

Топологические сценарии рождения и аннигиляции поляризационных сингулярностей в нестационарных оптических полях

В. И. Васильев¹⁾, М. С. Соскин

Институт физики НАН Украины, 03028 Киев, Украина

Поступила в редакцию 3 декабря 2007 г.

Методами модифицированной Стокс-поляриметрии исследована динамика поляризационной структуры спекл-поля фотоиндуцированного рассеяния в $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (нестационарный режим). Показано, что в изменяющихся сингулярных эллиптически поляризованных полях процессы рождения и аннигиляции пар циркулярно поляризованных точек (C -точек) проходят по двум топологическим сценариям. Установлено, что рождению пар C -точек предшествует возникновение области со средними значениями эллиптичности, большими, чем в соседних областях. Аналогичная структура сохраняется после аннигиляции C -точек.

PACS: 42.25.Ja, 42.30.Ms, 42.65.Sf

Как известно, в электромагнитном поле возможно существование линий/поверхностей, в каждой точке которых не определен (сингулярен) один из его параметров [1, 2]. При сечении плоскостью наблюдения, перпендикулярной направлению распространения волны, линии/поверхности переходят соответственно в точки/линии. Для линейно поляризованных (скалярных) полей сингулярными являются точки с нулевой амплитудой и неопределенной фазой (оптические вихри). В эллиптически поляризованных (векторных) полях реализуются точки циркулярной поляризации (C -точки) с неопределенным азимутом ориентации эллипса поляризации и линии линейной поляризации (L -линии).

Наибольший интерес представляет изучение поляризационных сингулярностей в случайных оптических полях (спекл-полях). Как показывают теория [2] и эксперимент [3], в спекл-полях возможны три морфологических формы распределения эллипсов вокруг C -точек (“star”, “lemon”, “monstar”), различающиеся числом и положением линий, в каждой точке которых большие (малые) оси окружающих эллипсов ориентированы на C -точку (рис.1).

Так, star (S) имеет три пары формообразующих линий (а), lemon (L) – одну (б), monstar (M) – три, расположенные асимметрично (с). Формообразующие линии для большой и малой осей эллипсов поляризации переходят друг в друга при пересечении C -точки (рис.1). При полном обходе вокруг C -точки эллипсы совершают поворот на $\pm\pi$, что определяет

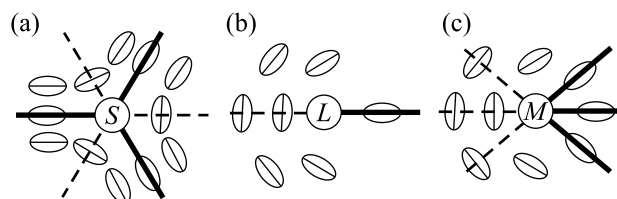


Рис.1. Морфологические формы поляризационного окружения C -точек: (а) – star (S), (б) – lemon (L), (с) – monstar (M). Вдоль сплошных (штриховых) линий ориентированы большие (малые) оси эллипсов

их полуцелый (в единицах 2π) топологический индекс Пуанкаре-Хопфа I : $I_S = -1/2$, $I_L = I_M = +1/2$.

C -точки могут возникать и исчезать лишь парами с противоположными по знаку топологическими индексами. Такие события называют рождением и аннигиляцией, соответственно. Исследование процессов рождения и аннигиляции является основным предметом изучения сингулярной оптики. Эксперименты с внесением управляемого анизотропного возмущения в сингулярное эллиптическое поле [4] либо в режиме его естественной (“generic”) эволюции [5] показали, что всегда рождаются (аннигилируют) пары S – M . Положение формообразующих линий при S – M аннигиляции численно моделировалось как для внесения малых возмущений в поле [6], так и для сфокусированных пучков с радиальной поляризацией при изменении параметров фокусирующей аплантической оптической системы [7]. В обоих случаях вдоль отрезка между C -точками (вне него) были ориентированы малые (большие) оси эллипсов поляризации (рис.2а). При этом выполняются и закон сохра-

¹⁾e-mail: vv@iop.kiev.ua

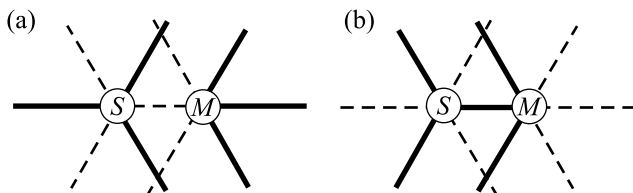


Рис.2. Две возможные топологические структуры распределения формообразующих линий в окрестности $S-M$ -пары, при которых вдоль их отрезка между C -точками ориентированы малые (“сценарий I”) либо большие (“сценарий II”) оси эллипсов поляризации

нения топологического индекса, и требование топологического подобия: параллельные боковые и центральные линии, расположенные на общей прямой. Нами был предложен и экспериментально подтвержден еще один сценарий с противоположной ориентацией осей эллипсов (рис.2b). Очевидно, что приведенные сценарии являются единственно возможными, так как эллипс имеет только две оси симметрии.

Удобным объектом исследования естественной (“generic”) динамики оптических сингулярностей является изменяющееся спекл-поле фотоиндуцированного рассеяния лазерного пучка в фоторефрактивном кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. При прохождении пучка лазерного излучения через фоторефрактивную среду возникает рассеяние, обусловленное эффектом самодифракции при взаимодействии первичного пучка и света, рассеянного на микронеоднородностях кристалла. В нестационарном режиме рассеянный свет представляет собой постоянно изменяющуюся спекл-структуру. Данная система является хорошей моделью случайного изменения поля и, вследствие зависимости скорости процессов от интенсивности, позволяет прецизионно точно исследовать топологические реакции между особыми точками. Также ценным качеством являются очень низкие значения темнового тока, позволяющие снять ограничение на быстродействие поляриметров. Именно это позволило реализовать и детально исследовать сценарии топологических реакций поляризационных сингулярностей в спекл-полях. Динамика спеклов, подобная динамике поля фотоиндуцированного рассеяния, наблюдается также при прохождении света через турбулентную атмосферу или при лазерной диагностике смещения шероховатой поверхности.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.3. Излучение гелий-неонового лазера (He-Ne, 0.63 мкм) мощностью 15 мВт сужается до диаметра 0.5 мм при помощи телескопической системы (T) и направляется на кристалл $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (PRC) с главной кристаллографической осью c , параллельной по-

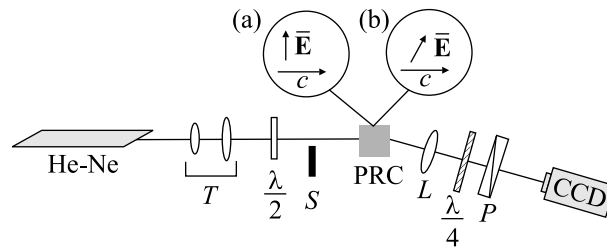


Рис.3. Схема экспериментальной установки

лированным входной и выходной граням. Направление поляризации входного пучка изменялось поворотом полуволновой пластинки ($\lambda/2$) с точностью до $2'$ в плоскости, перпендикулярной распространению пучка. Необходимое эллиптическое спекл-поле создается с помощью разработанного метода двухэтапной записи. Сначала вектор поляризации E ориентируется перпендикулярно оси c (рис.3a), и в среде распространяется только обыкновенная волна. Азимуты поляризации рассеянного излучения и падающего пучка совпадают, спекл-поле линейно поляризовано (такая схема является традиционной и используется во всех работах по динамической голографии [8]). После установления стационарного режима рассеяния (35 мин после начала облучения) вектор поляризации ориентируется под углом 59° к оси c (рис.3b). При этом в кристалле появляется и необыкновенная волна, а дифракционные эффективности для обеих волн уравниваются. В результате суммарное поле становится эллиптически поляризованным. Процесс рассеяния перестает быть стационарным, случайно изменяются как распределение интенсивности, так и его поляризационная структура. Сформировавшееся на выходе из кристалла спекл-поле коллимируется линзой L и исследуется стокс-анализатором (пластинка $\lambda/4$, изготовленная с точностью до $\lambda/100$, и поляризатор P). Стоксовы компоненты записываются CCD-камерой в виде матрицы значений интенсивности и передаются на компьютер. В эксперименте анализировался участок углового спектра спекл-поля $1.5 \cdot 10^{-4}$ ср, расположенный под углом 6° к падающему пучку.

Полный набор шести стоксовых параметров пучка измеряется при различных положениях поляризатора и пластинки $\lambda/4$. На время переюстировки элементов пучок перекрывался электромеханическим затвором S . В $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ очень низкие значения темновых токов (записанные голограммы сохраняются в течение месяцев) и поэтому можно считать, что за время переюстировки состояние фотоиндуцированных неоднородностей не изменяется. После чего затвор открывается на 100 мс и одновременно осуществляется

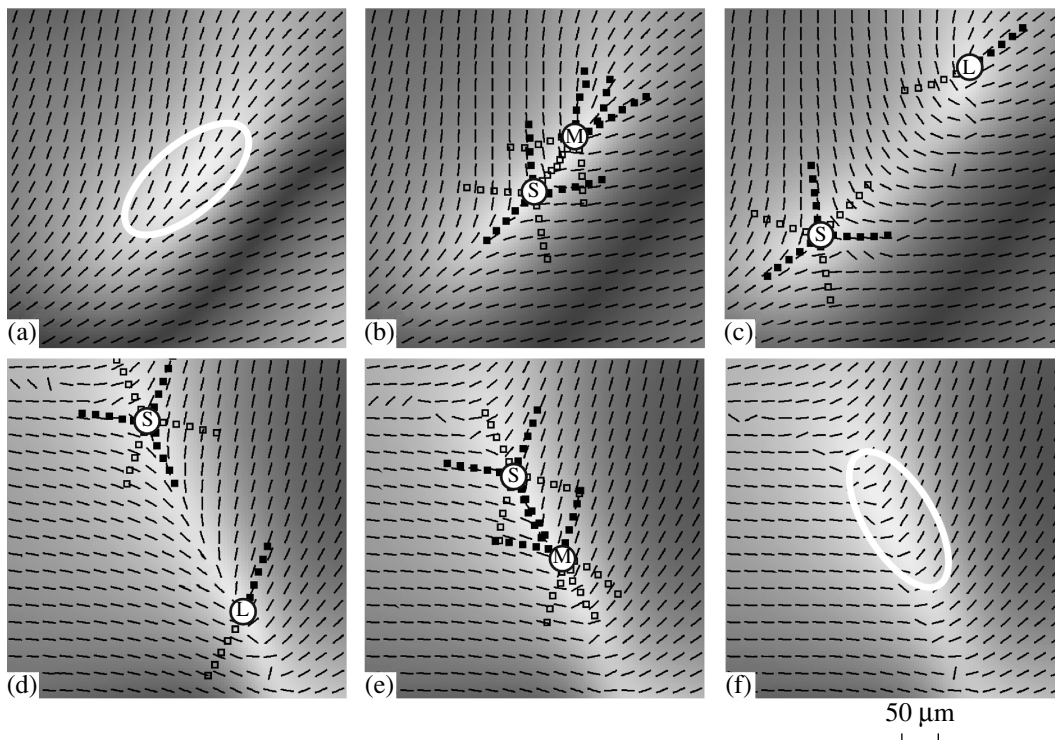


Рис.4. Распределение азимута поляризационных эллипсов (поле ориентаций) и их эллиптичности ϵ , показанной градиациями серого цвета от черного ($\epsilon = 0$ на L -линии) до белого ($\epsilon = 1$ в C -точках). Заполненными (пустыми) квадратами показаны точки формообразующей линии для большой (малой) оси соответственно. Рождение S – M пары C -точек по сценарию I: (a) – структура поля в локальном максимуме эллиптичности, выделенном белым контуром, (b) – структура того же участка поля после рождения S – M -пары, (b), (c) – M – L -переход при расхождении C -точек. Аннигиляция пары C -точек по сценарию II: (d), (e) – L – M -переход при сближении C -точек, (e) – структура перед аннигиляцией, (f) – остаточная структура после аннигиляции. Время облучения между кадрами 45 с

захват изображения с камеры. Контрольные измерения показали, что погрешность, внесенная за счет изменений спекл-поля в процессе отдельного цикла измерений не превышает 3%. Между измерениями кристалл освещался в течение 15 с.

Полученные данные обрабатывались при помощи специально разработанного компьютерного алгоритма. Он позволял вычислить распределение всех параметров эллипса поляризации в каждой точке поля (пикселе CCD-камеры), идентифицировать положение C -точек и определить при помощи конечно-разностной аппроксимации детерминантов D_I , D_C [9] морфологический тип C -точки. Формообразующие линии определялись как совокупность точек, в которых оси эллипсов ориентированы на заданную C -точку при вариации расстояния r от нее. Геометрический анализ показал, что для таких точек выполняются условия

$$\Psi[r \cos(\theta), r \sin(\theta)] + \theta = k \frac{\pi}{2}, \quad k = 1, 3, 5,$$

$$\Psi[r \cos(\theta), r \sin(\theta)] + \theta = k \frac{\pi}{2}, \quad k = 0, 2, 4$$

для большой и малой оси, соответственно. Здесь θ – полярный угол при обходе по окружности радиусом r с центром в искомой C -точке.

Рассмотрим характерные этапы топологической эволюции пары C -точек при рождении по I сценарию (рис.4а–с) и аннигиляции по II сценарию (рис.4d–f). В сочетании с измеренным ходом кривых эллиптичности ϵ вдоль линии, соединяющей C -точки (рис.5), они дают полную картину процесса. Рождению S – M -пары C -точек предшествует возникновение области с высокими значениями эллиптичности ϵ (рис.4а и рис.5, кривая 660 с). Одновременно происходит выстраивание азимутов эллипсов вдоль (поперек) гребня холма для сценария I (II). Рождение (аннигиляция) S – M -пары C -точек сопровождается, как видно, минимальной перестройкой распределения азимутов окружающих эллипсов (рис.4b,e), пара S – M имеет согласованные формообразующие линии. При удалении сингулярностей друг от друга их взаимное влияние ослабевает и M переходит в более устойчивую L -форму (рис.4с). Аннигиляция проходит по тем же этапам, только в обратном поряд-

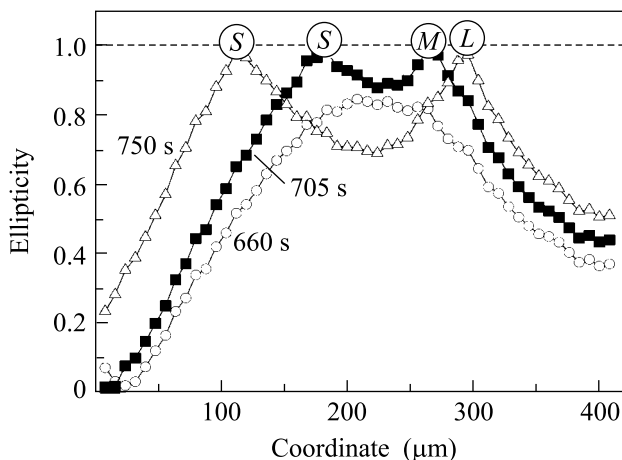


Рис.5. Типичный ход кривых эллиптичности вдоль линии, проходящей через рождающуюся пару C -точек: 660 s – локальный максимум эллиптичности перед рождением пары (аналогичная структура наблюдается после их аннигиляции), 705 s – непосредственно после рождения пары, 750 s – после $M-L$ -перехода при расхождении родившихся C -точек

ке. В полях с высокой плотностью C -точек наблюдались и более сложные сценарии без превращения в L -форму, которые будут рассмотрены в отдельной работе. Исследование нескольких сотен обитий рождения и аннигиляции показало, что статистические веса сценариев I и II равны соответственно 0.65 ± 0.03 и 0.35 ± 0.03 . Представляет интерес также рассмотрение событий рождения и аннигиляции с точки зрения топологических индексов поверхности эллиптичности. Локальный максимум эллиптичности до рождения пары C -точек имеет индекс $+1$, при рождении возникает одновременно две C -точки (эллиптичность равна 1, топологический индекс $+1$) и седловая точка с индексом -1 (рис.5, кривая 705 s). В результате выполняется закон сохранения исходного суммарного топологического заряда $+1$.

Таким образом, в работе экспериментально установлено, что рождение и аннигиляция пар C -точек в случайно изменяющемся спекл-поле происходят по одному из двух единственно возможных топологических сценариев. Переход от одного сценария к другому происходит при повороте эллипсов поляризации в окрестности аннигилирующих C -точек на $\pi/2$, то есть обмену местами их большой и малой осей. Как показывает сравнение с работами [6, 7], статистические веса этих сценариев зависят от свойств системы и могут служить новой характеристикой процессов, происходящих в исследуемой динамической среде. Обнаружено, что перед рождением C -точек наблюдается локальное увеличение эллиптичности поляризованных эллипсов, значительно превышающее

среднее значение для более удаленных эллипсов. Аналогичная “остаточная структура” наблюдается после их аннигиляции. Это может быть использовано при передаче данных, кодированных распределением C -точек в лазерном пучке. Даже при сильных возмущениях поля, инициирующих аннигиляцию C -точек, возможно, с некоторой долей вероятности, восстановление первоначальной конфигурации поля.

Совокупность полученных результатов показывает, что измеренные процессы рождения/аннигиляции пары C -точек полностью соответствуют требованиям локального топологического перехода, когда при критическом (пороговом) значении управляющего параметра скачком изменяется топология системы [10, 11]. В изменяющихся векторных спекл-полях управляющим параметром являются характеристики динамической среды и падающего лазерного излучения, которые их реализуют. При его пороговом значении скачком возникает $S-M$ -пара C -точек с топологическими индексами $\pm 1/2$. Значение достигается случайным образом в разных местах и в различные моменты времени.

Авторы выражают благодарность проф. С.Г. Одулову и А.Н. Шумелюку за предоставленные образцы фоторефрактивных кристаллов и плодотворные научные дискуссии. Работа выполнена в рамках договора о сотрудничестве между Лос-Аламосской национальной лабораторией (США) и Институтом физики НАН Украины LANL MOU-0019.

1. J. F. Nye and M. V. Berry, Proc. R. Soc. Lond. A **336**, 165 (1974).
2. J. F. Nye, *Natural Focusing and Fine Structure of Light*, IOP Publ., Bristol, 1999.
3. В. Г. Денисенко, Р. И. Егоров, М. С. Соскин, Письма в ЖЭТФ **80**, 21 (2004).
4. Р. И. Егоров, В. Г. Денисенко, М. С. Соскин, Письма в ЖЭТФ **81**, 464 (2005).
5. M. S. Soskin and V. I. Vasil'ev, Proc. SPIE **6729**, 67290B (2007).
6. M. S. Soskin, V. G. Denisenko, and R. I. Egorov, Proc. SPIE **6254**, 625404 (2006).
7. R. W. Schoonover and T. D. Visser, Optics Express **14**, 5733 (2006).
8. A. Khiznyak, S. Odoulov, and M. Soskin, *Optical Coherent Oscillators with Degenerate Four-Wave Mixing*, Harwood Ac. Publ., Chur, London, 1991.
9. M. R. Dennis, Opt. Commun. **213**, 201 (2002).
10. *Encyclopedic Dictionary of Condensed Matter Physics*, by Charles P. Pool, Academic Press, 2004.
11. Р. Гилмор, *Прикладная теория катастроф*, М.: “Мир”, 1984.