

Оптические диаволы в сингулярных лазерных пучках*

В.И.Васильев, В.Г.Денисенко, Р.И.Егоров, В.В.Слюсар, М.С.Соскин

С помощью разработанной методики цифровой стокс-поляриметрии экспериментально изучены поляризационные сингулярности и оптические диаволы в лазерных пучках. Выявлены три возможные морфологические формы сингулярных точек с круговой поляризацией (С-точек), а также их статистика в спекл-поле фотоиндуцированного рассеяния. Реализованы сингулярные поля с управляемыми параметрами, с помощью которых исследованы процессы топологических превращений, рождения и аннигиляции сингулярностей и оптических диаволов. Измерены оба возможных типа распределений в поперечном сечении пучка большой и малой полуосей эллипсов поляризации вокруг С-точек (оптических диаволов). Показано, что в согласии с теорией аннигиляции пар эллиптических диаволов предшествует их трансформация в гиперболические диаволы.

Ключевые слова: оптические поляризационные сингулярности, С-точки, оптические диаволы, стокс-поляриметрия, топологические реакции.

1. Введение

Как известно, оптические сингулярности содержатся во всех поперечных модах лазерного излучения [1, 2]. В сложных лазерных пучках с линейной поляризацией сингулярностям соответствуют точки на волновом фронте пучка, в которых интенсивность строго равна нулю, а фаза волны становится неопределенной. Волновой фронт в таких точках терпит разрыв, а в их окрестностях приобретает геликоидальную форму с образованием на нем оптического вихря [1, 2]. Сингулярные точки могут существовать и в пучках с неоднородной эллиптической поляризацией [1, 3–5]. Так, в точках с круговой поляризацией (С-точки) [1] большая и малая оси эллипса поляризации одинаковы, а азимут поляризации (угол между большой осью этого эллипса и осью координат) становится неопределенным (сингулярным). Вокруг каждой такой точки в распределении азимута поляризации по поперечному сечению пучка образуется геликоидальная структура [1, 3], но изменение азимута поляризации при обходе точки не является равномерным в отличие от изменения фазы скалярных полей.

Исследование роли поляризационных сингулярностей в формировании общей структуры поля [3, 6] показало, что множество сингулярных точек совместно с седлами образует единую топологическую сетку (топологический скелетон) поля, которая качественно определяет поляризацию света во всех точках волнового фронта. Из-

менение хотя бы одного из элементов топологической сетки приводит к перестройке поляризационной структуры всего окружающего поля [3]. Ранее нами был предложен способ управления анизотропными возмущениями, с помощью которого экспериментально исследована реакция топологического скелетона пучка на возмущения поляризации, включая рождение или аннигиляцию С-точек [7]. Установлено, что при любых возмущениях скелетон сохраняет свою целостность.

Новые топологические структуры были обнаружены недавно при теоретическом анализе и экспериментальных измерениях поперечного распределения длин осей эллипсов поляризации в сингулярных пучках [8, 9]. Было показано, что поперечные распределения большой и малой полуосей эллипсов поляризации в окрестности С-точки образуют сходящиеся друг к другу по мере приближения к сингулярности поверхности. В самой С-точке происходит точечное касание этих поверхностей. В результате формируется так называемый оптический диавол в форме двух конусов с общей вершиной и единой осью, наклоненной к оси распространения лазерного пучка. Аналогичные структуры образуются в окрестности «омбилических точек» в случайных оптических полях [10] («омбилическая точка» – это точка, в которой вырождаются собственные значения матрицы кривизны поверхности поперечного распределения интенсивности).

В настоящей работе впервые проведено комплексное экспериментальное исследование поляризационных сингулярностей и возникающих на них оптических диаволов. Изучены процессы рождения и аннигиляции пар С-точек и сопутствующих им оптических диаволов. Подтверждены установленные в [9] закономерности процессов рождения и аннигиляции оптических диаволов на примере сингулярных лазерных пучков, параметры которых изменяются либо «в ручном режиме», либо в реальном времени при развитии процессов фотоиндуцированного рассеяния лазерного излучения в кристалле ниобата лития. Проведенные исследования не только расширяют

*Должена на Международной конференции «Оптика лазеров-2006» (С.-Петербург, Россия, июнь 2006 г.)

В.И.Васильев, В.Г.Денисенко, Р.И.Егоров, В.В.Слюсар, М.С.Соскин.
Институт физики НАНУ, Украина, 03028 Киев, просп. Науки, 46;
e-mail: marats@vortex.kiev.ua

Поступила в редакцию 26 февраля 2007 г., после доработки – 14 ноября 2007 г.

наши представления о лазерных пучках, но и имеют важное прикладное значение, т. к. поляризационные сингулярности возникают, например, в лазерных пучках с гладкими волновыми фронтами при их распространении в турбулентной атмосфере. Кроме того, поляризационные сингулярности и оптические диаболы могут использоваться как новые чувствительные датчики оптических несовершенств сред и элементов, с которыми взаимодействуют лазерные пучки.

2. Методика комплексного измерения свойств сингулярных эллиптически поляризованных лазерных пучков

Для экспериментального исследования процессов аннигиляции или рождения пар С-точек необходимы сингулярные лазерные пучки, структурные параметры которых изменяются во времени принудительным или естественным образом. Для их синтеза использовалось соосное сложение в интерферометре Маха – Цендера [11] двух когерентных, ортогонально поляризованных волн (рис.1) с линейной либо циркулярной поляризацией.

Линейно поляризованный пучок He–Ne-лазера вводится в интерферометр Маха-Цендера, образованный расщепителями пучка 1, 6 и отражающими зеркалами 2, 9. Сигнальная и опорная волны формируются в верхнем и нижнем плечах интерферометра соответственно. Пластина $\lambda/2$ (7) служит для поворота вектора поляризации опорной волны на 90° , что обеспечивает ортогональность поляризаций опорной и сигнальной волн. Телескопическая система 8 служит для формирования пространственной моды опорной волны. Поляризаторы 5, 10 обеспечивают высокую степень поляризации интерферирующих пучков. Поляризация результирующего пучка исследуется с помощью стокс-анализатора 12 [11, 12]. Полная информация о поляризации пучка в каждой точке его поперечного сечения определяется в результате измерения распределения интенсивности в четырех линейно и двух циркулярно поляризованных компонентах поля [11], которые регистрируются ПЗС-камерой. Затем с помощью специального пакета программ компьютерной обработки информации рассчитываются параметры поляризации в каждой точке анализируемого участка поля [13].

Параметры оптических диаболов в каждой точке волнового фронта исследуемого поля определяются длинами большой (a) и малой (b) полуосей эллипса поляризации и не связаны напрямую с фазовыми характеристиками этого поля. Полуоси эллипса рассчитываются из измеренных ненормированных параметров Стокса S_i согласно соотношениям [8]

$$a = \sqrt{S_0 + \sqrt{S_1^2 + S_2^2}}, \quad (1)$$

$$b = \sqrt{S_0 - \sqrt{S_1^2 + S_2^2}},$$

В качестве сигнальной волны для формирования поля с управляемыми параметрами поляризации использовался диполь оптических вихрей (ДОВ) с зарядами $+1$ и -1 , генерируемый компьютерно-синтезированной голограммой 3 [14, 15]. Оси четвертьволновой пластинки 11 были исходно ориентированы под углом 45° (135°) к вектору напряженности электрического поля E в соответствующих плечах интерферометра. В результате интерферирующие волны приобретали ортогональную круговую поляризацию. При повороте пластинки 11 на некоторый угол относительно ее исходного положения вокруг оптической оси оба пучка, формирующие исследуемое поле, перестают быть поляризованными по кругу и поляризационная структура выходного пучка меняется. Известно [11], что сумма двух волн с ортогональной круговой поляризацией и равными интенсивностями представляет собой линейно поляризованную волну (или эллиптически поляризованную волну в случае разных интенсивностей исходных волн). Вследствие сложной фазовой структуры оптического диполя, результирующий пучок приобретает в поперечном сечении неоднородную эллиптическую поляризацию. Сингулярные С-точки исходно образуются в местах локализации оптических вихрей, где интенсивность одной из циркулярно поляризованных компонент равна нулю. Поворачивая пластинку 11, можно было детально изучать процессы зарождения/аннигиляции сингулярностей и оптических диаболов, а также сопутствующие топологические превращения.

Принципиальный интерес представляет исследование процессов рождения и эволюции сингулярных точек и оп-

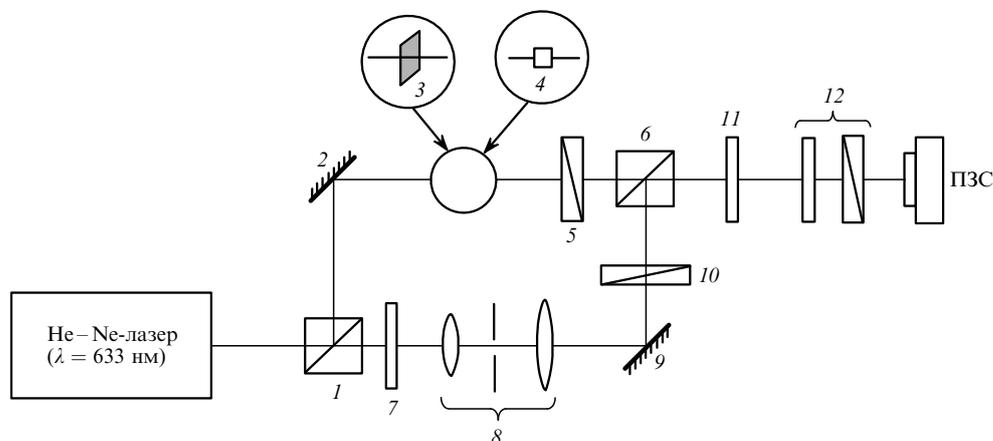


Рис.1. Схема установки для формирования С-точек и оптических диаболов и исследования их эволюции с помощью комбинированного пучка: 1, 6 – расщепители пучка; 2, 9 – отражающие зеркала; 3 – компьютерная голограмма; 4 – фоторефрактивный кристалл ниобата лития; 5, 10 – поляризаторы; 7 – пластина $\lambda/2$; 8 – телескоп с увеличением $12.5\times$ и точечной диафрагмой диаметром 20 мкм в фокальной плоскости; 11 – пластина $\lambda/4$; 12 – блок из пластинки $\lambda/4$ и анализатора для измерения параметров Стокса.

тических диаболов в ситуации, когда параметры сигнального пучка изменяются во времени в результате его взаимодействия с фоторефрактивной средой. Для реализации таких сингулярных полей в верхнее плечо интерферометра вместо голограммы помещался фоторефрактивный кристалл LiNbO_3 . Поле, возникающее при фотоиндуцированном рассеянии лазерного пучка, имеет вид случайного спекл-поля с большой амплитудной и фазовой модуляцией [16]. Вследствие сильного неравенства компонент электрооптического тензора использовавшегося кристалла рассеянное излучение оказывается линейно поляризованным. При сложении ортогонально поляризованных спекл-поля и плоской опорной волны образуется поле со сложной структурой, содержащей поляризационные сингулярности, которые возникают, если амплитуды опорной волны и спекл-поля равны, а разность фаз между ними составляет $\pi/2$. В нашем случае поляризационные сингулярности распределены случайным образом. Вследствие взаимодействия сигнального пучка с фоторефрактивной средой его амплитудная и фазовая структура со временем изменяются. Поэтому изменяется и поляризационная структура результирующего пучка, возникают или аннигилируют пары С-точек.

Перейдем к анализу результатов, полученных с помощью описанных методов.

3. Морфологические формы поляризационных сингулярностей и оптических диаболов в лазерных пучках

Сингулярная точка волнового фронта поля с круговой поляризацией соответствует полюсу сферы Пуанкаре и расположена на пересечении линий нулевого значения

параметров Стокса S_1 и S_2 [13]. Во всех остальных точках поля эти параметры не обращаются в нуль одновременно. При этом азимут поляризации в С-точке является неопределенным, т. е. в его распределении по сечению пучка возникает разрыв. В теоретических работах [1, 6] было показано, что возможны только три морфологические формы распределения по сечению пучка азимута поляризации в окрестностях С-точек: Star, Lemon и Monstar (рис.2). При обходе вокруг С-точки против часовой стрелки азимут поляризации α возрастает (уменьшается) на π с ростом полярного угла θ . В результате топологический индекс сингулярности, равный изменению α в долях 2π при полном обходе С-точки, составляет $1/2$ (Lemon или Monstar) или $-1/2$ (Star) соответственно [1]. Существует несколько методов экспериментального распознавания типов окружения С-точек. Первый из них основан на анализе знаков детерминантов, предложенных Деннисом [5], второй – на определении количества и положения точек, в которых азимут поляризации удовлетворяет соотношению $\theta - \alpha = n\pi$, при обходе С-точки вдоль замкнутого контура [12]. Совокупность таких точек как функция расстояния от С-точки образует прямые линии, вдоль которых ориентированы большие оси эллипсов, с центрами, расположенными на этих прямых. С увеличением расстояния от сингулярности эти прямые искривляются под влиянием близких неоднородностей поляризации в едином скелетоне поля.

На рис.2 приведены примеры трех возможных типов упорядочения поляризационных эллипсов вокруг С-точек и двух возможных форм оптических диаболов, измеренных нами.

Значительный интерес представляет измерение статистических весов указанных трех морфологических форм

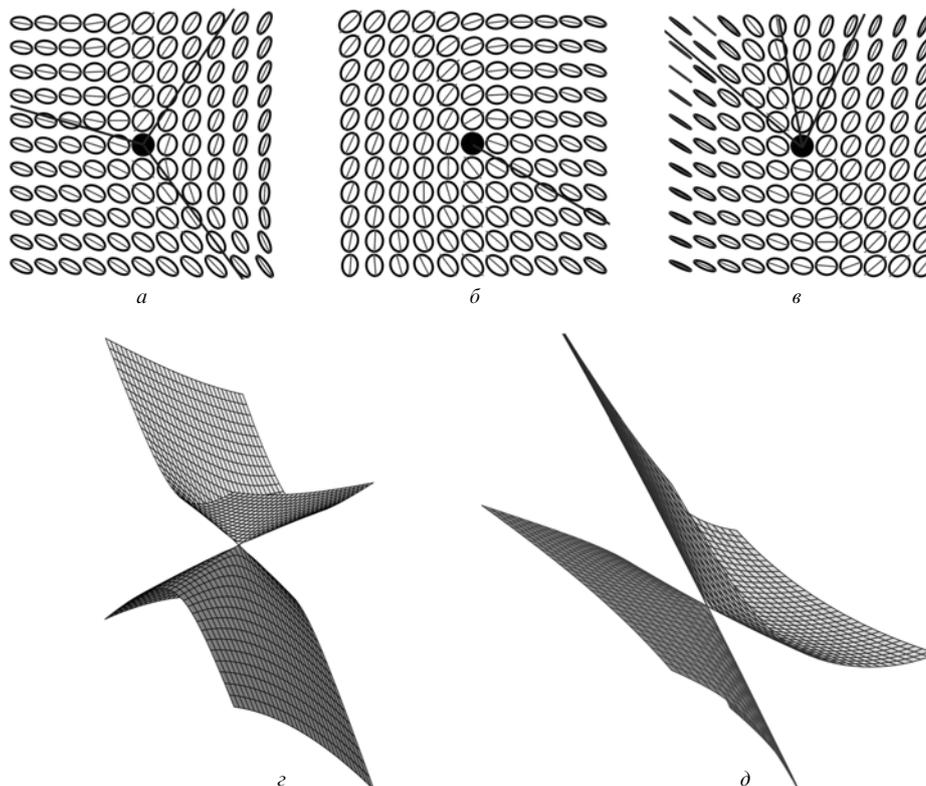


Рис.2. Возможные типы распределения по поперечному сечению пучка азимута поляризации в окрестностях С-точек: Star (а), Lemon (б) и Monstar (в), а также возможные формы оптических диаболов: эллиптическая (г) и гиперболическая (д). Черные кружки – С-точки, черные линии – прямые, вдоль которых $\theta - \alpha = n\pi$, где $n = -1, 0, 1, 2$.

для случайных полей с большим числом S -точек. Это позволяет независимо судить о статистике таких полей. Согласно теории [1] частоты S , L , M возникновения S -точек соответствующего типа для сингулярностей формы волнового фронта с гауссовой статистикой связаны между собой соотношениями $S/(L+M) = 1$, $M/(S+L) = 0.053$. Вообще говоря, статистика трех морфологических форм S -точек в нашем случае должна отличаться от приведенных значений в силу новых свойств, которыми обладают поляризионные сингулярности. Тем больший интерес представляют результаты прямых измерений статистики S -точек трех типов на достаточно большом массиве данных. Они были проведены для 1056 S -точек в эллиптической поляризованном поле, полученном при интерференции фотоиндуцированного спекл-поля с ортогонально поляризованной плоской опорной волной. Оказалось, что $S:L:M = 0.5:0.4:0.1$ со средней погрешностью 2.3 %, которая определяется тем, что у некоторых пар S -точек одна S -точка оказывается за пределами границы тестируемого участка поля. Малая вероятность реализации структур типа Monstar в сингулярных полях определяется тем, что этот тип является переходной формой окружения S -точки, возникающей непосредственно в момент зарождения (аннигиляции) пары S -точек [1, 17, 18]. В то же время общая измеренная частота M (0.1) оказалась вдвое выше приведенного ранее значения 0.053 для сингулярностей волнового фронта.

Две измеренные формы оптических диаболов (эллиптическая и гиперболическая) (рис.2,з,д) математически соответствуют двум возможным формам конических сечений диаболов плоскостями поперечного сечения пучка. У эллиптического диаболоа эти сечения являются эллипсами, а конусы расположены по разные стороны от плоскости поперечного сечения пучка, проходящей через общую вершину конусов (рис.2,з). У гиперболического диаболоа конусы находятся одновременно по обе стороны плоскости этого сечения (рис.2,д).

4. Эволюция пар сингулярных S -точек и оптических диаболов при изменении параметров сингулярного поля

Процессы эволюции, в особенности рождения и аннигиляции S -точек и оптических диаболов, являются сложными, а зачастую и многоступенчатыми [9]. В настоящей работе впервые проведены прямые измерения этой эволюции как с помощью сингулярных полей с управляемыми параметрами, так и в реальном времени с использованием динамически изменяющегося спекл-поля фотоиндуцированного рассеяния.

Начнем с первого случая. На рис.3 отображен процесс аннигиляции системы S -точек и инициированных ими оптических диаболов при изменении параметров поля. Верхняя пара S -точек расположена в центрах ДОВ, а нижняя пара соответствует сателлитам, возникшим на его периферии. Видно, что в ходе эволюции сингулярностей происходит преобразование двух эллиптических диаболов в гиперболические (левая пара на рис.3,в).

При дальнейшем сближении S -точек происходит преобразование сингулярной точки типа Lemon в точку типа Monstar (рис.3,д), которое непосредственно предшествует аннигиляции пары сингулярностей [1, 17, 18] и обусловлено непрерывностью пространственного распределения азимута поляризации в окрестности S -точки.

Теория показывает [1, 18], что прямая аннигиляция эллиптического и гиперболического диаболов невозможна. Трансформация эллиптических диаболов в гиперболические происходит согласно правилам топологических реакций, приведенным в [9]. На рис.4 представлены контурные карты распределений малой полуоси поляриционных эллипсов в поперечном сечении пучка. Окрестности пары эллиптических диаболов показаны на рис.4,а. Эта пара трансформируется в пару гиперболических диаболов (рис.4,б) с участием близлежащих экстремумов и седловых точек.

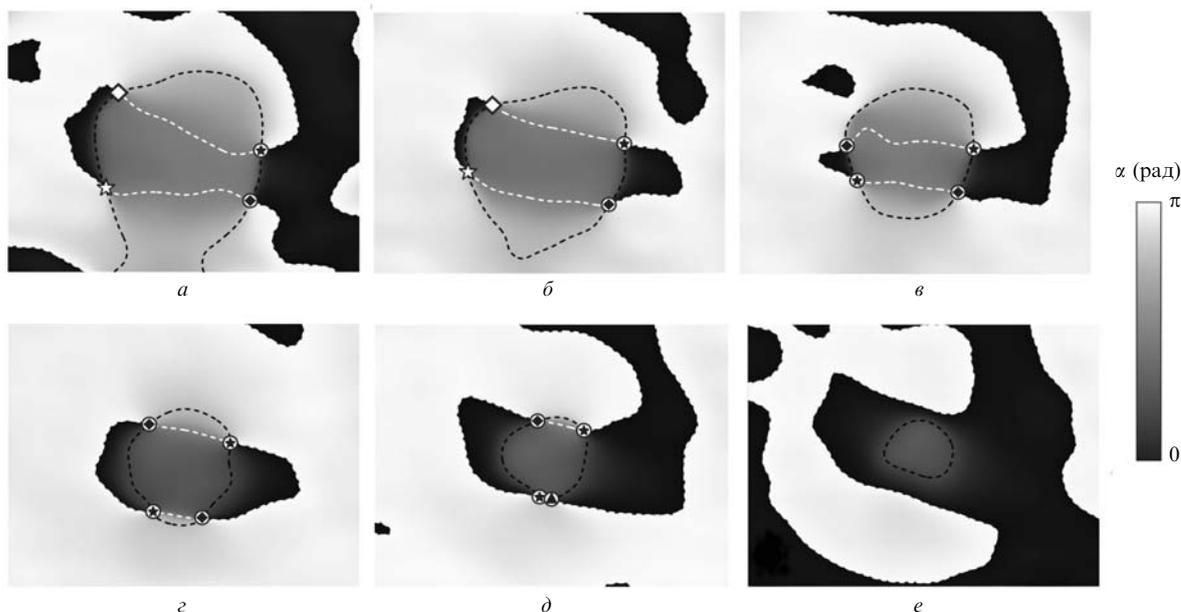


Рис.3. Фрагменты распределения азимута поляризации в поперечном сечении комбинированного светового пучка с двумя парами S -точек при последовательных поворотах ($b-e$) четвертьволновой пластинки на 4° относительно ее исходного положения (a). Черные и белые штриховые кривые – линии нулевых значений параметров Стокса S_1 и S_2 соответственно. Звездочки, треугольники и ромбы – S -точки типа Star, Monstar и Lemon соответственно, на которых образуются эллиптические диаболоы. S -точки, обведенные в кружок, отвечают сингулярностям, на которых образуются гиперболические диаболоы.

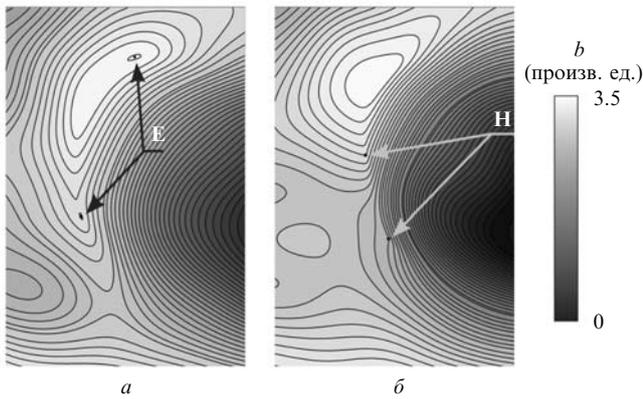


Рис.4. Распределения малой полуоси b эллипса поляризации при изменении поляризации пучка последовательным поворотом четвертьволновой пластинки на 4° . Стрелками указаны эллиптические (E, a) и гиперболические (H, b) диаболы. Кривые – линии постоянного значения b .

Приведенные экспериментальные результаты согласуются с выводом теории о превращении точек типа Lemon в точки типа Monstar перед аннигиляцией пары C-точек. Подтверждено и предположение [1, 9] о возможности аннигиляции пар C-точек только с одинаковыми типами диаболов.

5. Эволюция пар C-точек и оптических диаболов при изменении параметров сингулярного поля рассеянного в фоторефрактивном кристалле излучения

Присутствие сингулярностей в пучке обуславливает наличие дополнительных правил трансформации поляризационной структуры поля, обусловленных топологическими особенностями сингулярностей. Они были изучены с помощью развивающихся во времени спекл-полей.

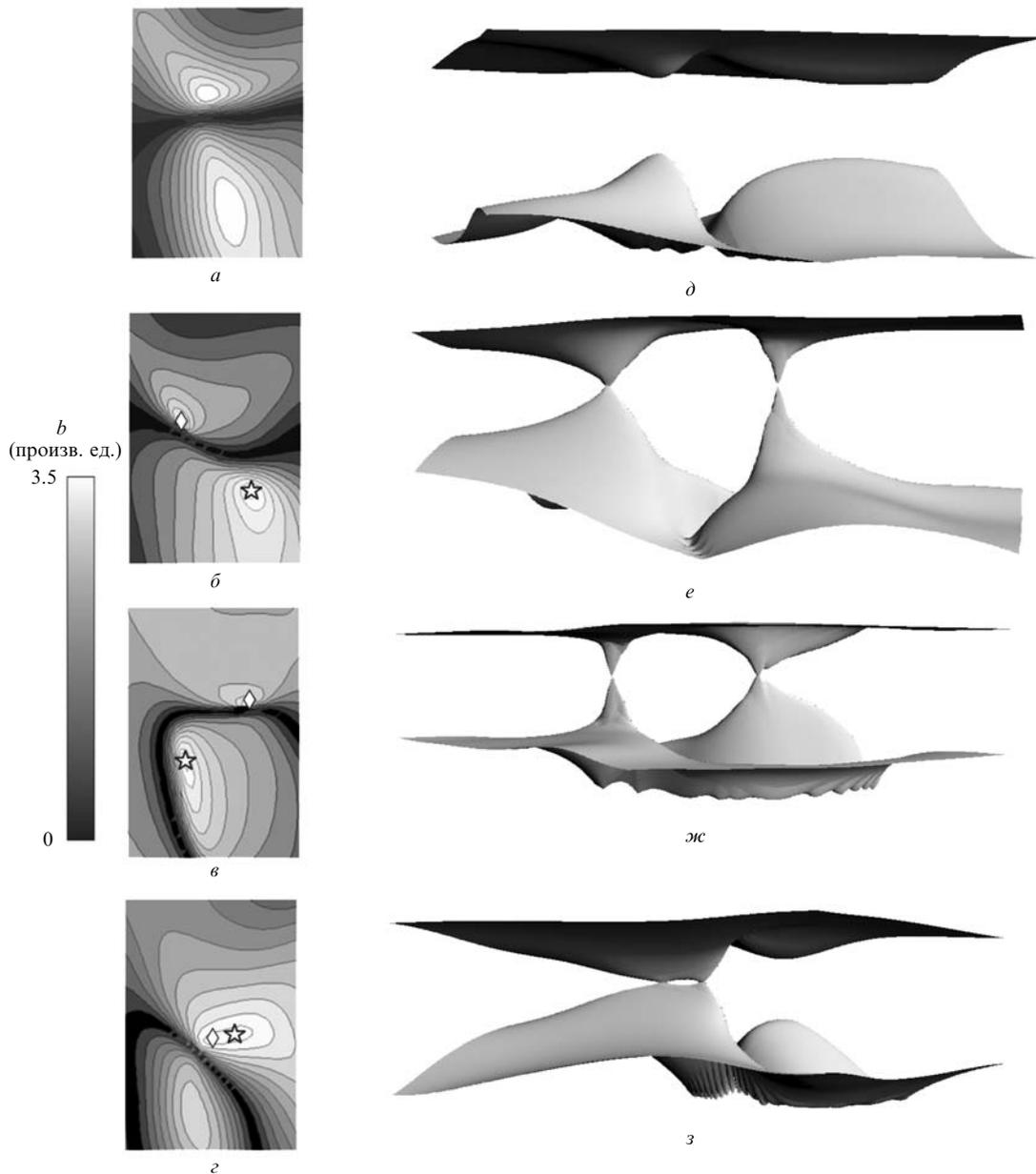


Рис.5. Фрагменты контурной карты распределений малой полуоси эллипса поляризации в поперечном сечении комбинированного светового пучка ($a - z$) и распределения большой и малой полуосей эллипсов поляризации для тех же участков поля в объемном представлении ($d - z$). Звездочки и ромбы – C-точки типа Star и Lemon соответственно, на которых образуются эллиптические диаболы.

Рассмотрим рождение пары С-точек и инициированных ими оптических диаболов при изменении параметров случайного поля. На рис.5 представлена типичная последовательность этапов реализации такого процесса. Слева приведены контурные карты распределений малой полуоси эллипса поляризации в поперечном сечении пучка с показанными на них положением С-точек и их типом. Справа представлены распределения большой и малой полуосей эллипса поляризации.

Приведенные картины наглядно показывают сложный характер процессов рождения и аннигиляции оптических диаболов, которые сопровождаются перестройкой экстремумов поперечных распределений полуосей эллипса поляризации.

Момент рождения С-точек – мгновенное событие и его экспериментальное исследование является сложной задачей, поэтому о нем приходится судить по структуре поля до и после рождения. Нами анализировались фрагменты поля с достаточно изолированными С-точками, во избежание идентификации перемещения сингулярных точек как рождения новых.

Рождению оптических диаболов предшествует появление локального максимума на поверхности поперечного распределения малой полуоси и минимума на поверхности поперечного распределения большой полуоси (рис.5,а, д). На следующем снимке (рис.5,б, е) представлена та же пространственная область поперечного сечения пучка через 1.5 мин. Видны два родившихся оптических диаболов, находящиеся на расстоянии 150 мкм. Еще через 1.5 мин пара оптических диаболов повернулась на 45° (рис.5,в, ж) относительно общей оси. На последнем снимке (рис.5,з, з) наблюдается формирование структуры, необходимой для аннигиляции диаболов, в которой одна пара оптических диаболов оказывается на одном экстремуме распределения. Видно, что топологические превращения оптических диаболов согласуются с предсказаниями теории [9].

6. Заключение

В настоящей работе с помощью цифровой стокс-поляриметрии впервые проведены комплексные измерения

возможных видов поляризационных сингулярностей и оптических диаболов в сложных лазерных пучках. Исследована статистика морфологических типов поляризационных сингулярностей в случайных спекл-полях. Измерена пространственная структура оптических диаболов при их рождении и трансформации вплоть до момента, предшествующего их аннигиляции. Высокая чувствительность структуры и положения оптических диаболов к изменениям объектов, преобразующих оптическое поле, открывает возможность их использования для разработки принципиально новых методов прецизионной диагностики оптических несовершенств сред и элементов, изучения процессов распространения лазерных пучков в турбулентной атмосфере, кодирования и помехоустойчивой передачи информации с помощью лазерных пучков.

1. Nye J.F. *Natural Focusing and Fine Structure of Light* (Bristol: Institute of Physics, 1999).
2. Soskin M.S., Vasnetsov M.V. *Progr. Opt.*, **42** (4), 219 (2001).
3. Freund I., Soskin M.S., Mokhun A.I. *Opt. Commun.*, **208**, 223 (2002).
4. Berry M.V., Dennis M.R. *Proc. Roy. Soc. London. Ser. A*, **457**, 141 (2001).
5. Dennis M.R. *Opt. Commun.*, **213**, 201 (2002).
6. Soskin M.S., Denisenko V.G., Egorov R.I. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **6**, S281 (2004).
7. Денисенко В.Г., Егоров Р.И., Соскин М.С. *Письма в ЖЭТФ*, **80**, 17 (2004).
8. Egorov R.I., Soskin M.S., Freund I. *Opt. Lett.*, **31**, 2048 (2006).
9. Freund I., Soskin M.S., Egorov R.I., Denisenko V. *Opt. Lett.*, **31**, 2381 (2006).
10. Egorov R.I., Soskin M.S., Freund I. *Opt. Lett.*, **32**, 891 (2007).
11. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1979).
12. Егоров Р.И., Денисенко В.Г., Соскин М.С. *Письма в ЖЭТФ*, **81**, 464 (2005).
13. Soskin M.S., Denisenko V., Freund I. *Opt. Lett.*, **28**, 1475 (2003).
14. Баженов В.Ю., Васнецов М.В., Соскин М.С. *Письма в ЖЭТФ*, **52**, 1037 (1990).
15. Denisenko V.G., Slyusar V.V., Soskin M.S. *Asian J. Phys.*, **14**, 1 (2005).
16. Sturman B.I., Odoulov S.G., Goulikov M.Yu. *Phys. Rep.*, **275**, 197 (1996).
17. Schoonover R.W., Visser T.D. *Opt. Expr.*, **14**, 5733 (2006).
18. Thorndike A.S., Cooley C.R., Nye J.F. *J. Phys. A*, **11**, 1455 (1978).