

**АХРОМАТИЧЕСКАЯ ПЕРЕКЛЮЧАЕМАЯ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ
ТВИСТ- q -ПЛАСТИНКА**

Е. А. Мельникова^{1*}, А. Л. Толстик¹, Д. В. Горбач¹, В. Ю. Станевич²,
И. Н. Кухто², Д. С. Чепелева², Ан. А. Муравский², Ал. А. Муравский²

УДК 532.783

<https://doi.org/10.47612/0514-7506-2023-90-2-338-347>¹ Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь; e-mail: melnikova@bsu.by² Институт химии новых материалов НАН Беларуси, Минск, Беларусь

(Поступила 16 декабря 2022)

Предложено новое электроуправляемое фотонное жидкокристаллическое устройство — твист- q -пластинка для генерации заданного числа поляризационных и фазовых оптических сингулярностей на волновом фронте светового пучка в широком спектральном диапазоне. Экспериментально продемонстрирована возможность функционирования разработанного элемента в режимах генерации заданного числа сингулярностей либо генерации гауссова пучка и применения данного элемента в схеме оптического пинцета. Разработана теоретическая модель, позволяющая определить диапазон управляющего напряжения ахроматического функционирования предложенного элемента.

Ключевые слова: сингулярный световой пучок, жидкий кристалл, твист-эффект, q -пластинка, фаза Берри, ахроматизм.

A new electrically controlled photonic liquid crystal device, a twist q -plate for generation of a given number of polarization and phase optical singularities on the wavefront of a light beam in a wide spectral range, has been proposed. The ability of the developed element to function in two modes has been experimentally demonstrated: generation of a given number of singularities or generation of a Gaussian beam and application of this element in a scheme of optical tweezers. A theoretical model has been developed to determine the range of control voltage of achromatic functioning of the proposed element.

Keywords: singular light beam, liquid crystal, twist-effect, q -plate, Berry phase, achromatism.

Введение. В последнее время внимание исследователей привлекают световые пучки, содержащие фазовую (фазовые сингулярные пучки) либо поляризационную неопределенность (поляризационные сингулярные световые пучки) [1]. Возможности практического применения таких пучков обусловлены как специфическим видом пространственного распределения их интенсивности, так и переносимым ими орбитальным угловым моментом [2].

Сингулярные световые пучки широко применяются в различных научных и прикладных областях: в спектроскопии, методах однократного измерения двулучепреломления, при лазерной обработке материалов, в микроскопии и технологиях оптического манипулирования [3—5], в метрологии высокого разрешения для точного измерения расстояния и скорости [6, 7], при исследовании атмосферы [8]. Одно из интересных свойств сингулярных пучков — их способность фокусировки до гораздо меньшего размера по сравнению с однородно поляризованными световыми пучками [9]. Способность жесткой фокусировки векторных сингулярных пучков открывает возможность новых приложений, таких как оптические иглы и оптические цепочки [10, 11].

ACHROMATIC SWITCHABLE LIQUID-CRYSTAL TWIST q -PLATE

Е. А. Melnikova^{1*}, А. Л. Tolstik¹, D. V. Gorbach¹, V. Yu. Stanevich², I. N. Kukhta², D. S. Chepeleva², An. A. Murauski², Al. A. Muravsky² (¹ Belarusian State University, Minsk, Belarus; e-mail: melnikova@bsu.by; ² Institute of Chemistry of New Materials of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus)

На сегодняшний день известен ряд методов создания фазовых сингулярных световых пучков, основанных на фазовом преобразовании волнового фронта гауссовых пучков [12]. В основе распространенной технологии формирования световых полей с фазовой сингулярностью лежит применение пространственных жидкокристаллических (ЖК) модуляторов света [13—16]. Фазовые вихри также создаются с использованием вилочных голограмм [17—19], управляемых цифровых микрозеркальных устройств [20, 21] и фазовых пластинок со спирально изменяющейся величиной оптического пути [22—24].

Описано множество методов генерации поляризационных сингулярных пучков. В зависимости от того, используются ли при их генерации усиливающие среды, методы разделяют на активные и пассивные [1]. Среди способов формирования таких пучков можно выделить q -пластинки, функциональным материалом которых являются ЖК, вследствие возможности управления их оптическими характеристиками путем приложения внешнего электрического поля [25, 26].

Параметром, характеризующим свойства q -пластинки, является топологический заряд (ТЗ) q , который определяет величину изменения ориентации оптической оси по отношению к азимутальному углу. В случае рассматриваемых элементов локальное распределение директора в плоскости ячейки:

$$\alpha(\rho, \varphi) = q\varphi + \alpha_0, \quad (1)$$

где φ, ρ — полярные координаты; q — ТЗ q -пластинки; α_0 — начальный угол ориентации директора.

Азимутально анизотропные ЖК-элементы при значениях набега фазы между обыкновенным и необыкновенным лучами $\Delta\Phi = \pi(2n + 1)$ функционируют как полуволновая пластинка. При прохождении через них циркулярно поляризованного света со спиновым моментом импульса $\sigma = \pm 1$ формируются оптические вихри с ТЗ $l = \pm\sigma 2q$, инвертированным спиновым угловым моментом [26]. При набеге фазы между обыкновенным и необыкновенным лучами $\Delta\Phi = \lambda/2$ линейно поляризованный входящий оптический пучок преобразуется в поляризационный вихрь со структурированной ориентацией линейной поляризации в его поперечном сечении, определяемой как $\theta = 2(\alpha - \beta)$, где α — угол ориентации директора ЖК (формула (1)), β — угол ориентации линейной поляризации на входе [26—28].

Сформированные таким образом оптические поля содержат область с неопределенным состоянием поляризации, известную как V-point [1]. Для q -пластинки с ТЗ $q = 0.5$ реализуются световые пучки с азимутальной либо радиальной поляризацией, для $q \geq 1$ реализуются более сложные поляризационные сингулярности, характеризующиеся ТЗ $l_p = 2q$. Существенный недостаток данной технологии возбуждения сингулярных оптических пучков — необходимость точной электрической подстройки на рабочую длину волны для достижения полуволнового набега.

В 1996 г. предложен микроструктурированный ЖК-твист-элемент для преобразования поляризационного состояния света [29]. Данный элемент представляет собой ЖК-твист-ячейку, состоящую из k -секторов, различающихся азимутальными углами закрутки директора φ_k . Топология ориентации директора на структурированной подложке ЖК-твист-элемента определяется величиной заряда q по аналогии с q -пластинками. По аналогии с ТЗ ЖК-элемента q для описания состояния поляризации преобразованного элемента света введен индекс поляризации P , который по физической сущности является индексом Пуанкаре—Хопфа [1]. При прохождении через такой элемент линейно поляризованного света с азимутальным углом ориентации плоскости поляризации φ_0 пучок приобретает азимутально структурированное состояние поляризации $\phi(\varphi)$:

$$\phi(\varphi) = P\varphi + \phi_0. \quad (2)$$

Таким образом, предложенный ЖК-твист-элемент с произвольным ТЗ q должен преобразовывать световой пучок с линейной поляризацией в векторный вихрь с индексом поляризации $P = q$.

Для топологии ориентации директора в твист-структурированном элементе с $q = 1$ (рис. 1, а) световой пучок с вертикальной либо горизонтальной поляризацией на входе в ЖК-твист-элемент преобразуется в световой пучок с радиальным либо азимутальным состоянием поляризации, что соответствует $P = 1$.

Предполагалось, что функциональной особенностью такого микроструктурированного ЖК-твист-преобразователя поляризации является отсутствие необходимости внешней электрической подстройки под спектральную компоненту лазерного излучения. Однако особенности топологии ориентации директора ЖК в микроструктурированном элементе приводят к появлению фазовой неопределенности световой волны, что проявляется в формировании линии провала интенсивности, проходящей по диаметру профиля пучка [30]. Компенсировать возникшую неопределенность пред-

ложено использованием в устройстве дополнительной диэлектрически управляемой фазовой ЖК-пластинки $\lambda/2$. Однако использование компенсирующего элемента приводит к необходимости электрической подстройки под рабочую спектральную компоненту. Для устранения подобного недостатка нами предложен электрически управляемый ЖК-твист-элемент, позволяющий реализовать ахроматическое преобразование как поляризации, так и фазы электромагнитного поля с целью формирования сингулярных световых пучков в оптической и ближней ИК-области спектра.

Исследованы режимы работы твист-структурированных ЖК-элементов позволяющие устранить указанные недостатки. Согласно [31], использование ЖК-твист- q -пластинки (Q-твистера) с фазовым ядром в виде однородной ориентации директора ЖК в центре элемента приводит к формированию сингулярных световых пучков с количеством фазовых сингулярностей N с ТЗ $l=1$, которое однозначно определяется как $N=2q$, где q — топологический заряд Q-твистера (QT). Данный элемент отличается от q -пластинки отсутствием требования подстройки под рабочую спектральную область. В настоящей работе проведен экспериментальный и теоретический анализ режимов работы QT с целью определения диапазона управляющего внешнего напряжения, при котором данный элемент формирует сингулярные пучки в широкой области спектра (видимой и ближней ИК) и не требует подстройки напряжения под рабочую спектральную компоненту.

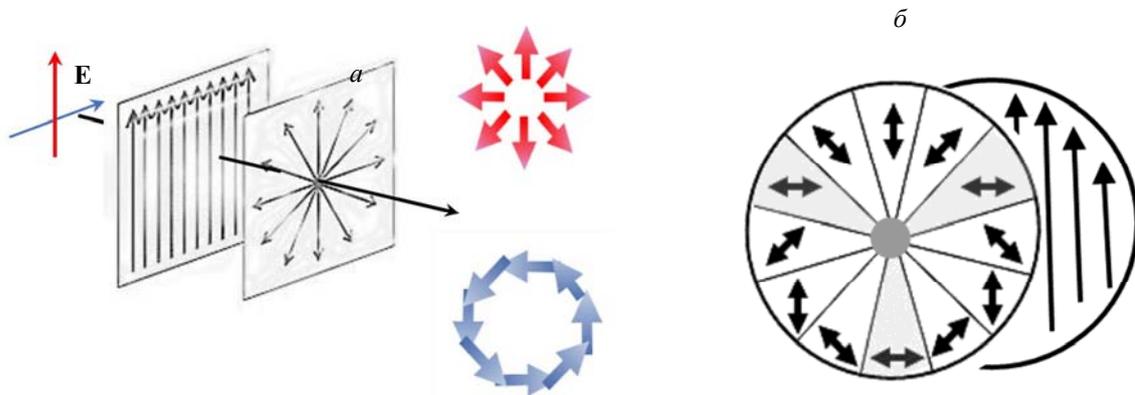


Рис. 1. Топологии ориентации директора в твист-структурированном элементе:
 a — ТЗ $q = 1$, b — ТЗ $q = 1.5$ с фазовым ядром

Переключаемая жидкокристаллическая твист- q -пластинка с фазовым ядром. Для проведения исследований изготовлен азимутально ориентированный QT с $q=1.5$ для формирования фазовых и поляризационных сингулярностей в профиле светового пучка ($N=3$).

Электрически переключаемые QT представляют собой ЖК-ячейку, сформированную двумя подложками с электропроводящим покрытием (оксид индий-олово ИТО) и заполненную нематическим ЖК ВИН9. Толщина слоя $d = 20$ мкм, пороговое напряжение $U_n = 1.1$ В, оптический порог $U_{оп} = 1.5$ В. На рис. 1, b представлена топология ориентации директора жидкого кристалла в QT.

Для задания однородной планарной начальной ориентации директора на одну из подложек ЖК-элемента методом центрифугирования (скорость вращения 3000 об/мин, концентрация в растворе трихлорэтанола полимера Nylon-6 1 %) нанесен слой полиамида [32]. После сушки на горячей плите при температуре 180 °С слой ориентанта подвергался натиранию (скорость вращения щетки 600 об/мин, скорость перемещения подложки 1 см/с). В качестве ориентирующего покрытия на другую подложку элемента аналогично наносился слой азокрасителя AtA-2 (разработка ИХНМ НАНБ, лаборатория “Материалы и технологии ЖК-устройств”), который реализует новый механизм фотоориентации ЖК “фотоиндуцированных дырочных диполей” [33], характеризуется высокой энергией сцепления с молекулами ЖК [34] и имеет высокую фоточувствительность в синей области спектра [35]. Используемая методика посекторной ориентации азокрасителя AtA-2 [36] позволила сформировать ЖК-элемент со 180 секторами с граничными условиями ориентации директора ЖК в соответствии с формулой (1) при облучении ориентирующего покрытия поляризованным излучением светодиода на $\lambda = 450$ нм с плотностью мощности экспонирующего поляризованного излучения 15 мВт/см². После подготовки ориентирующих поверхностей подложки склеивались по периметру, зазор задавался с использованием стеклянных цилиндрических спейсеров диаметром 20 микрон. Элемент заправлялся жидким кристаллом в изотропной фазе. Созданный элемент представляет собой

ЖК-твист-структуру, азимутально структурированную по шагу закрутки спирали директора, состоящую из 180 секторов с фазовым ядром в центре. Результаты экспериментального исследования режимов функционирования такого элемента представлены на рис. 2.

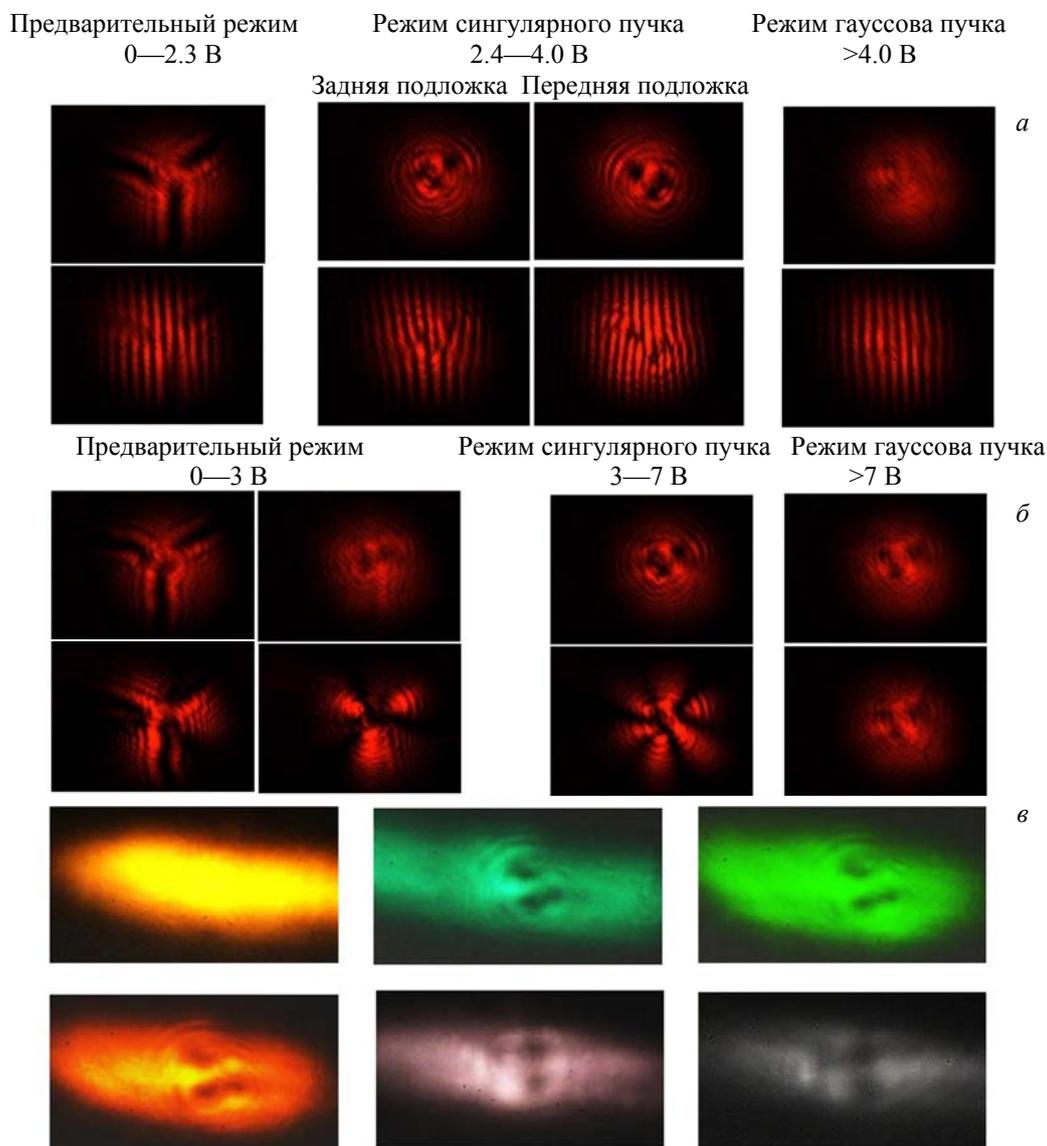


Рис. 2. Режимы работы QT: *а* — фазовые сингулярные пучки и соответствующие интерферограммы (нижний ряд); *б* — поляризационные сингулярные пучки и их поляризационный анализ (нижний ряд), *в* — распределение интенсивности в поляризационных сингулярных световых пучках (слева направо — профиль исходного лазерного пучка с $\lambda = 500$ нм и профили поляризационных сингулярных пучков с $\lambda = 500, 550, 600, 800$ и 1000 нм)

Фазовая сингулярность. Экспериментальные исследования поперечного распределения интенсивности пучков, получаемых при прохождении циркулярно поляризованного излучения гелий-неонового лазера ($\lambda = 0.633\text{ мкм}$) через QT, и соответствующие интерферограммы (интерферометр Маха—Цандера, плоская опорная волна) при различных значениях управляющего напряжения показали наличие трех режимов работы QT. В диапазоне управляющего напряжения 0—1.5 В в распределении интенсивности пучка наблюдаются линии провала интенсивности, образованные из-за наличия дефекта в ЖК-слое в виде линий дисклинаций, соответствующих разрыву в направлении закрутки директора. Топология ориентации директора ЖК в секторах, соответствующих резкому изменению знака закрутки, обозначены серым цветом на рис. 1, *б*. При этом в соответствующих интерференци-

онных картинах не наблюдается характерного расщепления полос, что свидетельствует об отсутствии спин-орбитального преобразования лазерного излучения и его волновой фронт остается квазиплоским. При напряжениях 1.5—2.3 В происходит раскрутка твист-структуры (срыв условия Могена [37]). Визуально это проявляется в постепенном исчезновении линий провалов интенсивности пучка и искривлении интерференционных полос. В диапазоне управляющего напряжения 2.3—4 В в профиле сформированного пучка наблюдаются три провала интенсивности, косвенно указывающих на образование трех фазовых сингулярностей с зарядом, что подтверждается наличием трех соответствующих “вилков” в интерференционном поле (рис. 2, а). При амплитуде управляющего напряжения ≥ 4 В провалы интенсивности в профиле пучка исчезают, и при достижении амплитуды управляющего напряжения 9.5 В в картине интерференции наблюдаются неискаженные вертикальные полосы, соответствующие результату когерентного сложения двух гауссовых пучков с плоским волновым фронтом (рис. 2, а).

Предложенный ЖК-твист-элемент демонстрирует неоднозначность работы в зависимости от его ориентации относительно падающего пучка. Обозначим подложку ЖК-элемента, задающую однородную ориентацию директора, передней подложкой элемента, а подложку с азимутально ориентированным жидким кристаллом — задней. При вхождении пучка с левой круговой поляризацией со стороны передней подложки на фронте сингулярного пучка образуются три фазовых сингулярности с $T3\ l = -1$. В случае вхождения пучка со стороны задней подложки образованные на фронте сингулярного пучка фазовые сингулярности (рис. 2, а) имеют $T3\ l = +1$. Следует отметить, что ситуация меняется на противоположную для света с правой круговой поляризацией.

Поляризационная сингулярность. Экспериментальные исследования поперечного распределения интенсивности пучков, получаемых при прохождении линейно поляризованного излучения гелий-неонового лазера через QT, а также их поляризационный анализ при различных управляющих напряжениях показали, что в диапазоне напряжений 0—1.5 В в распределении интенсивности пучков, как и в случае циркулярно поляризованного света, наблюдаются линии провала интенсивности. В диапазоне 1.5—2.3 В линии провалов исчезают. При напряжении 2.3 В в пространственном распределении интенсивности формируются три изолированных провала (рис. 2, б), что свидетельствует о сложной поляризационной структуре с тремя неопределенными состояниями поляризации, известными как V-point [1, 38]. При напряжении ~ 3 В поляризационная структура пучка имеет наибольший контраст, как и в случае возбуждения фазовых сингулярных пучков. При напряжении > 4 В контраст в распределении интенсивности уменьшается и при амплитуде управляющего напряжения ~ 7 В поляризационный вихрь трансформируется в однородно поляризованный световой пучок (рис. 2, б).

С точки зрения практического использования работу предложенного элемента для формирования векторных сингулярных пучков можно разделить на три режима относительно диапазонов управляющего напряжения: предварительный режим соответствует диапазону 0—3 В, при котором пучок имеет выраженные линии провалов интенсивности и не представляет научно-практического интереса для этой работы; режим формирования сингулярного поляризационного пучка соответствует диапазону напряжений 3—7 В; режим линейно поляризованного гауссова светового пучка, соответствующий напряжению > 7 В. Таким образом, данный ЖК-элемент функционирует в двух электрически контролируемых режимах формирования сингулярного поляризационного пучка и гауссова пучка с однородной линейной поляризацией. Результаты описанных режимов работы QT по формированию фазовых и поляризационных сингулярных пучков представлены на рис. 2, а и б. На рис. 2, в представлены поперечные распределения интенсивности пучков, сформированных при прохождении линейно поляризованного света через QT при управляющем напряжении на элементе ~ 3 В, что соответствует условию формирования трех поляризационных сингулярностей на фронте светового пучка. Видно, что сингулярность заданного вида устойчиво формируется в диапазоне 500—1000 нм параметрического генератора излучения (длительность импульса $t = 15$ нс, частота следования $\nu = 10$ Гц, энергия импульса $E = 40$ мДж, диапазон перестройки $\lambda = 400$ —1600 нм), что свидетельствует об отсутствии необходимости точной электрической подстройки ЖК-элемента на определенную спектральную компоненту.

Контролируемое вращение микрочастиц в схеме оптической ловушки. Для иллюстрации практического применения предложенного ЖК-элемента проведены экспериментальные исследования возможности контролируемого переключения режимов оптического захвата и вращения микрочастиц в оптическом пинцете (рис. 3). Известно, что закрученность фазы оптического вихря характеризуется орбитальным угловым моментом, который может быть передан материальным объектам

в виде вращательного движения [39, 40]. Такое движение осуществляется при определенном соотношении интенсивности, ТЗ фазового сингулярного пучка, относительных размеров пучка и захваченного оптической ловушкой микрообъекта, а также показателя преломления объекта и вязкости окружающей среды [41].

В схеме оптического пинцета проанализировано действие фазового сингулярного пучка с контролируемой величиной ТЗ на микрочастицы SiO_2 диаметром 2 мкм в воде. Управляемое преобразование ТЗ с использованием QT проиллюстрировано на рис. 3, a – z . Для создания настраиваемого пучка использован оптический вихрь с ТЗ $l = 8$ (рис. 3, a , b), формируемый с помощью спиральной фазовой пластины (СФП). Этот пучок проходил через разработанный QT-элемент. При вхождении фазового пучка с зарядом $l = +8$ через переднюю сторону QT в режиме формирования сингулярностей ТЗ увеличивался: $l = 8 + 3 = 11$ (рис. 3, $в$). При работе ЖК-элемента в режиме гауссова квазиплоского волнового пучка ТЗ оставался неизменным: $l = +8$ (рис. 3, z).

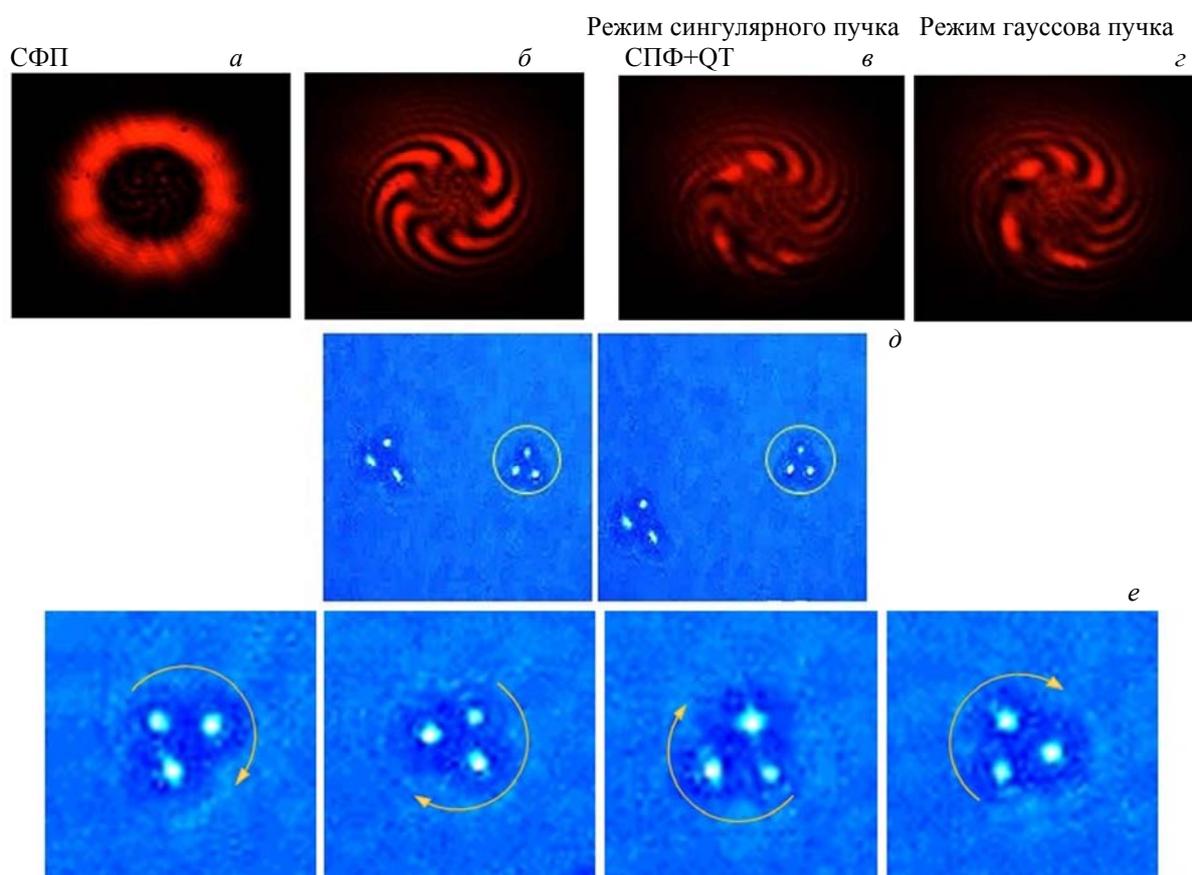


Рис. 3. Контролируемое вращение захваченных оптической ловушкой микрочастиц: a — поперечное распределение интенсивности фазового сингулярного пучка с ТЗ $l = +8$, сформированного СФП; b — соответствующая интерферограмма при сложении оптического вихря со сферической волной; $в, z$ — интерферограммы пучков, образованных совместным действием СФП и QT, функционирующего в режиме формирования сингулярностей ($l = +3$) и в режиме гауссова пучка; d — захват трех микрочастиц; e — вращение группы микрочастиц

Использование рассматриваемой комбинации элементов для формирования фазовых вихрей позволяет реализовать контролируемое переключение режимов захвата и вращения микрообъектов в схеме оптического пинцета. Так, при плотности мощности ~ 0.16 МВт/см² оптического вихря с ТЗ $l = +8$ на длине волны генерации полупроводникового лазера $\lambda = 650$ нм происходит уверенный захват микрочастиц, позволяющий осуществлять их перемещение (рис. 3, d). При переключении предложенного в работе QT в режим формирования сингулярностей ТЗ оптической ловушки увеличивается до $l = +11$ и захваченные частицы вращаются со скоростью 0.11 с⁻¹ (рис. 3, e). Увеличение плот-

ности мощности сингулярного пучка до 0.24 МВт/см^2 приводит к увеличению скорости вращения до 0.19 с^{-1} . Таким образом, совместное использование системы СФП + QT позволяет осуществить захват и перемещение группы частиц, а также создавать вращательное движение в требуемый момент времени.

Определение условий ахроматического функционирования QT. Предложенный QT представляет собой ЖК-твист-ячейку, состоящую из k секторов, различающихся азимутальным углом закрутки директора φ_k . Переориентация жидкого кристалла под действием напряжения в элементе начинается в середине ЖК-слоя, где влияние граничных условий наименьшее. При приложении достаточно высокого напряжения ориентация директора в центре слоя становится гомеотропной и ЖК в ячейке разделяется на два независимых подслоя, направление ориентации директора в которых определяется граничными условиями на подложках.

В случае 90° -ной твист-нематической моды направления ориентации жидкого кристалла на подложках ячейки ортогональны. При ортогональной ориентации директора в сформированных подслоях вносимый ими фазовый набег взаимно компенсируется и ЖК-элемент не вносит изменений в поляризацию пучка, что позволяет определить условия формирования двух независимых подслоев. В случае антипараллельной ориентации ЖК в ячейке фазовая задержка двух подслоев складывается и имеется возможность измерить их суммарное двулучепреломление, а значит, определить эффективное двулучепреломление каждого из подслоев отдельно.

Для анализа особенностей преобразования светового пучка рассмотрим зависимости пропускания на $\lambda = 633 \text{ нм}$ от приложенного напряжения в программе LC Structure [42]. Расчеты выполнены для соответствующего режима работы ЖК-элемента, установленного под углом 45° к направлению входящей линейной поляризации света между скрещенными поляризаторами. Толщина слоя ЖК 20 мкм , параметры ЖК-слоя смеси ВИН9: $K_{11} = 8.0, pN$, $K_{22} = 5.0, pN$, $K_{33} = 10.8, pN$, $\Delta n_{633\text{nm}} = 0.156$, $\Delta \epsilon = +8.8$, $\epsilon_l = 14.4$.

Как указано выше, условием формирования двух независимых подслоев в случае твист-нематической моды является взаимная компенсация фазового набега, вносимого сформированными подслоями. В рассматриваемой геометрии это приводит к тому, что пропускание системы с твист-нематической ЖК-ячейкой становится равным нулю. Такая ситуация для излучения с $\lambda = 633 \text{ нм}$ реализуется при напряжении $>2.8 \text{ В}$. Значит, для этих напряжений ЖК-слой можно рассматривать как два одинаковых анизотропных подслоя, ориентация которых определяется ориентацией на поверхности подложек.

Известно, что необходимым условием функционирования фотонных ЖК-устройств, работающих на пропускание и осуществляющих преобразование светового пучка на основе эффекта геометрической фазы, является двулучепреломление ячейки $\geq \lambda/2$ [43]. Теоретический анализ зависимости пропускания от приложенного напряжения в случае антипараллельной ориентации моды ЖК-ячейки показывает, что при напряжении $\sim 2.8 \text{ В}$ двулучепреломление ячейки для излучения с $\lambda = 633 \text{ нм}$ соответствует $5\lambda/4$, что эквивалентно набегу разности фаз $5\lambda/8$ для одного подслоя ячейки. Полное двулучепреломление ячейки достигает $\lambda/2$ ($\lambda/4$ для одного подслоя) при напряжении 6.5 В . При напряжениях $>6.5 \text{ В}$ двулучепреломление становится $<\lambda/2$ и эффективность работы элемента снижается. Теоретическая оценка диапазона управляющего напряжения хорошо согласуется с экспериментальными данными (рис. 2, б).

Специфические свойства ЖК-слоя позволяют упростить модель, описывающую оптические свойства устройства. Проанализируем QT в диапазоне приложенных напряжений $>3.0 \text{ В}$ и $<6.5 \text{ В}$, что, согласно оценкам, соответствует двулучепреломлению одного ЖК-подслоя в диапазоне $[\lambda/4, 5\lambda/8]$ для ЖК-ячейки с зазором 20 мкм , заправленной нематическим материалом ВИН9, при анализе в диапазоне длин волн $550\text{—}850 \text{ нм}$. В ячейке QT распределения направлений ориентаций ЖК на границах подложек φ_1 и φ_2 различны. Ориентация на одной подложке однородная и задается натиранием, на второй подложке с помощью фотоориентанта АТА-2 сформировано распределение ориентаций ЖК в соответствии с формулой (1) при $q = 1.5$, $\alpha_0 = 0$.

Расчет оптических характеристик QT выполнен по методу матриц Джонса [44] при нормальном падении света с использованием пакета программ Mathematica 8. Согласно формализму метода, пропускание света системы ЖК-элемента:

$$T(\lambda) = \left| \left(\cos \gamma_2 \quad \sin \gamma_2 \right) R(\alpha(\varphi_2)) \begin{pmatrix} e^{-i\delta_2} & 0 \\ 0 & e^{i\delta_2} \end{pmatrix} R(-\alpha(\varphi_2)) R(\varphi_1) \begin{pmatrix} e^{-i\delta_1} & 0 \\ 0 & e^{i\delta_1} \end{pmatrix} R(-\varphi_1) \begin{pmatrix} \cos \gamma_1 \\ \sin \gamma_1 \end{pmatrix} \right|^2, \quad (3)$$

где $R(\varphi) = \begin{bmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix}$ — матрица поворота; $\delta_i = \frac{\pi[\Delta nd]_i}{\lambda}$ — разность фаз i -го подслоя ЖК-ячейки, $i = 1, 2$; $[\Delta nd]_i$ — величина двулучепреломления i -го подслоя.

При расчете пропускания использованы следующие условия задачи: углы установки поляризатора и анализатора $\gamma_1 = -45^\circ$ и $\gamma_2 = +45^\circ$; угол ориентации директора 1-го подслоя $\varphi_1 = 0^\circ$ и 2-го подслоя $\alpha(\varphi_2)$ в соответствии с формулой (1); двулучепреломление i -го подслоя зависит от приложенного напряжения V и дисперсии ЖК-материала $[\Delta nd]_i = f(V, \lambda)$, причем $[\Delta nd]_i$ убывает при увеличении напряжения, т. е. $f(V, \lambda) \xrightarrow{V \uparrow} 0$; для исследуемой системы QT в диапазоне напряжений >3.0 В и <6.5 В функция $f(V, \lambda)$ убывает от $5\lambda/8$ до $\lambda/4$: $f(V > 3.0 \text{ В}; \lambda) \leq 5\lambda/8$ и $f(V < 6.5 \text{ В}; \lambda) \geq \lambda/4$ для длин волн 550—850 нм.

На рис. 4, *a* представлены результаты расчета пропускания оптической системы QT в зависимости от длины волны света для углов φ_2 в диапазоне $[0, 360^\circ]$ при одинаковом двулучепреломлении подслоев $[\Delta nd]_1 = [\Delta nd]_2 \approx 0.34$ мкм, что соответствует $\lambda/2$ на $\lambda = 0.633$ мкм.

Зависимость пропускания системы QT от угла ориентации второго подслоя φ_2 в широком спектральном диапазоне 550—850 нм периодична, имеет по шесть выраженных минимумов и максимумов пропускания и подобна функции $\sin^2(q\varphi_2)$. Данная зависимость соответствует пропусканию классического ЖК-элемента типа q -пластинки с ТЗ $q = 1.5$ (рис. 4, *б*), которая обладает полуволновым набегом оптической фазы слоя ЖК и спиральным профилем поверхности геометрической фазы, являясь функциональной альтернативой спиральной фазовой пластины (рис. 4, *в*) [43].

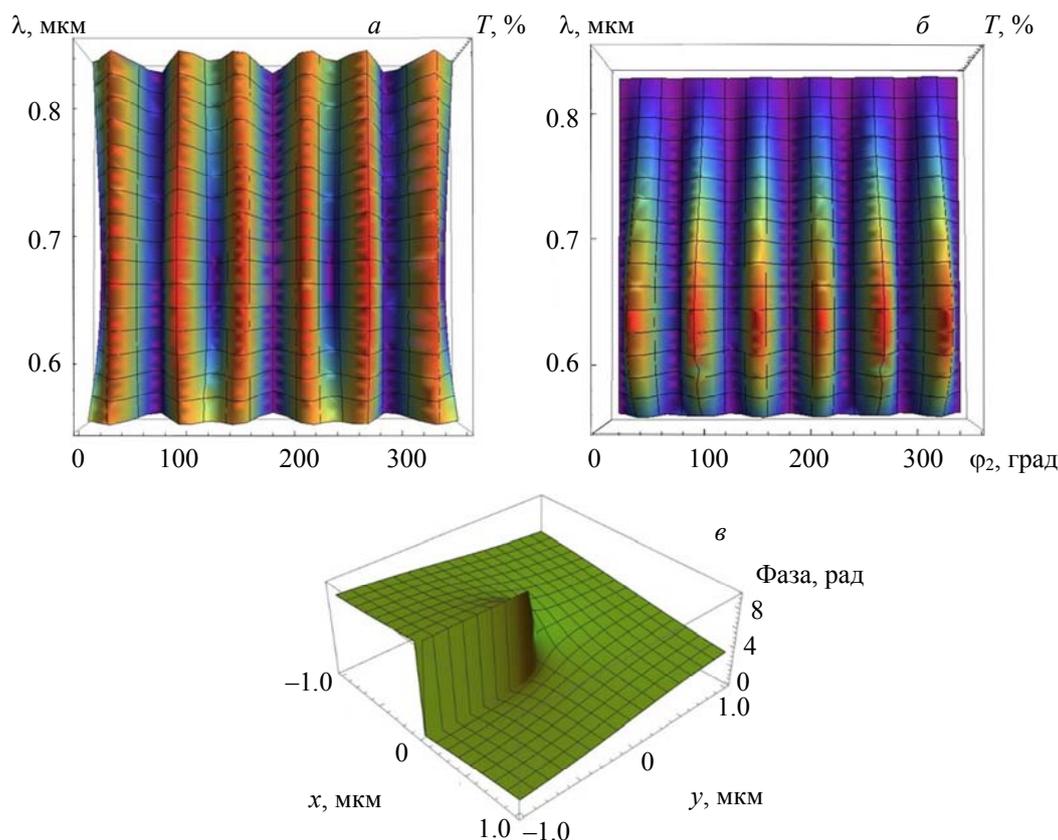


Рис. 4. Зависимость пропускания оптической системы ЖК-элемента толщиной 20 мкм при напряжении ~ 3 В: *a* — Q-твистер $T(\lambda, \varphi_2)$ от длины волны и угла ориентации второго подслоя при двулучепреломлении подслоев $(\Delta nd)_1 = (\Delta nd)_2 \approx 0.34$ мкм, *б* — q -пластинка для $\lambda = 633$ нм; *в* — поверхность геометрической фазы ЖК-элемента с ТЗ $q = 1.5$

В отличие от классической q -пластинки оптическая система QT в рабочем диапазоне напряжений представляет собой фазовое сложение в ближнем порядке двух электроуправляемых ЖК-подслоев, размещенных внутри ЖК-ячейки. Такой режим обеспечивает ахроматические условия формирования сингулярных пучков с заданным ТЗ в широком спектральном интервале 550—850 нм, в то время как q -пластинка такой же толщины и в аналогичном диапазоне напряжений характеризуется сильной спектральной зависимостью (рис. 4, б). При этом набег разности оптической фазы подслоев в QT является электроуправляемой величиной (в общем случае убывает при увеличении напряжения) и может служить для подстройки эффективности преобразования несингулярного лазерного пучка с определенной длиной волны λ в сингулярный.

Заключение. Разработана переключаемая жидкокристаллическая твист- q -пластинка, позволяющая формировать заданное количество пространственно изолированных фазовых и поляризационных сингулярностей в широком спектральном диапазоне. Функционирование предложенного элемента при воздействии внешнего управляющего напряжения возможно в двух режимах: режиме формирования сингулярностей и режиме гауссова пучка с плоским волновым фронтом. Предложенный элемент позволяет осуществить преобразование световых полей без появления фазовой неопределенности световой волны, что исключает необходимость использования компенсирующей фазовой пластинки. Применение таких элементов перспективно в системах манипуляции микрочастицами, микрореологии, кодирования информации, технологиях оптической защиты и др.

- [1] Ruchi Rajput, Senthilkumaran, Sushanta Kumar Pal. *Int. J. Opt.* (2020) 1—33
- [2] Y. Shen, X. Wang, Z. Xie, C. Min, X. Fu, Q. Liu, M. Gong, X. Yuan. *Light Sci. Appl.*, **90**, N 8 (2019) 1—29
- [3] V. G. Niziev, A. V. Nesterov. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **32**, N 13 (1999) 1455—1461
- [4] I. Nishiyama, N. Yoshida, Y. Otani, N. Umeda. *Meas. Sci. Technol.*, **18** (2007) 1673—1677
- [5] M. P. MacDonald, L. Paterson, K. Volke-Sepulveda, J. Arlt, W. Sibbett, K. Dholakia. *Science*, **296**, (2002) 1101—1103
- [6] G. M. Lerman, U. Levy. *Opt. Express*, **17** (2009) 23234—23246
- [7] Y. S. Chang, P. Y. Chien, M. W. Chang. *Appl. Opt.*, **36** (1997) 258—265
- [8] L. Fang, M. J. Padgett, J. Wang. *Laser Photon Rev.*, **11**, N 6 (2017) 1700183(1—8)
- [9] X. Yin, X. Chen, H. Chang, X. Cui, Y. Su, Y. Guo, Y. Wang, X. Xin. *IEEE Access*, **7** (2019) 184235—184241
- [10] R. Dorn, S. Quabis, G. Leuchs. *Phys. Rev. Lett.*, **91** (2003) 233901
- [11] H. Wang, L. Shi, B. Lukyanchuk, C. Sheppard, C. T. Chong. *Nat. Photonics*, **2** (2008) 501—505
- [12] Jian Wang, Yize Liang. *Front. Phys.*, **9** (2021) 688284(1—16)
- [13] A. Forbes, A. Dudley, M. McLaren. *Adv. Opt. Photon.*, N 2 (2016) 200—227
- [14] Graham Gibson, Johannes Courtial, Miles J. Padgett, Mikhail Vasnetsov, Valeriy Pas'ko, Stephen M. Barnett, Sonja Franke-Arnold. *Opt. Express*, N 22 (2004) 5448—5456
- [15] А. Ю. Костылев, И. В. Ильина, Т. Ю. Черезова, А. В. Кудряшов. *Опт. атм. и океана*, **20**, № 11 (2007) 1028—1032
- [16] A. S. Ostrovsky, C. Rickenstorff-Parrao, V. Arrizon. *Opt. Lett.*, **38**, N 4 (2013) 534—536
- [17] V. Yu. Bazhenov, M. V. Vasnetsov, M. S. Soskin. *JETP Lett.*, **52** (1990) 429—431
- [18] В. П. Аксенов, В. Ю. Венедиктов, А. А. Севрюгин, И. М. Турсунов. *Опт. и спектр.*, **124**, В2 (2018) 275—279
- [19] E. Melnikova, D. Gorbach, I. Rushnova, V. Kabanova, S. Slusarenko, A. Tolstik, C. Losmanschii, A. Meshalkin, E. Achimova. *Nonlinear Phenom. Complex Syst.*, N 1 (2021) 104—111
- [20] Yue Chen, Zhao-Xiang Fang, Yu-Xuan Ren, Lei Gong, Rong-De Lu. *Appl. Opt.*, N 27 (2015) 8030—8035
- [21] Mohammad Mirhosseini, Omar S. Magana-Loaiza, Changchen Chen, Brandon Rodenburg, Mehul Malik, Robert W. Boyd. *Opt. Express*, N 25 (2013) 30204—30210
- [22] K. Sueda, G. Miyaji, N. Miyanaga, M. Nakatsuka. *Opt. Express*, N 15 (2004) 3548—3553
- [23] S. S. R. Oemrawsingh, J. A. W. van Houwelingen, E. R. Eliel, J. P. Woerdman, E. J. K. Verstegen, J. G. Kloosterboer, G. W't Hooft. *Appl. Opt.*, N 3 (2004) 688—694
- [24] M. Massari, G. Ruffato, M. Gintoli, F. Ricci, F. Romanato. *Appl. Opt.*, N 13 (2015) 4077—4083
- [25] L Marrucci. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **561** (2012) 48—56

- [26] **L. Marrucci**. *J. Nanophoton.*, **7**, N 1 (2013) 078598
- [27] **L. Marrucci, E. Karimi, S. Slussarenko, B. Piccirillo, E. Santamato, E. Nagali, F. Sciarrino**. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **561** (2012) 48—56
- [28] **Y.-H. Huang, S.-W. Ko, M.-S. Li, S.-C. Chu, A. Y.-G. Fuh**. *Opt. Express*, **21** (2013) 10954—10961
- [29] **M. Stalder, M. Schadt**. *Opt. Lett.*, **21** (1996) 1948
- [30] https://www.arcoptix.com/Polarization_products.htm
- [31] **Е. А. Мельникова**. *Опт. журн.*, **89**, № 3 (2022) 68—78
- [32] **I. Rushnova, An. Murauski, V. Mikulich, Al. Muravsky**. *23th Int. Display Workshops (IDW/AD)* (2016) 69—72
- [33] **A. A. Muravsky, A. A. Murauski, I. N. Kukhta**. *Appl. Opt.*, **59**, N 17 (2020) 5102—5107
- [34] **A. A. Muravsky, A. A. Murauski, I. N. Kukhta, A. S. Yakovleva**. *J. Soc. Inf. Displ.*, **29**, N 11 (2021) 833—839
- [35] **V. S. Mikulich, An. A. Murauski, Al. A. Muravsky, V. E. Agabekov**. *Appl. Spectr.*, **83**, N 1 (2016) 115—120
- [36] **E. Melnikova, D. Gorbach, S. Sr. Slussarenko, A. Muravsky, A. Tolstik, S. Jr. Slussarenko**. *Opt. Commun.*, **522** (2022) 128661
- [37] **C. V. Mauguin**. *Bull. Soc. Fr. Miner.*, **34** (1911) 71—117
- [38] **Q. Wang, C. Tu, Y.-N. Li, H.-T. Wang**. *APL Photonics.*, **6** (2021) 040901 (1—19)
- [39] **H. He, M. Friese, N. R. Heckenberg, H. Rubinsztein-Dunlop**. *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995) 826—829
- [40] **N. Simpson, K. Dholakia, L. Allen, M. Padgett**. *Opt. Lett.*, **22** (1997) 52—54
- [41] **Graham D. Bruce, Paloma Rodríguez-Sevilla, Kishan Dholakia**. *Adv. Physics: X*, **6**, N 1 (2021) 1838322
- [42] **A. A. Murauski, S. A. Serdechnaya, H. S. Kwok**. *SID Symp. Dig. Tech. Pap.*, **38**, N 1, P-132 (2007) 702—705
- [43] **В. Ю. Станевич, А. А. Муравский**. *Журн. Бел. гос. ун-та. Физика*, № 3 (2022) 10—25
- [44] **E. Hecht**. *Optics*, 4th ed., San Francisco, Addison-Wesley VI (2002) 376