в частности, с многочисленными возможными приложениями, например в качестве оптического пинцета [5–7], для схем оптической передачи и обработки массивов данных [8–10], для визуализации астрономических объектов [11, 12] и т.д.

Существуют различные способы создания оптических вихрей, основанные на использовании спиральных фазовых пластинок и аксиконов [4, 13, 14], динамических голограмм [6, 15], цилиндрических линз [16], при распространении сфокусированного пучка вдоль оптической оси кристалла [17-19]. Известны также подходы к получению ОВ при прохождении света через ячейки с нематическим жидким кристаллом (НЖК) [20-27]. НЖК являются сильно анизотропной средой, причем их оптическими свойствами можно легко управлять внешними полями, температурой, изменением граничных условий и т.д. Основная идея в использовании НЖК для генерации ОВ заключается в создании дефекта ориентации поля директора (единичного вектора, определяемого направлением преимущественной ориентации

молекул жидкого кристалла и совпадающего с направлением оптической оси) [20, 21]. Возникающее распределение директора будет зависеть от азимутального угла, и эта зависимость будет определяться топологическим зарядом q дефекта. При пропускании циркулярно-поляризованного пучка через слой с таким дефектом будет формироваться ОВ, заряд которого равен m = 2q. Отметим, что в этом случае ОВ представляет собой циркулярно-поляризованный пучок, причем направление вращения вектора светового поля противоположно направлению вращения вектора поля падающего (опорного) пучка.

Помимо топологического заряда важной характеристикой *q*-пластинок [20] является разность фаз δ между обыкновенной и необыкновенной волнами на толщине образца. Полная перекачка исходного опорного пучка в вихревой происходит при $\delta = \pi$, что делает данную методику сильно зависимой от длины волны падающего пучка. Возможность управления двулучепреломлением НЖК путем термического воздействия [22] или приложением внешнего электрического поля [23–25] позволяет преодолеть это затруднение.

Получать аксиально-симметричный дефект ориентации поля директора в НЖК можно механически при натирании (создании радиальносимметричных граничных условий) ориентирующих подложек [20–23], путем фотоориентации специально нанесенного полимера [23, 24]. Возможно использование естественных дефектов ориентации, присутствующих в неориентирован-



Рис. 1. Схема экспериментальной установки. ДРФ – двойной ромб Френеля, РФ1 и РФ2 – ромбы Френеля, НЖК – ячейка с нематическим жидким кристаллом, А – анализатор, Э – экран. Стрелками отмечено направление поляризации излучения; значения угла поворота линейной поляризации указаны относительно горизонтали. Сплошные стрелки соответствуют компонентам опорного пучка; штриховые стрелки соответствуют компонентам оптического вихря. Стрелки перед экраном показывают направление поляризации анализатора, необходимое для визуализации соответствующей компоненты пучка.

ном слое НЖК (т.е. на дефектах шлирен-текстуры) [25]. В качестве жидкокристаллического объекта, приводящего к формированию ОВ при прохождении через него циркулярно-поляризованного света, может также использоваться капля нематика в воде, имеющая радиально-симметричное распределение поля директора [26].

В [27] предлагается способ получения оптического вихря в гомеотропно-ориентированной ячейке НЖК (низкочастотная анизотропия $\Delta \varepsilon < 0$) без предварительно приготовленного дефекта, но находящейся под воздействием допорогового электрического поля. На одну из подложек ячейки наносился слой фотопроводника, при облучении которого генерировались заряды и происходило усиление низкочастотного поля внутри освещаемой области. Это приводило к локальному превышению порога и аксиально-симметричной переориентации директора, в результате чего создавался необходимый для формирования OB дефект.

В перечисленных выше работах для получения OB требуется пространственное согласование пучка с дефектом или фазовым объектом, либо использование сильно сходящегося пучка или внешних полей.

В настоящей работе предложена методика получения оптического вихря в циркулярно-поляризованном пучке, проходящем легированный красителем НЖК, не содержащий заранее приготовленный дефект и в отсутствие полей. Формирование аксиально-симметричного поля директора происходит в результате локального фазового перехода НЖК – изотропная жидкость вследствие нагрева.

ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Использовалась матрица ЖКМ-1277 (НИО-ПИК, Россия), имеющая нематическую фазу в температурном диапазоне от -20° C до $+60^{\circ}$ C. Показатели преломления необыкновенной и обыкновенной волн равны 1.71 и 1.52 ($\lambda = 589$ нм). НЖК легировали красителем метиловый красный (МК):



Жидкокристаллическая смесь заливалась в плоскопараллельную ячейку, состоящую из двух стеклянных подложек, расстояние между которыми составляло 100 мкм. Концентрация добавки составляла 0.3% по весу, максимум поглощения смеси соответствует $\lambda = 510$ нм. Коэффициент поглощения для обыкновенной волны при $\lambda = 532$ нм равен $\alpha_o = 160$ см⁻¹. Гомеотропная ориентация НЖК (директор **n** ортогонален подложкам) создавалась с помощью ориентирующего слоя стеарилхлорида хрома, нанесенного методом центрифугирования и прошедшего термическую обработку.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Использовалось линейно поляризованное излучение твердотельного лазера GL-V6 (LASOS Lasertechnik, $\lambda = 532$ нм). Излучение проходило через систему поляризационных элементов (двойной ромб Френеля (ДРФ) и ромб Френеля (РФ1)) и фокусировалось с помощью линзы $(f = 6 \text{ см}, \text{ размер перетяжки пучка в фокусе } w_0 \approx$ ≈ 30 мкм) на ячейку с НЖК. В зависимости от поворота ДРФ относительно оси пучка мы формировали необходимую поляризацию (линейную либо циркулярную). Исследования проводились при нормальном падении света на НЖК: волновой вектор был параллелен невозмущенному директору \mathbf{n}_0 . После ячейки с НЖК пучок направлялся на второй ромб Френеля, переводивший циркулярную поляризацию обратно в линейную, и пленочный поляризатор. Противоположность направлений циркулярной поляризации в опорном и вихревом пучках позволяет визуализировать каждую из этих компонент по отдельности,



Рис. 2. Поперечное распределение интенсивности светового пучка, прошедшего ЖКМ-1277 + 0.3% МК, при увеличении световой мощности P = 0.2 (a), 2 (б), 5 (в), 8 (г), 14 (д), и 17 мВт (е). Фотографии а–в соответствуют росту тепловой нелинейности и увеличению размера аберрационной картины (формированию нелинейной линзы). Фотографии д–е соответствуют превращению нелинейной линзы в изотропный канал и соответственно уменьшению расходимости пучка.



Рис. 3. Схема формирования изотропного канала в НЖК внутри освещаемой области (а). Отрезки указывают направление директора (оптической оси). Профиль показателя преломления (б): *n*₀ – показатель преломления обыкновенной волны, *n*_e – показатель преломления изотропной фазы.

так как второй ромб Френеля (РФ2) переводит их в компоненты, линейно поляризованные в ортогональных плоскостях. Поперечное распределение интенсивности прошедшего пучка наблюдалось на экране.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Формирование изотропного канала

На рис. 2 представлены фотографии поперечного распределения интенсивности светового пучка, прошедшего жидкокристаллическую ячейку. Поляризация падающего пучка была циркулярной. Эксперимент проводился в отсутствие ромба РФ2 и анализатора. Видно, что при постепенном увеличении мощности пучка, освещающего НЖК, происходит сначала формирование аберрационной картины, наблюдаемой в дальней зоне, а затем происходит ее схлопывание.

Так, при мощностях P = 0.2-5 мВт (рис. 2а–2в) формируется система аберрационных колец, по расходимости и времени установления соответствующая тепловой нелинейности, т.е. колоколообразному изменению показателя преломления вследствие локального нагрева образца. Дальнейшее увеличение мощности подавляет аберрационную картину, ее контраст падает, расходимость уменьшается (рис. 2г-2е). Подобная трансформация распределения интенсивности связана с формированием канала изотропной жидкости вдоль оси пучка (рис. 3а) вследствие нагрева [28, 29]. Директор НЖК стремится ориентироваться нормально к границе этого цилиндрического канала, что формирует аксиально-симметричное поле директора внутри освещаемой области, необходимое для получения ОВ. Кроме того, распределение показателя преломления перестает быть колоколообразной функцией в соответствии с профилем интенсивности пучка (как было бы при тепловой нелинейности), возникает область, соответствующая показателю преломления изотропной фазы (рис. 3б).

Отметим, что в данной конфигурации не наблюдаются эффекты, связанные со светоиндуцированной переориентацией директора. Это объясняется тем, что краситель МК индуцирует в ЖКМ-1277 отрицательную ориентационную нелинейность, и светоиндуцированный вращающий момент стремится стабилизировать исходную гомеотропную ориентацию НЖК. После



Рис. 4. Распределение интенсивности светового пучка ($\lambda = 532$ нм, P = 18 мВт) в дальней зоне после анализатора, ось которого перпендикулярна направлению поляризации падающего пучка (а), параллельна направлению поляризации падающего пучка (б).

формирования изотропного канала оптические ориентационные эффекты не вносят заметного вклада, поскольку они слабы на фоне теплового воздействия.

При освещении НЖК линейно поляризованным пучком света с мощностью, достаточной для формирования изотропного канала (экспериментальные результаты приведены для световой мощности P = 18 мВт), в скрещенных поляризаторах наблюдалась характерная для точечного дефекта картина в виде темного креста (рис. 4а), подробно рассмотренная в [29]. При расположении анализатора параллельно плоскости поляризации падающего пучка наблюдались эквидистантные кольца дифракционной природы (рис. 4б). Расстояние между кольцами позволяет оценить диаметр канала D, на котором происходит дифракция света, с помощью соотношения $D = \lambda / \Delta \Theta$ ($\lambda - длина$ волны излучения, $\Delta \Theta$ – угловое расстояние между соседними кольцами). Оценка размера канала дает величину D = 30 мкм.

Генерация оптического вихря на изотропном канале в НЖК

Для получения оптического вихря используется тот же пучок, который формирует необходимую деформацию директора. Воздействие аксиально-симметричного поля директора, возникающего при формировании изотропного канала в НЖК, на фазу проходящего пучка аналогично действию точечного дефекта ориентации с зарядом q = 1. Прохождение циркулярно-поляризованного пучка через такую структуру будет приводить к генерации оптического вихря с зарядом $m = \pm 2$. Знак заряда зависит от направления поляризации (по часовой или против часовой стрелки) падающего пучка.

Трансформация исходного пучка в вихревой определяется величиной фазового набега δ и про-

исходит только частично, что дает после прохождения кристалла две компоненты светового поля. Первая компонента имеет волновой фронт без сингулярности. Распределение интенсивности соответствует дифракции на дефекте падающего гауссова пучка (рис. 5а). Вторая имеет распределение интенсивности в виде колец (рис. 5б) и противоположное (по сравнению с падающим пучком) направление циркулярной поляризации. Ромб РФ2 и анализатор, помещенные после НЖК, позволяют наблюдать каждую из компонент в отдельности: при угле поворота анализатора относительно горизонтали, равном $+45^{\circ}$, визуализируется вихревая компонента, а при -45° – опорная.

Для визуализации спиралевидной картины используют сложение ОВ и гауссова пучка со сферическим волновым фронтом (например, в [20]). В нашей работе с ОВ интерферирует опорная компонента, которая приобретает необходимый изгиб волнового фронта при прохождении деформированной области НЖК. Положения анализатора 0° (рис. 5в) либо 90° (рис. 5г) позволяют наблюдать интерференцию вихревого и опорного пучков. Спиралевидный характер интерференционных картин (рис. 5в, 5г) доказывает наличие пучка с вихревой структурой волнового фронта. Отметим, что о первых наблюдениях спирали в поперечном распределении интенсивности светового пучка при локальном тепловом фазовом переходе в НЖК сообщалось в [28], однако точная интерпретация наблюдаемых явлений не была предложена.

Мощность OB, полученного в нашем эксперименте, составляет $P \approx 1$ мВт. Это значение может быть существенно увеличено путем уменьшения концентрации красителя. В этом случае мощность вихря будет достаточной для задач оптического манипулирования, поскольку позволит достигать сил оптического захвата диэлектрических частиц микронного размера более 1 пН [30].

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ВИХРЕВОГО ПУЧКА

Рассмотрим трансформацию светового пучка при распространении через НЖК со светоиндуцированным изотропным каналом. Сфокусированный на НЖК пучок имеет изначально плоский волновой фронт и гауссово распределение интенсивности. Поле падающего пучка описывается соотношением

$$E_{g}(u) = A_{0}e^{-u^{2}},$$
 (1)

где A_0 – амплитуда пучка, u – поперечная координата в плоскости кристалла, нормированная на величину перетяжки w_0 .

Поглощение света приводит к разогреву НЖК, и при некоторой мощности в центре облучаемой

298



Рис. 5. Экспериментальное (а–г) и теоретическое (д–м) распределения интенсивности светового пучка ($\lambda = 532$ нм, P = 18 мВт), прошедшего жидкокристаллический слой, в дальней зоне после анализатора. Опорная компонента излучения (без вихря) (а, д, и); вихревая компонента (б, е, к); интерференция базовой и вихревой компонент пучка при положениях анализатора 0° (в, ж, л) и 90° (г, з, м). Угловой размер кадров равен 0.1 рад. Расчет картин д–з проведен согласно модели, предполагающей, что показатель преломления имеет гауссово распределение со ступенькой в центре, а картин и–м – согласно модели, предполагающей, что показатель преломления имеет гауссово распределение.



Рис. 6. Профили приобретаемого набега фазы, используемые в расчете дифракционной картины в виде гауссова распределения со ступенькой в центре (а) и гауссова распределения (б).

области образуется изотропный канал, на границе которого происходит поворот директора НЖК на некоторый угол. При удалении от границы раздела деформация директора будет уменьшаться. Для простоты будем считать, что это уменьшение приводит к фазовому набегу для проходящего света в соответствии с гауссовым законом

$$S_g(u) = kL\delta n e^{-bu^2}, \qquad (2)$$

где $\delta n = \frac{(n_e^2 - n_o^2)n_o}{2n_e^2}, L$ — толщина жидкокристал-

лического слоя, $k = 2\pi/\lambda$ — волновой вектор, b — безразмерный параметр, характеризующий размер области деформации директора. Действие на пучок изотропного канала шириной *h* будем опи-

сывать ступенькой постоянного набега фазы в центральной области

$$S_{iso} = kL\delta n_{iso}, \tag{3}$$

где
$$\delta n_{iso} = \frac{(n_{iso}^2 - n_o^2)n_o}{2n_{iso}^2}.$$

Таким образом, результирующий фазовый набег принимаем $S(u) = S_g(u)$ при $u \ge h$ и $S(u) = S_{iso}$ при $u \le h$ (рис. 6а).

Для определения трансформации светового пучка, обусловленного действием НЖК, воспользуемся формализмом матриц Джонса. Матрица перехода при прохождении гомеотропноориентированного НЖК в базисе циркулярных поляризаций имеет вид

$$W = e^{i\frac{S_e(u)+S_o}{2}} \times \left\{ \cos\frac{S(u)}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0\\ 0 & 1 \end{pmatrix} + i \sin\frac{S(u)}{2} \begin{pmatrix} 0 & e^{-2i\varphi}\\ e^{2i\varphi} & 0 \end{pmatrix} \right\},$$
(4)

где u, φ — полярные координаты в плоскости кристалла, S_o и $S_e(u)$ — фазовые набеги, приобретаемые обыкновенной и необыкновенной волнами, $S(u) = S_e(u) - S_o$. Если на ячейку падает циркулярно-поляризованная волна A_0e_{\pm} ("+" соответствует левой циркулярной поляризации, "—" соответствует правой циркулярной поляризации), то поле прошедшей волны будет определяться соотношением

$$\mathbf{E} = W E_G \mathbf{e}_{\pm} =$$

$$= A_0 e^{-u^2} e^{iS_o + \frac{iS(u)}{2}} \left\{ \cos \frac{S(u)}{2} \mathbf{e}_{\pm} + i \sin \frac{S(u)}{2} e^{\pm 2i\varphi} \mathbf{e}_{\mp} \right\}.$$
⁽⁵⁾

Как следует из (5), пучок на выходе разбивается на две составляющие. Поляризация и распределение интенсивности первой компоненты соответствуют падающей волне. Вторая компонента содержит фазовый множитель $e^{\pm 2i\varphi}$ и соответствует оптическому вихрю. Она несет спиральность фазы волнового фронта (что приводит к минимуму интенсивности пучка в центре) и имеет циркулярную поляризацию, противоположную поляризации падающей волны.

Для расчета амплитуды светового пучка после НЖК используем дифракционный интеграл Кирхгофа

$$\mathbf{E}_{\rm dif}(R, \Psi) = \frac{kw_0^2}{2\pi i z} e^{\frac{-ikR^2}{2z}} \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{2\pi} \mathbf{E}(u, \varphi) \times e^{\frac{-iku^2w_0^2}{2z} - ik\frac{R}{z}\cos(\Psi - \varphi)} u du d\varphi,$$
(6)

где R, ψ — полярные координаты в плоскости изображения, z — расстояние от кристалла до плоскости изображения. Учитывая, что в нашем случае задача является аксиально-симметричной, $E(u, \phi) = E(u)$, после подстановки (5) в (6) получаем выражение для поля световой волны, прошедшей жидкокристаллический слой с изотропным каналом, в следующем виде:

$$\mathbf{E}_{dif} = \frac{A_0 k w_0^2}{iz} e^{\frac{ikR^2}{2z}} \int_0^\infty u du e^{-u^2} e^{\frac{iS_0 + iS(u)}{2}} \times$$
(7)
$$\times \left\{ \mathbf{e}_{\pm} \cos \frac{S(u)}{2} J_0(\tau u) - i \mathbf{e}_{\mp} e^{\pm 2i\Psi} \sin \frac{S(u)}{2} J_2(\tau u) \right\},$$

где $\tau = kw_0 R/z$, J_0 и J_2 — функции Бесселя нулевого и второго порядков. Результаты расчета распределения интенсивности дифракционных картин $I_{dif} = |\mathbf{E}_{dif}|^2$ для разных положений анализатора (рис. 5д–53) хорошо согласуются с экспериментальными (рис. 5а–5г).

Отметим, что если в расчетах использовать профиль приобретаемого набега фазы в виде гауссова распределения без ступеньки в центре (рис. 6б), то получаемые распределения интенсивности (рис. 5и–5м) также достаточно хорошо описывают экспериментальные результаты. Данная модель будет соответствовать случаю значительного затухания интенсивности при распространении светового пучка, когда вместо цилиндрического изотропного канала будет формироваться изотропная "капля".

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен способ получения оптического вихря при прохождении циркулярно-поляризованного пучка через слой поглощающего НЖК, не содержащий заранее приготовленный дефект и в отсутствие внешних полей. Вихрь образуется вследствие формирования аксиально-симметричного поля директора из-за локального нагрева НЖК и возникновения анизотропного канала. Результаты расчета генерации вихря хорошо соответствуют экспериментальным данным.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Nye J.F., Berry M.V. // Proc. R. Soc. A. 1974. V. 336. P. 165.
- 2. Баженов В.Ю., Васнецов М.В., Соскин М.С. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 52. С. 1037.
- 3. Desyatnikov A.S., Kivshar Y.S., Torner L. // Progress in Optics. 2005. V. 47. P. 291.
- 4. *Котляр В.В., Ковалёв А.А.* Вихревые лазерные пучки. Самара: Новая техника, 2012.
- Simpson N.B., Dholakia K., Allen L., Padgett M.J. // Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 52.
- Gahagan K.T., Swartzlander, Jr. G.A. // J. Opt. Soc. Am. B. 1999. V. 16. P. 533.
- Dienerowitz M., Mazilu M., Reece P.J., Krauss T.F., Dholakia K. // Opt. Express. 2008. V. 16. P. 4991.
- 8. *Molina-Terriza G., Torres J.P., Torner L. //* Nature Phys. 2007. V. 3. P. 305.
- 9. Кириленко М.С., Хонина С.Н. // Известия Самарского научного центра РАН. 2012. Т. 14. С. 292.
- Nagali E., Sciarrino F., De Martini F., Marrucci L., Piccirillo B., Karimi E., Santamato E. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 013601.
- 11. Foo G., Palacios D.M., Swartzlander, Jr. G.A. // Opt. Lett. 2005. V. 30. P. 3308.

300

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ том 119 № 2 2015

- Mawet D., Serabyn E., Liewer K., Hanot C., McEldowney S., Shemo D., O'Brien N. // Opt. Express. 2009. V. 17. P. 1902.
- Beijersbergen M.W., Coerwinkel R.P.C., Kristensen M., Woerdman J.P. // Opt. Commun. 1994. V. 112. P. 321.
- Methods for Computer Design of Diffractive Optical Elements / Ed. by Soifer V.A. N.Y.: John Wiley & Sons, Inc, 2002.
- Liu Y.J., Sun X.W., Wang Q., Luo D. // Opt. Express. 2007. V. 15. P. 16645.
- Allen L., Beijersbergen M.W., Spreeuw R.J.C., Woerdman J.P. // Phys. Rev. A. 1992. V. 45. P. 8185.
- 17. Воляр А.В., Фадеева Т.А. // Опт. и спектр. 2003. Т. 94. № 2. С. 260.
- Ciattoni A., Cincotti G., Palma C. // J. Opt. Soc. Am. A. 2003. V. 20. P. 163.
- 19. Brasselet E. // Opt. Lett. 2009. V. 34. P. 3229.
- Marrucci L., Manzo C., Paparo D. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 163905.
- 21. *Marrucci L.* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2008. V. 488. P. 148.

- Karimi E., Piccirillo B., Nagali E., Marrucci L., Santamato E. // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. P. 231124.
- Piccirillo B., D'Ambrosio V., Slussarenko S., Marrucci L., Santamato E. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. P. 241104.
- 24. Slussarenko S., Murauski A., Chigrinov V., Marrucci L., Santamato E. // Opt. Express. 2011. V. 19. P. 4085.
- 25. Loussert C., Delabre U., Brasselet E. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. P. 037802.
- Brasselet E., Murazawa N., Misawa H., Juodkazis S. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103.P. 103903.
- Barboza R., Bortolozzo U., Assanto G., Vidal-Henriquez E., Clerc M.G., Residori S. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 143901.
- 28. Барник М.И., Золотько А.С., Китаева В.Ф. // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. С. 2059.
- Kitaeva V.F., Sobolev N.N., Zolot'ko A.S., Kroo N., Csillag L. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1983. V. 91. P. 137.
- 30. *Neuman K.C., Block S.M.* // Rev. Sci. Instruments. 2004. V. 75. P. 2787.