

ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА, ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ

Перестройка устойчивых состояний спиральных вихревых пучков

А.В. Волярь¹, Е.Г. Абрамочкин², Я.Е. Акимова¹, М.В. Брецько¹

¹ Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского, Физико-технический институт, 295007, Россия, Республика Крым, Симферополь, проспект академика Вернадского, д. 4;

² Самарский филиал Физического института имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, 443011, Россия, Самара, ул. Ново-Садовая, д. 221

Аннотация

Используя асимптотический подход и эксперимент, подкрепленный компьютерным моделированием, мы проанализировали процессы восстановления структурной устойчивости и переходы в новые устойчивые состояния спиральных вихревых пучков, подверженных возмущениям фигурными апертурами. На примере тетрагонального пучка мы рассмотрели три сценария возмущения: 1) асимметричное возмущение, когда непрозрачный экран перекрывает каустику только с одной стороны квадрата, 2) симметричное возмущение, когда фигурная апертура перекрывает весь пучок за исключением узкой области каустики и 3) симметричное возмущение, когда фигурная апертура экранирует только узкую область каустики, не затрагивая остальной пучок. В то же время асимптотический расчет проводился для всех типов многоугольных пучков. Было показано, что если фигурная апертура не разрушает область каустики спирального пучка, то он способен восстановить свою прежнюю форму в дальней зоне дифракции. Если же возмущение даже локально разрушает часть каустики, то возмущенный пучок переходит в новое устойчивое состояние через цепочки рождения и уничтожения оптических вихрей (дислокационные реакции).

Ключевые слова: структурная устойчивость, спиральный пучок, спектр вихрей.

Цитирование: Волярь, А.В. Перестройка устойчивых состояний спиральных вихревых пучков / А.В. Волярь, Е.Г. Абрамочкин, Я.Е. Акимова, М.В. Брецько // Компьютерная оптика. – 2022. – Т. 46, № 1. – С. 5-15. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1032.

Citation: Volyar AV, Abramochkin EG, Akimova YE, Bretsko MV. Reconstruction of stable states of spiral vortex beams. Computer Optics 2022; 46(1): 5-15. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1032.

Введение

Удивительная способность параксиальных вихревых пучков восстанавливать свое прежнее состояние волнового фронта после преодоления препятствий была впервые замечена еще в 70-е годы прошлого столетия при формировании бесселевых пучков на аксионах [1] и узких кольцевых апертурах [2]. В последние два десятилетия развитие компьютерных технологий резко стимулировало интерес физиков из различных областей естествознания, фотоники и информатики к этому необычному явлению [3]. Процесс самовосстановления пучков нередко встречается в статьях по манипулированию микрочастицами [4] и микроскопии биологических объектов [5], квантовым ключам и квантовому перепутыванию [6, 7] и даже по технической обработке материалов [8] и является общим для всего класса так называемых пространственно-инвариантных пучков, распространяющихся без дифракции [9]. Более того, существует мнение, что пучки Бесселя устойчивы к случайным возмущениям [10, 11]. Однако, как показано в статье Форбса и соавторов [12], к этому утверждению следует относиться осторожно, учитывая степень покрытия максимума интенсивности пучка Бесселя случайными неоднородностями.

Отвлекаясь от тонкой структуры дифракции пучка на непрозрачном препятствии, физический механизм самовосстановления бесселева пучка сводится к угловому спектру волновых векторов, наклоны которых к оси после рассеяния на препятствии не должны превышать критические углы волновых векторов самого пучка Бесселя [13, 14]. Иными словами, пучок Бесселя вблизи оптической оси в каждой поперечной плоскости формируется светом, приходящим от окружностей разных радиусов в начальной плоскости. Поэтому амплитудное препятствие вблизи оси на какой-то поперечной плоскости не будет загромождать свет, который формирует пучок Бесселя на следующей поперечной плоскости. Однако такой идеализированный случай уже нельзя распространить на более сложные частично когерентные пучки Шелла [15] или каустические пучки [16]. Здесь уже нельзя обойтись без компьютерного моделирования и асимптотических оценок. Стоит отметить, что даже в таком сложном случае авторам работы [17] все же удалось теоретически обнаружить дуализм каустических пучков типа «складка» и «сборка», используя методы геометрической оптики [18] и теории катастроф [19].

Среди многообразия структурированных световых пучков [20–22] особое место занимают спиральные вихревые (СВ) пучки [23–25], содержащие бесконечное число мод Лагерра–Гаусса (ЛГ). В отличие от каустических пучков, в которых геометрическая каустика отделяет узор дифракционной картины из пар оптических вихрей с противоположными топологическими зарядами (ТЗ) от краевых дислокаций [26, 27], СВ-пучки формируют типичные картины в виде многоугольников, спиралей, букв и даже слов. Сложная картина циркуляции оптических токов вытесняет свет в область заранее заданных кривых [28]. Амплитуды и фазы ЛГ-мод в СВ-пучках жестко связаны между собой, и, следовательно, проблема их устойчивости к внешним возмущениям является ключевой для их применения в различных технических разработках. Кроме того, большой практический интерес представляет перестройка СВ-пучка внешними возмущениями таким образом, что после окончания действия возмущения пучок переходит в заранее заданное устойчивое состояние. Недавно было показано [29], что секторное возмущение, разрушающее каустику треугольного СВ-пучка, может переводить его в новые устойчивые состояния с различными углами сектора.

Поэтому целью данной статьи стало исследование действия различных фигурных апертур на СВ-пучки. В частности, будет рассмотрено влияние апертуры в виде узкой рамки, способной либо выделить только яркую область каустики, экранируя остальную часть СВ-пучка, либо вовсе удалить каустику, не затрагивая остальной пучок. В процессе исследований воспользуемся методами компьютерного моделирования совместно с экспериментом, а результаты подкрепим асимптотическим исследованием структуры каустики возмущенного СВ-пучка в дальней зоне дифракции.

1. Разрушение ЛГ-мод в составе возмущенных СВ-пучков

1.1. Основные свойства СВ-пучков

Структурно устойчивые решения параболического волнового уравнения $\Psi = \exp(-r^2) F(x + i\sigma y)$ предполагают, что аналитическая функция $F(x + i\sigma y)$ должна быть целой, а оптические вихри в ее составе должны иметь ТЗ одного и того же знака, либо $\sigma = +1$, либо $\sigma = -1$ [23]. Мы будем рассматривать только СВ-пучки с многоугольной формой, где кривая (образующая) задана в комплексной параметрической форме $\zeta = \zeta(t)$, $t \in [0, 2\pi]$, а их комплексная амплитуда задается в интегральной форме

$$\Psi(\mathbf{r}|\zeta(t), t \in [0, 2\pi]) = e^{-r^2} \int_0^{2\pi} |\zeta'(t)| \times \exp\left\{2\zeta^*(t)r e^{i\varphi} - |\zeta(t)|^2 + i\Phi(t|\zeta)\right\} dt, \quad (1)$$

где $\mathbf{r} = (x, y) = (r \cos \phi, r \sin \phi)$ – 2D-вектор, а

$$\Phi(t|\zeta) = 2 \int_0^t \text{Im} \left\{ \zeta^*(\tau) \zeta'(\tau) \right\} d\tau$$

является четырёхкратной ориентированной областью сектора, заметаемой двумерным радиус-вектором, соединяющим начало координат с точкой $\zeta(t)$, когда точка движется вдоль кривой, $\zeta'(t)$ обозначает производную.

Вообще говоря, группа СВ-пучков с выпуклой многоугольной образующей без самопересечений обладает идентичными свойствами [23]. Различия начинают проявляться только на уровне тонкой структуры оптических токов в СВ-пучках, подверженных возмущениям. Поэтому без потери общности мы ограничимся анализом квадратных СВ-пучков с образующей в виде эпициклоиды

$$\zeta(t) = \zeta_n(t) = i \sqrt{\frac{200n}{3453}} e^{it} \left(3 - \frac{7}{20} e^{-4it} \right), \quad (2)$$

где $t \in [0, 2\pi]$ и n – число квантования, поскольку $\Phi(2\pi|\zeta_n) = 2\pi n$ (см. [23]). Ниже мы исследуем случай 8-квантованной образующей ζ_8 , опуская для краткости ее под индекс. Нормированный вид образующей (2) изображен на рис. 1б (толстая кривая) на фоне картины распределения фазы. Распределение интенсивности в перетяжке квадратного СВ-пучка показано на рис. 1а. В работе [29] было показано, что яркий максимум интенсивности очерчивает каустику и совпадает по форме с образующей.

При распространении пучка каустика, вращаясь и изменяясь в размерах, очерчивает поверхность устойчивости [30] (рис. 1г). В рамках теории катастроф [30] слабые внешние возмущения не могут нарушить поверхность устойчивости и, следовательно, структуру СВ-пучка. Это линейчатая поверхность, образующими которой являются прямые лучи, а их источником – стационарные точки волнового фронта. Проекция лучей на поперечное сечение пучка формирует геометрическую каустику, показанную внизу на рис. 1г.

Комплексную амплитуду (1) СВ-пучка удобно представить в виде бесконечной суммы ЛГ-мод [28]

$$\Psi(\mathbf{r}|\zeta) = \sum_{m=0}^{\infty} c_m \text{LG}_{0,m}(\mathbf{r}), \quad (3)$$

где $\text{LG}_{0,m}(\mathbf{r})$ – стандартная ЛГ-мода с нулевым радиальным числом $n = 0$ и ТЗ $m \geq 0$, причём моды не нормированы. Их амплитуды задаются выражением

$$c_m = \frac{2^m}{m!} \int_0^{2\pi} \zeta^{*m}(t) \exp\left\{-|\zeta(t)|^2 + i\Phi(t|\zeta)\right\} |\zeta'(t)| dt. \quad (4)$$

Экспериментальный спектр мод, изображенный на рис. 1в (см. также следующий параграф), подчеркивает строгую иерархию ЛГ-мод в СВ-пучке. Дело в том, что требование структурной устойчивости предполагает жесткое правило отбора мод таким образом, чтобы 8-квантованный (квадратный) СВ-пучок содержал

только ЛГ-моды с $LG_{0,4m}$, то есть моды с ТЗ, кратными 4 [23]. Остается открытым вопрос, какое оптимальное число членов ряда (3) следует учитывать, чтобы пучок принял характерную форму правильного многоугольника с равномерным распределением интенсивности? На этот вопрос отвечает условие квантования, согласно которому, например, для формиро-

вания квадратного пучка достаточно ограничиться только 8 членами. Число квантования имеет простую физическую интерпретацию, которая становится понятной из рис. 1б – «вилки» в картине распределения фазы характеризуют пересечения траекторий оптических вихрей поверхности, натянутой на каустику. Их число равно 8.

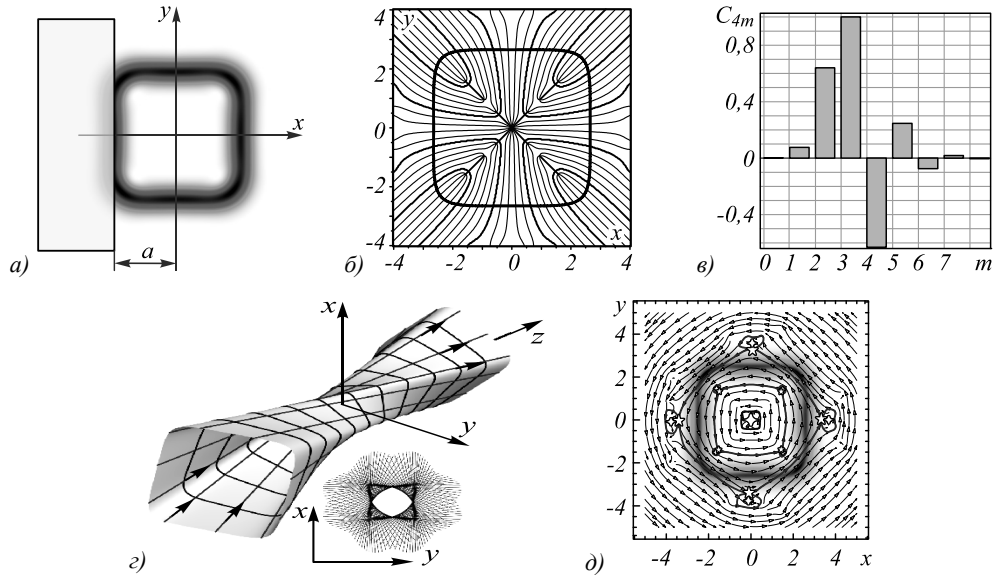


Рис. 1. Свойства квадратных СВ-пучков: эскиз возмущения СВ-пучка оптическим ножом (а); картина распределения фазы невозмущённого СВ-пучка в плоскости $z = 0$ (толстая кривая представляет каустику) (б); экспериментально найденный спектр ЛГ-мод СВ-пучка (на оси абсцисс отложены только номера m ТЗ вихревых мод $4m$) (в); поверхность устойчивости с образующими прямыми лучами и их проекция на плоскость $z = 0$ (г); оптические токи на фоне картины интенсивности, где присутствуют критические точки двух типов – \diamond центр и \star седло; на фоне градиентных линий сепаратрисы выделяются толщиной (д)

Важная информация о СВ-пучке содержится в картине линий тока и положениях их критических точек [28]. Их типичную локализацию для $z = 0$ иллюстрирует рис. 1д. На оси пучка располагается особая точка типа «центр», вокруг которой циркулируют оптические токи. По диагоналям каустики располагаются пары «седло-центр», формирующие две сепаратрисы. Триплеты «седло-центр» также формируют сеть сепаратрис на внешней стороне каустики. Эта система вытесняет свет из внешней и внутренней областей, заставляя его распространяться вдоль поверхности устойчивости. Таким образом, даже локальное разрушение поверхности устойчивости внешними возмущениями сразу нарушает правило отбора и условие квантования пучков, перестраивает циркуляцию оптических токов и может привести к необратимым последствиям в виде формирования новых волновых структур. Некоторые аспекты этой проблемы мы рассмотрим в следующих параграфах.

1.2. Возмущенные ЛГ-моды

По существу, возмущение СВ-пучка означает возмущение каждой ЛГ-моды в его составе. Каждая m -я ЛГ-мода становится источником вторичных мод с различными радиальными числами p и ТЗ ℓ обоих

знаков, так что комплексная амплитуда (1) переписывается в виде

$$\Psi^{(pert)}(\mathbf{r}|\zeta) = \sum_{m \geq 0} c_m \sum_{p \geq 0} \sum_{\ell = -\infty}^{\infty} C_{p,\ell}^{(m)} LG_{p,\ell}(\mathbf{r}). \quad (5)$$

Амплитуды вторичных $C_{p,\ell}^{(m)}$ мод зависят от типа внешнего возмущения $T(\mathbf{r})$ и задаются соотношением

$$C_{p,\ell}^{(m)} = \frac{2^{|l|+1} p!}{\pi (p + |l|)!} \int_{\mathbb{R}^2} T(\mathbf{r}) LG_{0,m}(\mathbf{r}) LG_{p,\ell}^*(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r}. \quad (6)$$

Для компьютерного моделирования необходимо ограничить число членов в трех суммах в выражении (5). Первая сумма по числу m ограничивается условием квантования. Для квадратного пучка она включает только 8 членов, где достаточно использовать моды с $4m = 4 \div 36$ (см. модовый спектр на рис. 1в). Ограничение остальных двух сумм по p и ℓ требует численных оценок и сравнения с экспериментом. Рис. 2 иллюстрирует пример возбуждения вторичных ЛГ-мод в пучке с $m = 16$.

Как показано на рис. 2а, б, моды с отрицательными ТЗ ($\ell < 0$) возникают только тогда, когда параметр возмущения a вдоль оси x значительно превышает

положение каустики $a_c=2,65$ для 8-квантованного СВ-пучка. При этом они вносят существенный вклад только в ЛГ-моды с большими ℓ числами. Поэтому для всего СВ-пучка нам пришлось учитывать вторичные ЛГ-моды с отрицательными ТЗ вплоть до $\ell=-5$ и положительными ТЗ – вплоть до $\ell=10$. Совсем иначе происходит возбуждение вторичных ЛГ-мод с высшими радиальными p числами, пример которых иллюстрирует рис. 2в,г. Стоит учесть только пару ЛГ-мод с малыми радиальными числами p , и становится невозможно построить возмущенный СВ-пучок. Поэтому для качественного воспроизведения возмущенных ЛГ-пучков нам пришлось учитывать моды с радиальными числами вплоть до $p=8$. Минимальное число членов в (5) достигало 600. Таким образом, возмущенный СВ-пучок обладает 3D-спектром ЛГ-мод, где каждая невозмущенная $LG_{0,m}$ -мода отдает часть энергии 2D-сателлитам из вторичных $LG_{p,\ell}$ -мод.

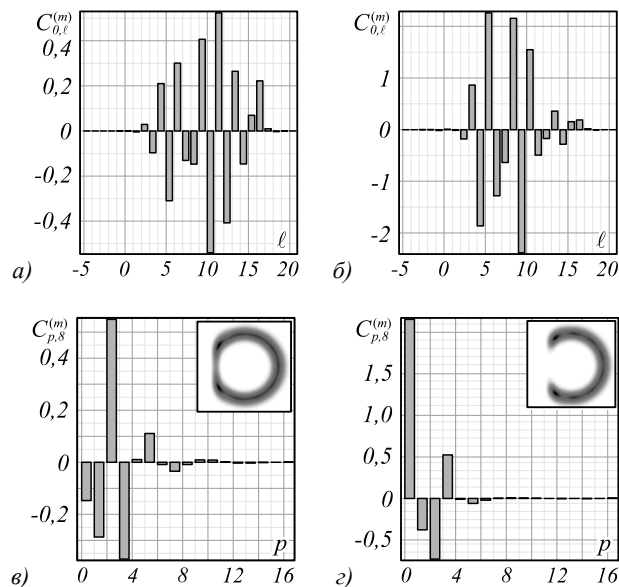


Рис. 2. Экспериментальные спектры вторичных мод $C_{p,\ell}^{(m)}$ возмущённой исходной моды $LG_{0,16}$: $a = 2,65$ (а, в), $a = 2$ (б, г); $p = 0$ (а, б), $\ell = 8$ (в, г)

На первый взгляд кажется, что такое множество мод с вполне определенными динамическими фазами может создать почти случайную спекл-картину интенсивности. Однако, как показывает случай возмущения пучка секторной апертурой [29], этого не происходит. С одной стороны, возмущение действует только в локальной области СВ-пучка, не оказывая существенного влияния на его остальную часть. С другой стороны, динамическая фаза Гуй каждой моды нарастает только в области длины Рэлея, а в дальней зоне дифракции она кратна π . Значительный вклад в сглаживание искаженной структуры пучка вносит симметрия функции возмущения $T(\mathbf{r})$.

Мы теоретически и экспериментально исследовали спектры вторичных $LG_{p,\ell}$ -мод в составе СВ-пучка (5), который получается с помощью функции

$$T(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1, & x \in [-x_1, x_2], y \in [-y_1, y_2]; \\ 0, & \text{для остальных } (x, y); \end{cases} \quad (7)$$

для трех случаев возмущения: (а) асимметричный случай $x_1 = a, x_2 = y_1 = y_2 = +\infty$; (б) симметричный случай $x_1 = x_2 = a, y_1 = y_2 = +\infty$ и (в) случай отверстия в виде квадратной рамки $x_1 = x_2 = y_1 = y_2 = a$.

Широкий спектр мод для асимметричного случая (а) иллюстрирует рис. 3а для $m = 12, a = 2$. Заметим, что вся энергия из основной $LG_{0,12}$ -моды перераспределилась между вторичными $LG_{p,\ell}$ -модами низших порядков, но с одинаковыми знаками ТЗ.

Образован широкую щель из двух симметрично расположенных оптических ножей (случай (б)), получаем спектр мод, изображенный на рис. 3б. Теперь спектр стал более прореженным. Исчезли $LG_{0,\ell}$ -моды с нечетными ТЗ ($\ell \rightarrow 2\ell$).

Дополнительное подавление вторичных мод спектра на рис. 3в происходит в третьем случае (в), когда $LG_{0,12}$ -мода проходит через квадратную диафрагму. Остаются только моды с четверными ТЗ ($\ell \rightarrow 4\ell$).

2. Разрушение и восстановление СВ-пучков

Вообще говоря, теория катастроф рассматривает действие возмущения на структурно устойчивую динамическую систему как ее переход в другое устойчивое состояние через цепочку бифуркаций [32] (или цепочку дислокационных реакций в оптике [33]). В нашем случае возмущение структурно устойчивого СВ-пучка может существенно преобразовать его вид. Распространяясь в свободном пространстве, каждая вторичная ЛГ-мода в композиции СВ-пучка приобретает свою собственную динамическую фазу. Структура СВ-пучка искажается, но на некотором расстоянии от плоскости возмущения (не обязательно в дальней зоне дифракции) пучок может занять новое структурно устойчивое состояние или же восстановить свою прежнюю форму. Именно такие переходы возмущенного квадратного СВ-пучка мы и рассмотрим в этом параграфе. Точнее, рассмотрим три сценария: 1) асимметричное возмущение, 2) выделение узкой области в окрестности каустики таким образом, чтобы остальная часть пучка диафрагмировалась и 3) удаление каустики из СВ-пучка.

2.1. Сценарий 1

В качестве модели для цифрового анализа возьмём экран с узкой квадратной прорезью в области каустики СВ-пучка. При расчете использовались безразмерные переменные $(x, y) \rightarrow (x/w_0, y/w_0), Z = z/z_0$ и безразмерный параметр возмущения $a \rightarrow a/w_0$. Непрозрачный экран размещался вблизи каустики $x_1 = a_c = 2,65$ и смещался вдоль x -оси, как показано на рис. 1а. Рис. 4а–в иллюстрируют случай, когда край экрана только касается каустики, не покрывая ее. Распределение интенсивности в возмущенной области слегка искажается (рис. 4а). Во внешней области

каустики возникают слабые минимумы и максимумы, что сразу же немного ухудшает распределение интенсивности вдоль остальной части каустики (на рисунке не отобразилось), а в возмущенной области картины распределения фазы возникло два дополнительных оптических вихря. При распространении происходит внутренняя перестройка картины оптических вихрей (рис. 4б, $Z=1$), и форма каустики частично искажается. В дальней зоне дифракции (рис. 4в, $Z=30$) форма каустики восстанавливается с учетом ее поворота на $\pi/2$, но распределение интенсивности остается слегка

неоднородным. Совсем иначе разворачивается сюжет сценария, если край экрана перекрывает часть каустики (см. рис. 4г–е) при параметре возмущения $a=2,3$. Каустика принимает форму зеркально отраженной буквы «С» на рис. 4г. Положения оптических вихрей внутри каустики подвергаются резкой перестройке. Однако при распространении картина оптических вихрей поворачивается вместе с пучком (рис. 4д) как единое целое, чтобы в дальней зоне дифракции ($Z=30$) повернуться на угол $\pi/2$, а каустика приняла форму перевернутой буквы «П» (рис. 4е).

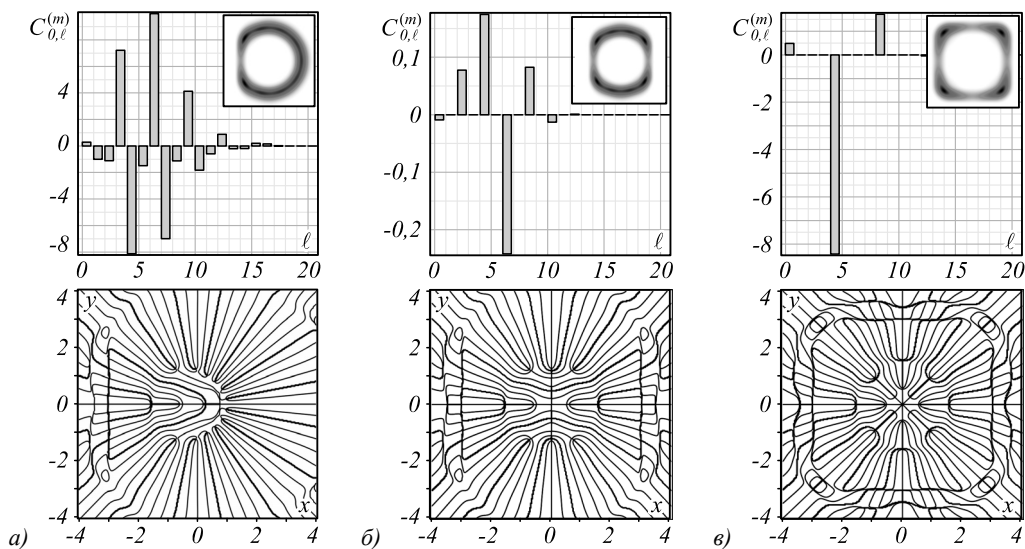


Рис. 3. Спектры вторичных $LG_{0,\ell}$ -мод и соответствующие картины интенсивности и фазы возмущённой $LG_{0,12}$ -моды для трёх случаев возмущения: асимметричный случай (а), щель (б), рамка для $a=2$ (в)

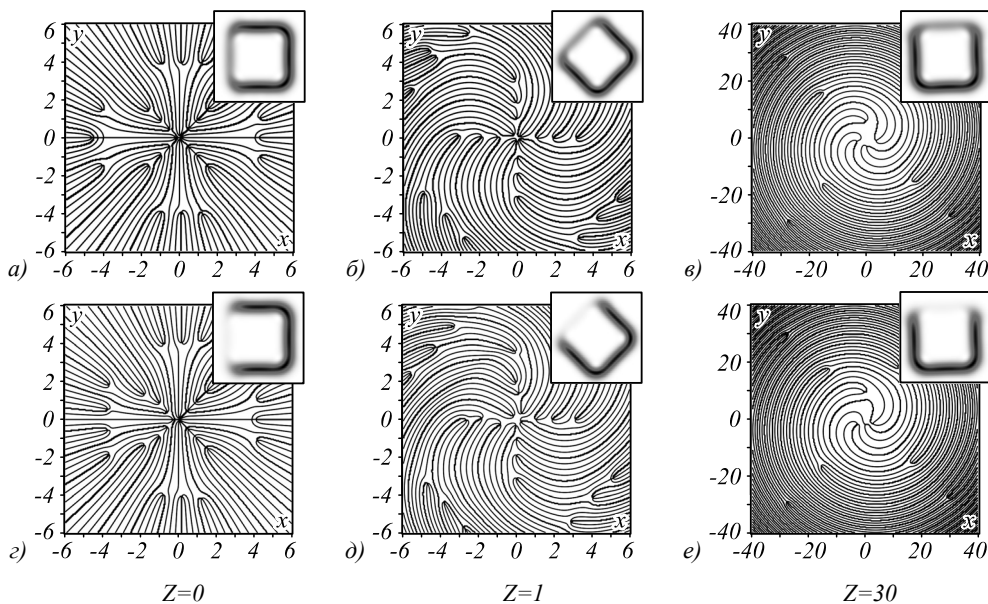


Рис. 4. Асимметричное возмущение: экспериментальные картины интенсивности и компьютерное моделирование картины фазы для $a=2,65$ (а–в), $a=2,3$ (з–е)

2.2. Эксперимент

Прежде чем перейти ко второму и третьему сценариям, отметим, что измерение спектров мод и кар-

тин интенсивности проводилось на экспериментальной установке, детально описанной в наших статьях [28, 30], а ее эскиз приведен на рис. 5, при этом спектры мод измерялись на основе метода моментов ин-

тенсивности [31, 34–36], для того чтобы обеспечить измерения в широком диапазоне радиальных p и азимутальных ℓ чисел с различными знаками ТЗ (включая $\ell=36$ и соответствующих спутников с радиальными числами $p=1, 2, 3$).

Для параграфного измерения мод с отрицательными ТЗ использовалось второе оптическое плечо в экспериментальной установке. Высокая разрешающая способность голограмм и ПЗС-матриц в фотодетекторах достигалась за счет использования двух SLM-модуляторов типа Thorlabs EXULUS-4K1/M и двух фотодетекторов типа CMOS1,2 (Michrome 20). После модуляторов устанавливались две сферические линзы L2 и L3 с фокусным расстоянием $f=25$ см, а во втором плече устанавливалась цилиндрическая линза с $f=25$ см. Голограмма невозмущенного СВ-пучка формировалась на модуляторе SLM1, а фигурная апертура устанавливалась на модуляторе SLM2. Для точной юстировки фотодетектор CMOS1 устанавливался на оптическом столике типа Thorlabs «MAX603D» с 6 степенями свободы – по три на смещения и вращения.

2.3. Сценарий 2

Второй сценарий рассматривался с позиций компьютерного моделирования, оптического эксперимента и асимптотического приближения, которое бу-

дет рассмотрено в следующем параграфе. Комплексная амплитуда (6) возмущенного СВ-пучка рассчитывалась как разность между возмущенным полем с помощью рамочной апертуры со стороны $a_c + \varepsilon$ и возмущенного пучка, возмущенного рамочной апертурой со стороны $a_c - \varepsilon$ в плоскости $Z=0$ (см. рис. 6б).

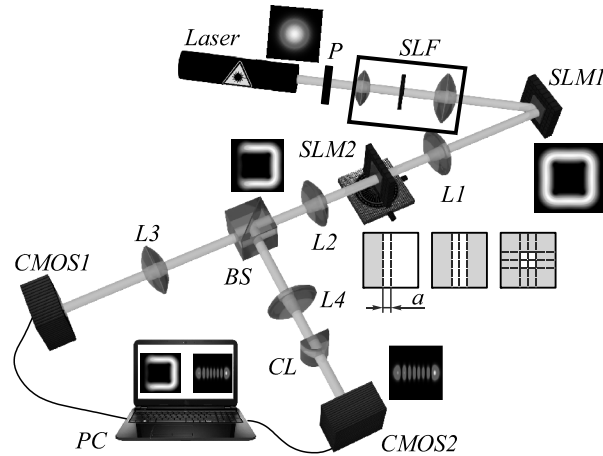


Рис. 5. Экспериментальная установка: He-Ne лазер $\lambda = 0,63$ мкм, P – поляризатор, SLF – пространственный фильтр пучка, L – сферические линзы, CL – цилиндрическая линза, BS – делительная призма, SLM – пространственный модулятор света, CMOS – фотодетектор

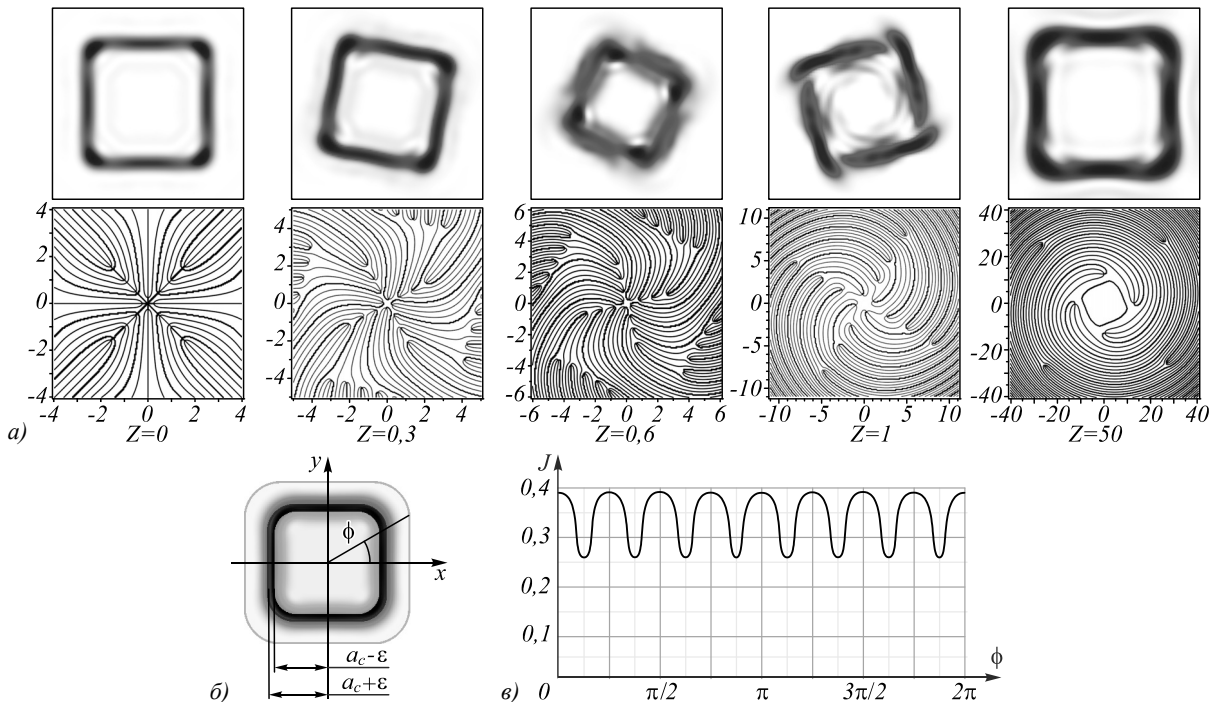


Рис. 6. Компьютерное моделирование эволюции картины интенсивности и фазы вдоль возмущенного пучка с шириной щели $\varepsilon = 0,1$ (а), модель возмущения (б), азимутальная развёртка интенсивности J вдоль длины каустики (в)

Такая квадратная целевая апертура позволяла выделить только окрестность каустики в области $2\varepsilon = 0,2$, экранируя остальную часть пучка. Хотя в исходной плоскости $Z=0$ (рис. 6а) интенсивность равномерно распределена вдоль каустики, ее экстре-

мы могут служить реперными точками для сравнения исходной картины с картиной перестроенного пучка вдоль длины возмущенного пучка. При распространении фазовые сингулярности подвергаются постоянной перестройке, показанной на кадрах рис.6а,

таким образом, что на длине Рэлея $Z=z/z_0=1$ оптические вихри симметрично выстраиваются вблизи вершин возмущенного квадрата, при этом они синхронно поворачиваются вместе с пучком. В итоге возмущенный СВ-пучок полностью восстанавливает свою структуру в дальней зоне дифракции $Z=50$. Процесс восстановления также подтверждает кривая интенсивности $J(\phi)$, полученная сканированием картины интенсивности для $Z=50$ вдоль линии апертуры в виде азимутальной развертки по углу ϕ . Здесь мы наблюдаем восемь максимумов и минимумов, аналогичных всплескам интенсивности, повернутых на угол $\pi/2$ в результате вращения пучка. Мы связываем такую неоднородность интенсивности с острыми углами в вершинах квадратной апертуры.

На эксперименте нам удалось аппроксимировать щелевую апертуру в виде овала (рис. 7б), выделяющего максимум интенсивности невозмущенного СВ-пучка, с шириной щели $\varepsilon=0,1$, что в абсолютных единицах соответствует 20 мкм в плоскости перетяжки.

Почти квадратная яркая каустика с шапочками на вершинах в области фокальной плоскости L3 линзы (см. рис. 5) превращается в почти случайное распределение интенсивности в волновой зоне $Z \in (5-20$ см), возникающее в результате перестройки оптических вихрей, поскольку в формировании поля участвует около 600 ЛГ-мод. Однако в дальней зоне дифракции ($Z=60$ см) наблюдается восстановление прежней каустической картины, изрезанной много-

численными всплесками интенсивности. Результат сканирования этой картины представлен на рис. 7в. Огибающая кривой $J(\phi)$ (пунктирная линия) высвечивает характерные 4 максимума и минимума в центре сторон квадрата, но погрешность эксперимента $\Delta J \sim 0,17$ не позволяет это уверенно утверждать. Требуется дополнительная независимая теоретическая оценка процесса эволюции, которую мы рассмотрим в следующем параграфе. Тем не менее, наше компьютерное моделирование и эксперимент показали, что выделенная окрестность каустики позволяет восстановить форму исходного СВ-пучка в дальней зоне дифракции, хотя его изображение все же испорчено мелкой спекл-структурой.

2.4. Сценарий 3

Компьютерное моделирование СВ-пучка, у которого каустика удалена, в то время как остальная часть пучка не подвергается возмущению, проводилось на основе принципа дополнительности (принципа Бабиня) [37], согласно которому сумма полей с экранированной каустикой $\Psi^{(\text{cut})}(\mathbf{r})$ и экранированием остальной части поля $\Psi^{(\text{sep})}(\mathbf{r})$, исключая каустику, равна невозмущенному полю: $\Psi^{(\text{sep})}(\mathbf{r}) + \Psi^{(\text{cut})}(\mathbf{r}) = \Psi(\mathbf{r})$. Поскольку нам известны комплексная амплитуда невозмущенного пучка (3) и комплексная амплитуда возмущенного пучка (6), рассмотренная выше, можно построить поле пучка с изъятой каустикой (см. рис. 8).

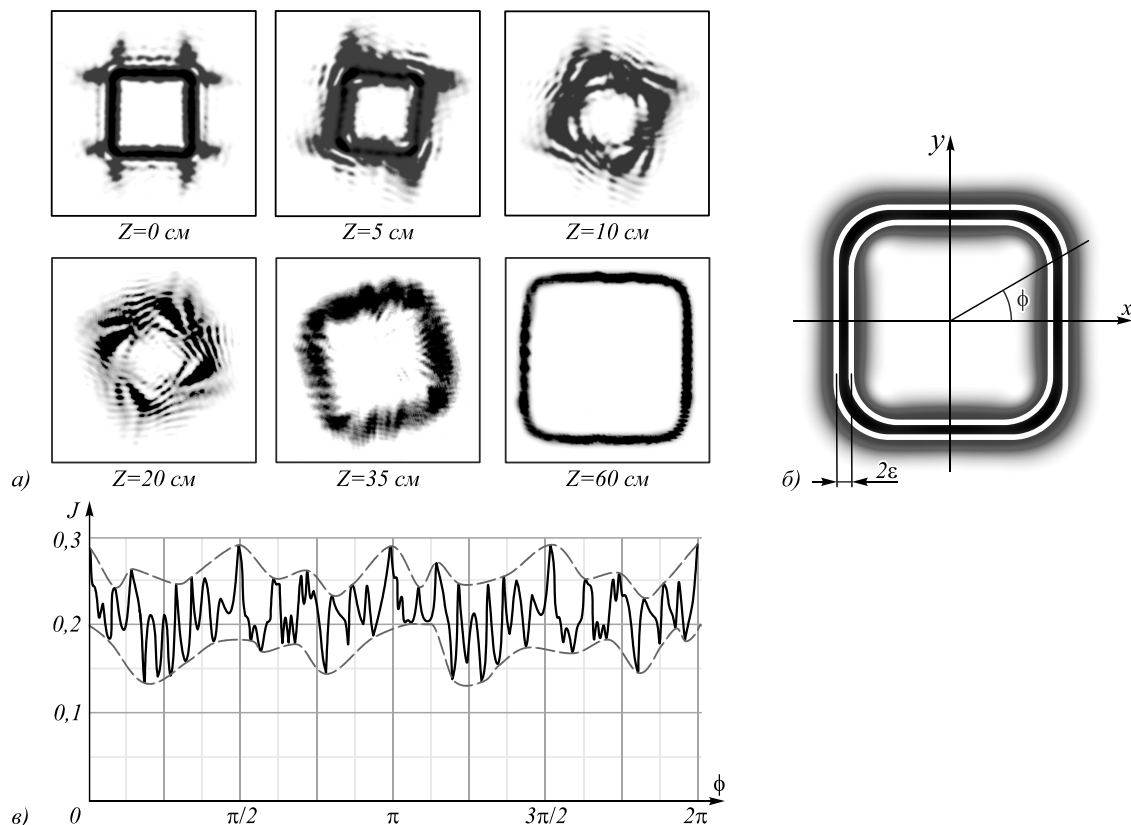


Рис. 7. Экспериментальная эволюция возмущённого СВ-пучка: эволюция картины интенсивности вдоль длины пучка (а), эскиз фигурной апертуры (б), азимутальная развёртка интенсивности вдоль каустики на длине $Z=40$ см, $\varepsilon=0,1$ (в)

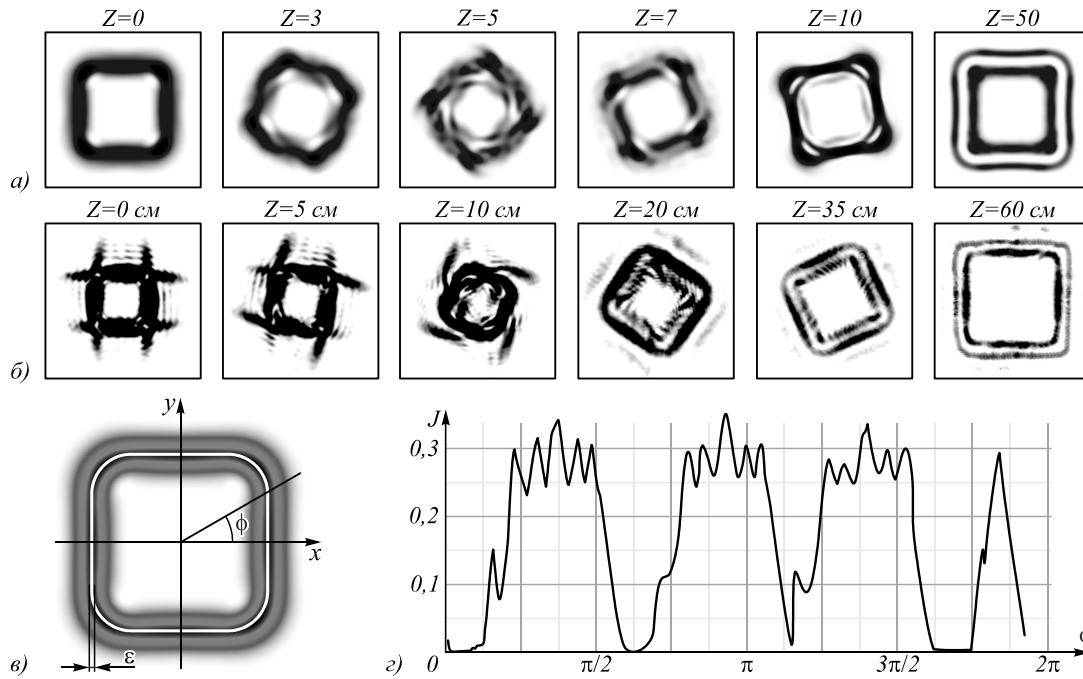


Рис. 8. Эволюция возмущённого СВ-пучка с вырезанной каустикой: компьютерное моделирование эволюции пучка для $\epsilon = 0,2$ (а); эскиз фигурной апертуры (б); экспериментально полученное преобразование картины интенсивности вдоль z -оси (в); азимутальная развёртка распределения интенсивности $J(\phi)$ в возмущённой области пучка (г)

Как и в предыдущем случае, на углах каустики наблюдаются яркие максимумы интенсивности в исходной плоскости $Z=0$ (рис. 8а), однако линия вырезанной каустики сильно размыта и не наблюдается четкого минимума интенсивности. По мере распространения пучка в волновой зоне возникает сложный узор экстремумов интенсивности, однако за двойной длиной Рэлея появляются четкие нули интенсивности в окрестности углов каустики. В дальней зоне дифракции, $Z=50$, вырисовывается четкая линия минимумов, повторяющая овальную форму полосы непрозрачного экрана. Сканирование этой темной линии показывает почти нулевую интенсивность.

На эксперименте (рис. 8б) нам также удалось аппроксимировать линию экрана эпициклоидой на модуляторе SLM2 (рис.5) с шириной полосы $\epsilon=0,2$. В фокальной области линзы, $Z=0$, наблюдается четырехугольная форма картины интенсивности с характерными шляпками на вершинах (см. также рис. 7а), но темная линия экрана на месте каустики сильно размыта. В волновой зоне $z \in (0-10 \text{ см})$ формируется сложное распределение экстремумов интенсивности, сопровождаемое вращением вместе с пучком, а после двойной длины Рэлея $z \in (10-35 \text{ см})$ вырисовывается четкая квадратная форма СВ-пучка, изрезанная дифракционными пятнами, которая постепенно формирует два вложенных квадрата в дальней зоне дифракции $z=60 \text{ см}$. Сканирование интенсивности вдоль темной линии на рис. 8г, $z=60 \text{ см}$ с четкими минимумами в области центра сторон квадрата. Таким образом, экранирование области каустики квадратного СВ-пучка приводит к его разрушению в волновой

зоне так, что в дальней зоне дифракции рождается новый вихревой пучок со сдвоенной квадратной структурой.

3. Асимптотики возмущенного СВ-пучка

Основной задачей данного параграфа является теоретический анализ асимптотической структуры возмущенного СВ-пучка, в котором экранируется вся его часть за исключением окрестности линии максимума интенсивности. Будем исходить из определения СВ-пучка, заданного выражением (1) и образующей кривой $\zeta(s) = R\zeta_1(s)$, $s \in [0, 2\pi]$, с масштабным параметром R , где $\zeta_1(s)$ – 1-квантованная кривая [23]. Тогда n -квантованная кривая получается при $R = \sqrt{n}$, т.е.

$$\zeta_n(s) = \sqrt{n} \zeta_1(s).$$

Чтобы найти комплексную амплитуду $\Psi^{(\text{sep})}(\mathbf{r}|\zeta_n)$ в волновой зоне, воспользуемся интегральным преобразованием Френеля в плоскости наблюдения.

$$F(\mathbf{r}, Z, f) = \frac{1}{\pi i Z} \times \int_{\mathbb{R}^2} \exp\left(\frac{i}{Z}|\mathbf{r}-\boldsymbol{\rho}|^2 - \frac{i}{f}|\boldsymbol{\rho}|^2\right) F(\boldsymbol{\rho}, 0) d^2\boldsymbol{\rho}. \tag{8}$$

Здесь, как и раньше, используются безразмерные переменные $Z = z/z_0$, $(\cdot) \rightarrow (x/w_0, y/w_0)$, $(\zeta, \eta) \rightarrow (\zeta/w_0, \eta/w_0)$, безразмерная длина фокусировки $f \rightarrow f/z_0$ и векторные обозначения $\mathbf{r} = (x, y)$, $\boldsymbol{\rho} = (\zeta, \eta)$.

Нетрудно найти интеграл (8) для СВ-пучка (1):

$$\Psi(r, Z, f | \zeta_n) = \frac{1}{1 - Z/f + iZ} \times \exp\left(i|\mathbf{r}|^2 \frac{Z - 1/f + Z/f^2}{|1 - Z/f + iZ|^2}\right) \Psi\left(\frac{\mathbf{r}}{1 - Z/f + iZ} | \zeta_n\right). \quad (9)$$

Однако нас интересует не вся область интегрирования, но только узкая окрестность образующей

$$\Omega_\varepsilon = \{(\xi, \eta) : \xi + i\eta = R\zeta_1(s), s \in [0, 2\pi], R \in [\sqrt{n} - \varepsilon, \sqrt{n} + \varepsilon]\}. \quad (10)$$

Поэтому мы заменим \mathbb{R}^2 в (8) на Ω_ε :

$$\Psi^{(\text{sep})}(\mathbf{r}, Z, f | \zeta_n) = \frac{1}{\pi i Z} \int_{\Omega_\varepsilon} \exp\left(\frac{i}{Z}|\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}|^2 - \frac{i}{f}|\boldsymbol{\rho}|^2\right) \Psi(\boldsymbol{\rho} | \zeta_n) d^2\boldsymbol{\rho}. \quad (11)$$

Теперь представляется разумным перейти к новым переменным: $(\zeta, \eta) \rightarrow (R, s)$.

Запишем СВ-пучок $\Psi^{(\text{sep})}(\boldsymbol{\rho} | \zeta_n)$ в новых координатах:

$$\Psi(\boldsymbol{\rho} | \zeta_n) = \exp(-R^2 |\zeta_1(s)|^2) \times \int_0^{2\pi} \exp\{2\zeta_n^*(t)R\zeta_1(s) - |\zeta_n(t)|^2 + i\Phi(t | \zeta_n)\} |\zeta'_n(t)| dt, \quad (12)$$

вычислим якобиан,

$$\left| \frac{\partial(\xi, \eta)}{\partial(R, s)} \right| = R \left| \text{Im}\{\zeta_1^*(s)\zeta'_1(s)\} \right| \quad (13)$$

и, подставляя (12) в (11), получаем довольно громоздкое выражение

$$\Psi^{(\text{sep})}(\mathbf{r}, Z, f | \zeta_n) = \frac{1}{\pi i Z} \exp\left(\frac{i}{Z}|\mathbf{r}|^2\right) \int_0^{2\pi} \left| \text{Im}\{\zeta_1^*(s)\zeta'_1(s)\} \right| ds \times \int_0^{2\pi} \exp\{-|\zeta_n(t)|^2 + i\Phi(t | \zeta_n)\} |\zeta'_n(t)| dt \times \int_{\sqrt{n}-\varepsilon}^{\sqrt{n}+\varepsilon} \exp(-AR^2 + 2BR) R dR, \quad (14)$$

$$\text{где } A = \left(1 - \frac{i}{Z} + \frac{i}{f}\right) |\zeta_1(s)|^2, \quad (15)$$

$$B = \zeta_n^*(t)\zeta_1(s) - \frac{i}{Z} \text{Re}\{(x + iy)\zeta_n^*(s)\}.$$

Чтобы вычислить интеграл по R , предположим, что ε мало, и учтем, что

$$\int_{\sqrt{n}-\varepsilon}^{\sqrt{n}+\varepsilon} F(R) dR = 2 \sum_{k \geq 0} F^{(2k)}(\sqrt{n}) \frac{\exp(2k+1)}{(2k+1)!}. \quad (16)$$

Оставляя в разложении только главный член, возвращаясь к (14) и заменяя $\zeta_n(t)$ на $\sqrt{n}\zeta_1(t)$, имеем

$$\Psi^{(\text{sep})}(\mathbf{r}, Z, f | \zeta_n) = \frac{2\varepsilon n}{\pi i Z} \exp\left(\frac{i}{Z}|\mathbf{r}|^2\right) \times \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp\{inG(s, t)\} \left| \text{Im}\{\zeta_1^*(s)\zeta'_1(s)\} \right| \cdot |\zeta'_1(t)| ds dt, \quad (17)$$

где

$$G(s, t) = \left(i + \frac{1}{Z} - \frac{1}{f}\right) |\zeta_1(s)|^2 + i|\zeta_1(t)|^2 + \Phi(t | \zeta_1) - 2i\zeta_1^*(t)\zeta_1(s) - \frac{2}{Z} \text{Re}\{P\zeta_1^*(s)\}, \quad (18)$$

является комплексной функцией и

$$P = (x + iy) / \sqrt{n}.$$

Вычислим асимптотику интеграла (17) для числа квантования $n \gg 1$, используя стандартный асимптотический подход [38]. Запишем его для стационарной точки (s_0, t_0) , решив уравнения $\partial_s G(s, t) = 0$ и $\partial_t G(s, t) = 0$. Второе уравнение сводится к условию $s_0 = t_0$, а первое приводит к кривой максимальной интенсивности. Для $Z \geq f$ оно принимает вид

$$\frac{x + iy}{\sqrt{n}} = \left(1 - \frac{Z}{f} + iZ\right) |\zeta_1(s_0)|^2, s_0 \in [0, 2\pi]. \quad (19)$$

Кроме того, функция $G_0(s) = G(s, s)$ становится вещественной.

Вторая производная функции $G_0(s)$ в стационарной точке равна

$$\partial^2 G_0(s_0) = \frac{2}{Z} \left(\frac{Z}{f} - 1\right) |\zeta'_1(s_0)|^2. \quad (20)$$

При $Z = f$ вторая производная обращается в нуль, что вместе с условием (19) задает положение геометрической каустики возмущенного СВ-пучка. Теперь асимптотическое выражение комплексной амплитуды (17) можно записать в виде

$$\Psi^{(\text{sep})}(\mathbf{r}, Z, f | \zeta_n) = 2\varepsilon \sqrt{\frac{f}{Z(Z-f)}} \cdot \frac{\left| \text{Im}\{\zeta_1^*(s_0)\zeta'_1(s_0)\} \right|}{\zeta_1(s_0)} \times \exp\left(in \left[Z - \frac{f-Z}{f^2}\right] |\zeta_1(s_0)|^2 + in\Phi(s_0 | \zeta_1) - \frac{\pi i}{4}\right). \quad (21)$$

Вообще говоря, асимптотическое уравнение (21) описывает форму поверхности максимальных значений интенсивности возмущенного СВ-пучка для любой n -квантованной образующей кривой, в котором фигурная диафрагма в исходной плоскости $Z = 0$ выделила только окрестность каустики. На рис. 9 пока-

зано распределение интенсивности, которое построено для поля (21) при $Z=2f$.

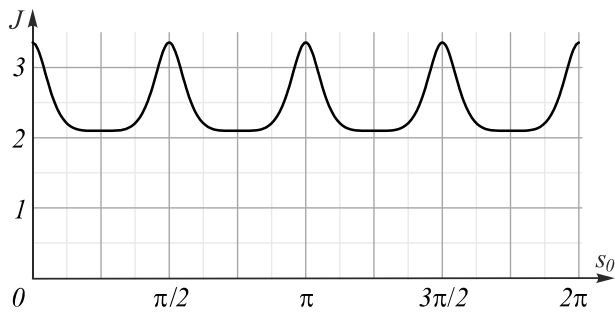


Рис. 9. Распределение интенсивности $J(s_0)$ (21) вдоль кривой (19)

Как видно на рисунке, распределение интенсивности вдоль кривой (20) неоднородно, причем максимумы возникают в области центров сторон квадрата $s_0=0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$. Вспомним, что при построении асимптотики область каустики следовала за гладкой кривой эпициклоиды. Тем не менее, всплески интенсивности все равно возникают в области центров сторон квадратов. Заметим, что если сгладить четыре максимума и минимума, вызванные острыми вершинами апертуры на рис. 6в, то результирующая кривая будет иметь форму, сходную с кривой на рис. 9. Кроме того, на эксперименте (рис. 7а) также наблюдались осцилляции огибающей интенсивности в области центров сторон. По-видимому, экранирование оптических вихрей овальной апертурой на рис. 1б вызывает такую перестройку потоков энергии на рис. 1д, которая приводит к неоднородному распределению интенсивности в дальней зоне дифракции возмущенного СВ-пучка.

Заключение

Таким образом, мы проанализировали процесс перестройки структуры квадратного СВ-пучка, вызванного действием фигурной апертуры в виде оптического ножа, где выделялась только область каустики и экранирование самой области каустики. При этом мы использовали методы компьютерного моделирования совместно с экспериментом и асимптотический расчет распределения интенсивности в дальней зоне дифракции. Мы обнаружили, что асимметричное возмущение в виде экранирования части пучка, не затрагивающего область каустики, позволяет СВ-пучку частично восстановить исходную форму. Однако если оптический нож отрезает часть каустики, то возмущенный СВ-пучок переходит в новое устойчивое состояние в дальней зоне дифракции через цепочки дислокационных реакций. Если фигурная диафрагма выделяет только область каустики, экранируя остальную часть пучка, то СВ-пучок восстанавливает свою прежнюю форму в дальней зоне дифракции, но его среднее максимальное значение испытывает небольшие колебания. Если же апертура вырезает область каустики, не затрагивая остальную часть пучка, то воз-

мущенный пучок переходит в новое устойчивое состояние в форме сдвоенного квадрата. Полученные результаты будут полезны при разработке устройств захвата и манипуляции систем микрочастиц, а также для многофункциональных систем современной фотоники.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Совета министров Республики Крым (проекты № 20-47-910002 в части «Теоретические результаты», № 20-37-90066, № 19-29-01233 в части «Методы измерения спектра оптических вихрей», № 20-37-90068 в части «Экспериментальные результаты»).

References

- [1] Lit JWY, Tremblay R. Focal depth of a transmitting axicon. *J Opt Soc Am* 1973; 63(4): 445-449. DOI: 10.1364/JOSA.63.000445.
- [2] Sheppard CJR, Wilson T. Depth of field in scanning microscope. *Opt Lett* 1978; 3(3): 115-117. DOI: 10.1364/OL.3.000115.
- [3] Shen Y, Wang X, Xie Z, Min C, Fu X, Liu Q, Gong M, Yuan X. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities. *Light Sci Appl* 2019; 8: 1-29. DOI: 10.1038/s41377-019-0194-2.
- [4] Garcés-Chavez V, McGloin D, Melville H, Sibbett W, Dholakia K. Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam. *Nature* 2002; 419: 145-147. DOI: 10.1038/nature01007.
- [5] Fahrbach FO, Simon P, Rohrbach A. Microscopy with self-reconstructing beams. *Nat Photon* 2010; 4: 780-785. DOI: 10.1038/nphoton.2010.204.
- [6] Nape I, Otter E, Valles A, Rosales-Guzman C, Cardano F, Denz C, Forbes A. Self-healing high-dimensional quantum key distribution using hybrid spin-orbit Bessel states. *Opt Express* 2018; 26(21): 26946-26960. DOI: 10.1364/OE.26.026946.
- [7] McLaren M, Mhlanga T, Padgett MJ, Roux FS, Forbes A. Self-healing of quantum entanglement after an obstruction. *Nat Commun* 2014; 5: 3248. DOI: 10.1038/ncomms4248.
- [8] Duocastella M, Arnold CB. Bessel and annular beams for materials processing. *Laser Photonics Rev* 2012; 6(5): 607-621. DOI: 10.1002/lpor.201100031.
- [9] Simon DS. A guided tour of light beams. From lasers to optical knots. Bristol: Morgan & Claypool Publishers; 2016. ISBN: 978-1-6817-4436-0.
- [10] Nelson W, Palastro J, Davis C, Sprangle P. Propagation of Bessel and Airy beams through atmospheric turbulence. *J Opt Soc Am A* 2014; 31(3): 603-609. DOI: 10.1364/JOSAA.31.000603.
- [11] Soifer VA, Korotkova O, Khonina SN, Shchepakina EA. Vortex beams in turbulent media: Review. *Computer Optics* 2016; 40(5): 605-624. DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-5-605-624.
- [12] Mphuthi N, Botha R, Forbes A. Are Bessel beams resilient to aberrations and turbulence? *J Op Soc Am A* 2018; 35(6): 1021-1027. DOI: 10.1364/JOSAA.35.001021.
- [13] Aiello A, Agarwal GS. Wave-optics description of self-healing mechanism in Bessel beams. *Opt Lett* 2014; 39(24): 6819-6822. DOI: 10.1364/OL.39.006819.
- [14] Chu X. Analytical study on the self-healing property of Bessel beam. *Eur Phys J D* 2012; 66: 259. DOI: 10.1140/epjd/e2012-30343-6.

- [15] Wu G, Pang X. Self-healing properties of partially coherent Schell-model beams. *IEEE Photon J* 2017; 9(6): 6501311. DOI:10.1109/JPHOT.2017.2772350.
- [16] Anguiano-Morales M, Martínez A, Iturbe-Castillo MD, Chávez-Cerda S, Alcalá-Ochoa N. Self-healing property of a caustic optical beam. *Appl Opt* 2007; 46(34): 8284-8290. DOI: 10.1364/AO.46.008284.
- [17] Vaveliuk P, Martínez-Matos Ó, Ren Y-X, Lu R-D. Dual behavior of caustic optical beams facing obstacles. *Phys Rev A* 2017; 95(6): 063838. DOI: 10.1103/PhysRevA.95.063838.
- [18] Nye JF. Natural focusing and fine structure of light: caustics and wave dislocations. Bristol: Institute of Physics; 1999. ISBN 0-7503-0610-6.
- [19] Berry MV. Upsill C catastrophe optics: Morphologies of caustics and their diffraction patterns. *Progress in Optics* 1980; 18: 257-346. DOI: 10.1016/S0079-6638(08)70215-4.
- [20] Forbes A, Oliveira M, Dennis MR. Structured light. *Nat Photon* 2021; 15: 253-262. DOI: 10.1038/s41566-021-00780-4.
- [21] Shen Yi, Yang Xi, Naidoo D, Fu Xing, Forbes A. Structured ray-wave vector vortex beams in multiple degrees of freedom from a laser. *Optica* 2020; 7(7): 820-831. DOI: 10.1364/OPTICA.414397.
- [22] Shen Yi, Wang Zh, Fu Xing, Naidoo Dar, Forbes A. SU(2) Poincaré sphere: A generalized representation for multidimensional structured light. *Phys Rev A* 2020; 102(3): 031501. DOI: 10.1103/PhysRevA.102.031501.
- [23] Abramochkin EG, Volostnikov VG. Spiral light beams. *Physics-Uspekhi* 2004; 47(12): 1177-1203. DOI: 10.1070/PU2004v047n12ABEH001802.
- [24] Razuvaeva E, Abramochkin E. Multiple-twisted spiral beams. *J Opt Soc Am A* 2019; 36(6): 1089-1097. DOI: 10.1364/JOSAA.36.001089.
- [25] Rodrigo JA, Alieva T, Abramochkin E, Castro I. Shaping of light beams along curves in three dimensions. *Opt Express* 2013; 21(18): 20544-20555. DOI: 10.1364/OE.21.020544.
- [26] Berry MV, Nye JF, Wright FJ. The elliptic umbilic diffraction catastrophe. *Philos Trans Royal Soc A* 1979; 291(1382): 453-484. DOI: 10.1098/rsta.1979.0039.
- [27] Nye JF. Dislocation lines in the hyperbolic umbilic diffraction catastrophe. *Proc Math Phys Eng Sci* 2006; 462(2072): 2299-2313. DOI: 10.1098/rspa.2006.1683.
- [28] Volyar AV, Abramochkin EG, Razuvaeva EV, Akimova YaE, Bretsko MV. Structural stability of spiral beams and fine structure of an energy flow. *Computer Optics* 2021; 45(4): 482-489. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-885.
- [29] Volyar AV, Akimova YaE. Transformations of structurally stable states of spiral beams subjected to sector perturbations. *Computer Optics*: accepted for publication.
- [30] Poston T, Stewart I. Catastrophe theory and its applications. London: Pitman; 1978.
- [31] Volyar A, Bretsko M, Akimova Ya, Egorov Yu. Orbital angular momentum and informational entropy in perturbed vortex beams. *Opt Lett* 2019; 44(29): 5687-5680. DOI: 10.1364/OL.44.005687.
- [32] Arnold VI, Gusein-Zade SM, Varchenko AN. Singularities of differentiable maps. Basel: Birkhäuser, 1988.
- [33] Berry MV. Wave dislocation reactions in non-paraxial Gaussian beams. *J Mod Opt* 1998; 45(9): 1845-1858. DOI: 10.1080/09500349808231706.
- [34] Volyar A, Bretsko M, Akimova Ya, Egorov Yu. Digital sorting perturbed Laguerre–Gaussian beams by radial numbers. *J Opt Soc Am A* 2020; 37(6): 959-968. DOI: 10.1364/JOSAA.391153.
- [35] Volyar AV, Abramochkin EG, Egorov YuA, Bretsko MV, Akimova YaE. Digital sorting of Hermite-Gauss beams: mode spectra and topological charge of a perturbed Laguerre-Gauss beam. *Computer Optics* 2020; 44(4): 501-509. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-747.
- [36] Volyar A, Abramochkin E, Egorov Yu, Bretsko M, Akimova Ya. Fine structure of perturbed Laguerre–Gaussian beams: Hermite–Gaussian mode spectra and topological charge. *Appl Opt* 2020; 59(25): 7680-7687. DOI: 10.1364/AO.396557.
- [37] Born M, Wolf E. Principles of optics. 7th ed. Cambridge: Cambridge University Press; 1999. ISBN: 0-521-64222-1.
- [38] Temme NM. Asymptotic methods for integrals. Singapore: World Scientific Publishing Co Pte Ltd; 2014. ISBN: 978-981-4612-15-9.

Сведения об авторах

Воляр Александр Владимирович – доктор физико-математических наук (1992). С 1993 г. – профессор, с 1999 г. – заведующий кафедрой общей физики. Сфера научных интересов: оптика, лазерная физика. E-mail: volyar.singular.optics@gmail.com.

Абрамочкин Евгений Григорьевич – доктор физико-математических наук (2006), ведущий научный сотрудник Самарского филиала Физического института им. П.Н. Лебедева РАН. Научные интересы связаны с комплексным анализом, теорией специальных функций и уравнениями математической физики. E-mail: ega@fian.smr.ru.

Акимова Яна Евгеньевна – аспирантка третьего курса кафедры общей физики Физико-технического института КФУ им. В.И. Вернадского. E-mail: akimova.yana@yandex.ru.

Брецько Михаил Владимирович – аспирант третьего курса кафедры общей физики Физико-технического института КФУ им. В.И. Вернадского. E-mail: mihailbretcko4@gmail.com.

ГРНТИ: 29.31.15

Поступила в редакцию 25 августа 2021 г. Окончательный вариант – 21 октября 2021 г.

Reconstruction of stable states of spiral vortex beams

A.V. Volyar¹, E.G. Abramochkin², Y.E. Akimova¹, M.V. Bretsko¹

¹ *Physics and Technology Institute (Academic Unit) of V.I. Vernadsky Crimean Federal University, Academician Vernadsky 4, Simferopol, Republic of Crimea, 295007, Russia;*

² *Lebedev Physical Institute, Novo-Sadovaya 221, Samara, 443034, Russia*

Abstract

Using an asymptotic approach and an experiment supported by computer simulation, we analyzed processes of restoring structural stability and transitions to new stable states of spiral vortex beams subject to perturbations by curly apertures. Using a tetragonal beam as an example, we considered three perturbation scenarios: 1) asymmetric perturbation, when an opaque screen covers the caustic only on one side of the square, 2) symmetric perturbation, when the curly aperture covers the entire beam except for a narrow caustic region, and 3) symmetric perturbation, when the curly aperture screens only a narrow region of the caustic without affecting the rest of the beam. At the same time, the asymptotic calculation was carried out for all types of polygonal beams. It was shown that if the curly aperture did not destroy the caustic region of the spiral beam, it was able to self-heal in the far diffraction zone. If the perturbation even locally destroyed a part of the caustics, then the perturbed beam passed into a new stable state through chains of creation and annihilation of optical vortices (dislocation reactions).

Keywords: structural stability, spiral beam, vortex spectrum.

Citation: Volyar AV, Abramochkin EG, Akimova YE, Bretsko MV. Reconstruction of stable states of spiral vortex beams. *Computer Optics* 2022; 46(1): 5-15. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1032.

Acknowledgements: This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research and the Ministry Council of the Republic of Crimea under project No. 20-47-910002 (Section “Basic and symmetrical spiral beams”), project No. 20-37-90066 (Section “Fine structure of optical currents”), and projects Nos. 20-37-90068 and 19-29-01233 (Section “Experiment”).

Authors' information

Alexander Vladimirovich Volyar (b. 1949) graduated from Simferopol State University (1972). After graduation he is its employee. Doctor of Physical and Mathematical Sciences (1992). Since 1993 he is a professor. Since 1999 he is a head of the General Physics department. His research spans various fields of optics and laser physics. E-mail: volyar.singular.optics@gmail.com.

Eugeny Grigor'evich Abramochkin (b. 1962) graduated from Kuibyshev State University (1984), majoring in Mathematical Physics. He received his Doctor's Degree in Physics in 2006. He is a leading researcher of Samara Branch of Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences. He is a co-author of nearly 50 scientific papers. His research interests include complex analysis, special functions, and mathematical physics equations. E-mail: ega@fian.smr.ru.

Yana Evgenievna Akimova (b. 1994). Since 2012, a student of V.I. Vernadsky Crimean Federal University. At the moment, the third-year postgraduate student of the General Physics department, Physics and Technology Institute of V.I. Vernadsky Crimean Federal University. Scope of scientific interests – singular optics, diffraction optics. E-mail: akimova.yana@yandex.ru.

Mikhail Vladimirovich Bretsko (b. 1994). Since 2012, a student of V.I. Vernadsky Crimean Federal University. At the moment, the third-year postgraduate student of the General Physics department, Physics and Technology Institute of V.I. Vernadsky Crimean Federal University. Scope of scientific interests – singular optics, processing of graphic images, and programming. E-mail: mihailbretcko4@gmail.com.

Received August 25, 2021. The final version – October 21, 2021.
