

# РАСЧЕТ, ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ПРОИЗВОДСТВО ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

УДК 535.2: 535.8

## РАСЧЕТ ТРЕХМЕРНОЙ СТРУКТУРЫ ОКОЛОФОКУСНОГО ДИФРАКЦИОННОГО ПОЛЯ В КАУСТИЧЕСКОЙ ЗОНЕ АБЕРРИРОВАННОГО СХОДЯЩЕГОСЯ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

© 2008 г. В. Ю. Осипов<sup>\*,\*\*</sup>, канд. физ.-мат. наук; А. А. Бузников<sup>\*</sup>, доктор техн. наук

<sup>\*</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет “ЛЭТИ”, Санкт-Петербург  
E-mail: vladuuo@hotmail.com

<sup>\*\*</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, РАН, Санкт-Петербург

В области фокуса лазерного пучка, фокусируемого с помощью двухкомпонентного кристаллооптического элемента (ДКЭ) из одноосных кристаллов и искаженного в результате сферической aberrацией и астигматизмом, формируется структурно-стабильная оптическая каустика – дифракционная катастрофа. Источником первичных астигматических искажений является анизотропия показателя преломления для необыкновенной волны в одном из компонентов ДКЭ. Дополнительный коэффициент астигматизма, вызванный наклонным падением лазерного пучка на входную грань ДКЭ, зависит от угла падения  $\alpha$  степенным образом. Рассчитанные распределения амплитуды и фазы дифракционного поля совпадают с экспериментально наблюдаемыми особенностями трехмерного дифракционного поля как в случае  $\alpha = 0$ , так и при малых значениях  $\alpha$  (до  $13^\circ$ ). В исследуемом дифракционном поле выявлены замкнутые, компактно локализованные винтовые дислокации фазы. Последние расположены во внутренней области каустики с характерной “кристаллической” ячеистой структурой.

Коды OCIS: 260.1180, 260.1960, 140.0140.

Поступила в редакцию 28.02.2008.

На рубеже 70–80-х гг. XX столетия возникло и успешно развивается новое направление в современной оптике – *оптика дифракционных катастроф* [1–3]. Предметом изучения этого направления являются структурно-стабильные каустиические поля, т. е. так называемые *дифракционные катастрофы* (в терминологии М. Берри<sup>\*</sup>). Топология последних, как известно, структурно устойчива к любым малым возмущениям формы первичного волнового фронта, подвергаемого фокусировке, что на практике означает возможность трансформации возникающей новой “возмущенной” конфигурации околофокусного трехмерного дифракционного поля в первоначальное “невозмущенное” дифракционное поле с помощью преобразования *диффеоморфизма*.

<sup>\*</sup> Термин *дифракционная* или *оптическая катастрофа* для волновых полей вблизи каустиических зон фокусируемых волновых фронтов был введен более 30 лет назад в работах Берри, Упстилла и др. [1]. При этом была осуществлена классификация всех известных типов оптических каустик как катастроф определенного класса. В отечественной литературе термин был введен в употребление в 1975 г. советским математиком В.И. Арнольдом применительно к определенным семи единственным классам структурно-устойчивых волновых функций – *катастроф*. (Arnol'd V.I. // Russ. Math. Survs. 1975. V. 30. P. 1–75).

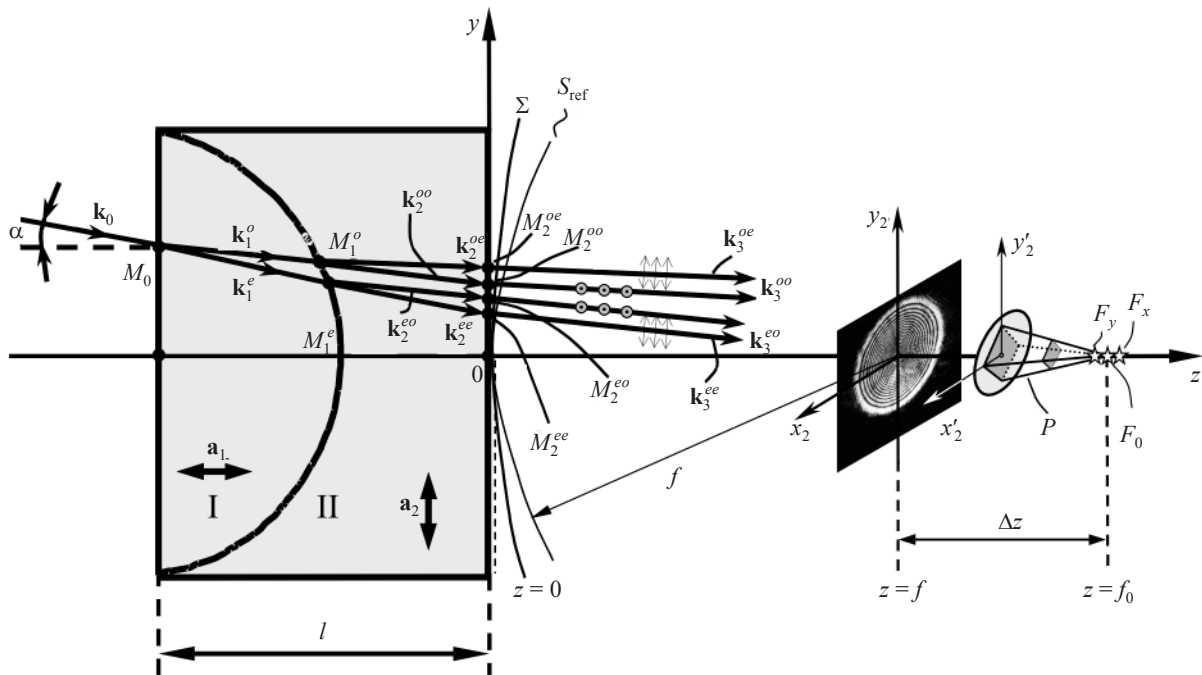
Вместе с тем в технике современного физического эксперимента трехмерные “оптические решетки” и ряд специальных конфигураций околофокусного когерентного оптического поля используются для создания ловушек для нейтральных атомов и субмикронных частиц и устройств для их удержания и манипуляции [4, 5]. Изучение винтовых дислокаций и фазовых сингулярностей волнового поля в квазирегулярных, “кристаллографически правильных” внутренних областях каустиических полей также представляет самостоятельный академический интерес [6–9]. Последнее связано с тем, что на дислокационных линиях волнового поля амплитуда поля в точности обращается в нуль, а значение фазы не определено, т. е. фаза поля испытывает  $+2\pi$ - или  $-2\pi$ -скачки при обходе дислокационной линии по замкнутому контуру в поперечной плоскости.

В данной работе сообщается об исследовании структурированного оптического поля дифракционной катастрофы, сформированной при фокусировке коллимированного лазерного пучка двухкомпонентным кристаллооптическим элементом (ДКЭ). ДКЭ изготовлен из двух склеенных между собой плосковыпуклого I и плосковогнутого II компонентов, вырезанных из одноосных кристаллов исландского шпата  $\text{CaCO}_3$  с различной ориентацией опти-

ческих осей  $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2$  в компонентах (рис. 1). Прохождение излучения через ДКЭ в случае наклонного падения коллимированного лазерного пучка на входную грань ДКЭ описывалось в работе [10]. На выходе из такого элемента волновой фронт результирующего сходящегося  $e$ -пучка необыкновенной волны, состоящего в общем случае из компонентов излучения с волновыми векторами  $\mathbf{k}_3^{oe}$  и  $\mathbf{k}_3^{ee}$  (рис. 1) и одинаковыми состояниями поляризации, искажен сферической aberrацией и астигматизмом. Здесь записи  $oe$ - и  $ee$ - означают трансформацию на сферической границе раздела между кристаллооптическими компонентами I и II парциальной  $o$ -волны из области I в парциальную  $e$ -волну в области II и, соответственно, парциальной  $e$ -волны из области I в парциальную  $e$ -волну в области II. Астигматизм в данном случае вызван анизотропией показателя преломления для необыкновенной  $e$ -волны в компоненте II кристаллооптического элемента с ориентацией оптической оси  $\mathbf{a}_2 = (0; 1; 0)$ . При нормальном падении коллимированного пучка на входную грань ДКЭ, когда  $\alpha = 0$ , волновые векторы парциальных волн  $\mathbf{k}_1^o$  и  $\mathbf{k}_1^e$ , распространяющихся в компо-

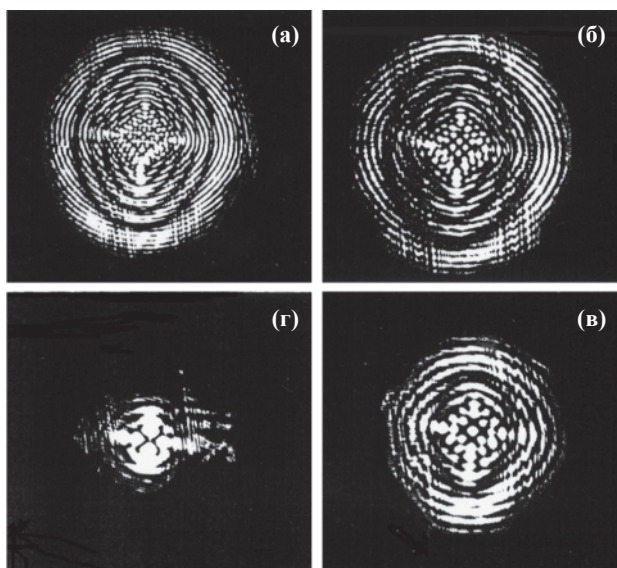
ненте I ДКЭ с ориентацией оптической оси  $\mathbf{a}_1 = (0; 0; 1)$ , совпадают, и на выходе ДКЭ имеем лишь один сходящийся “нерасщепленный” aberrированный пучок с парциальным волновым вектором  $\mathbf{k}_3^{oe} = \mathbf{k}_3^{ee} = \mathbf{k}_3^e$ . Путем выбора состояния поляризации падающего нормально на ДКЭ лазерного пучка коллимированное излучение на выходе от компонента излучения с волновым вектором  $\mathbf{k}_3^{oo} = \mathbf{k}_3^{eo} = \mathbf{k}_3^o$ , исходно не подвергнутое фокусировке на сферической границе раздела, может быть полностью “подавлено” по интенсивности. “Подавление” коллимированного  $\mathbf{k}_3^{oo}$  и квазиколлимированного  $\mathbf{k}_3^{eo}$  компонентов “нефокусируемого” излучения на выходе путем выбора состояния поляризации падающего на ДКЭ лазерного пучка является эффективным и при малых углах падения  $\alpha$ . При малых углах падения  $\alpha$  (от 0 до  $13^\circ$ ) расщеплением сходящегося лазерного пучка на компоненты с парциальными волновыми векторами  $\mathbf{k}_3^{oe}$  и  $\mathbf{k}_3^{ee}$  можно полностью пренебречь и не учитывать его при последующих расчетах околофокусного дифракционного поля.

Рассмотрим фокусировку лазерного пучка в случае, когда волновой фронт излучения после выхода



**Рис. 1.** Схема распространения поляризованных лучей через ДКЭ для коллимированного лазерного пучка с волновым вектором  $\mathbf{k}_0$ , падающего на входную грань ДКЭ со стороны плосковыпуклого компонента под произвольным углом  $\alpha$ . На сферической границе раздела между компонентами I и II ДКЭ происходит трансформация плоских  $o$ - и  $e$ -волн в сходящиеся  $oe$ - ,  $ee$ - и плоские  $oo$ - и  $eo$ -волны, которые распространяются слева направо в области II. На выходе ДКЭ имеем коллимированный  $oo$ -пучок, квазиколлимированный  $eo$ -пучок и сходящиеся  $oe$ - и  $ee$ -пучки, деформированные сферической aberrацией и астигматизмом. Путем выбора состояния поляризации падающего пучка на выходе можем иметь лишь сходящиеся  $oe$ - и  $ee$ -пучки с одинаковыми состояниями поляризации. В плоскости экрана  $x_2 y_2$  при  $z = f$  показано дифракционное изображение – поперечное сечение каустической структуры.  $\Sigma$  – волновой фронт на выходе из ДКЭ,  $S_{\text{ref}}$  – опорная сфера с центром  $(0, 0, z = f)$  в плоскости экрана.  $P$  – четырехгранная пирамида, ограничивающая зону геометрической 5-лучевой интерференции парциальных волн.

из фокусирующего элемента искажен сферической абберацией и астигматизмом [11, 12]. Экспериментальные фотографии поперечных сечений каустики, сформированной вблизи фокуса при нормальном падении на ДКЭ коллимированного пучка He-Ne-лазера, представлены на рис. 2 для различных параметров дефокусировки  $\Delta z$ . Видно, что в центральных областях поперечных сечений дифракционное поле имеет квазирегулярную ячеистую структуру с характерными 4-мя факельными вершинами и квадратной огибающей. Природа возникновения квазирегулярной структуры в поперечном сечении дифракционного поля детально объяснена в работе [12] на базе *геометрооптической интерпретации* результатов дифракции и анализа дифракционного интеграла Френеля–Кирхгофа *методом стационарной фазы*. Там же было показано, что такое волновое поле структурно стабильно и является дифракционной катастрофой. Так в результате анализа *стационарных точек* дифракционного интеграла  $J$  удалось показать, что ячеистая структура в центре дифракционных картин сформирована в результате *5-лучевой интерференции* парциальных волн, исходящих из различных точек на апертуре исходного волнового фронта на выходе ДКЭ. Рас-



**Рис. 2.** Экспериментальные фотографии поперечных сечений дифракционной катастрофы, формируемой в области фокуса сходящегося лазерного пучка, искаженного сферической абберацией и астигматизмом. Длина волны излучения  $\lambda = 632,8$  нм. Параметр дефокусировки  $\Delta z$ , мм: а – 6,8, б – 5,2, в – 3,7, г – 1,8. Дефокусировка  $\Delta z$  отсчитывается от плоскости эффективного параксиального фокуса  $z = 141,7$  мм.

положенные снаружи протяженные серповидные/дугообразные элементы сформированы в свою очередь в результате *3-лучевой интерференции* соответствующих парциальных волн. При этом было показано, что амплитудная волновая функция внутри остроконечной четырехгранной пирамиды, отделяющей внутреннюю область 5-лучевой интерференции парциальных волн от внешней области 3-лучевой интерференции, характеризуется *нитевидно-ячеистой структурой*. В  $z$ -направлении структура преимущественно *нитевидная*, а в плоскости  $x, y$  – “кристаллоподобная” ячеистая. Протяженность вышеотмеченной пирамиды в продольном  $z$ -направлении составляет около 5–6 мм, а ее поперечные размеры не превышают 120 мкм. Вершина пирамиды примерно совпадает с эффективным астигматическим параксиальным фокусом системы  $F_0$ , находящимся между двумя близкорасположенными параксиальными астигматическими фокусами  $F_x, F_y$  (рис. 1). Здесь подразумевается, что точки  $F_x$  и  $F_y$  являются центрами кривизны фрагмента сходящегося волнового фронта на выходе из ДКЭ в окрестности точки  $O$  ( $x = 0, y = 0, z = 0$ ) вдоль взаимно-ортогональных направлений  $Ox$  и  $Oy$ . В случае отсутствия других типов аббераций точки  $F_x$  и  $F_y$  определяют положение горизонтальной и вертикальной параксиальных фокальных линий.

Следуя [12], распределение комплексной амплитуды скалярного поля  $A$  в области фокусировки можно записать в виде

$$A(x_2, y_2, z = f) = \frac{i}{\lambda z} \exp\left(-\frac{i2\pi z}{\lambda}\right) \exp\left(-\frac{i\pi(x_2^2 + y_2^2)}{\lambda z}\right) J(x_2, y_2, z), \quad (1)$$

где дифракционный интеграл  $J$  определяется как

$$J = \iint_{\Omega} A(x, y) \exp(i\Delta\varphi(x, y)) \times \exp\left(-i2\pi\left(x\frac{x_2}{\lambda f} + y\frac{y_2}{\lambda f}\right)\right) dx dy. \quad (2)$$

Здесь  $\lambda$  – длина волны излучения,  $x_2, y_2$  – декартовы координаты в плоскости экрана, находящегося на расстоянии  $f$  от выходной плоскости фокусирующего элемента  $z = 0$ ;  $A(x, y)$  – распределение скалярной амплитуды поля по апертуре волнового фронта при  $z = 0$ ,  $\Delta\varphi(x, y)$  – фазовая функция отклонения волнового фронта  $\Sigma$  от опорной сферы  $S_{\text{ref}}$ , центр которой лежит в плоскости экрана  $z = f$  (рис. 1). Интеграл  $J$  вычисляется в плоскости  $x, y$  при  $z = 0$  по эффективно открытой апертуре волно-

вого фронта  $\Omega$  вблизи выходной плоскости фокусирующего элемента.

Рассмотрим ситуацию, когда распределение  $A(x, y) = A_0 = \text{const}$ . Для сходящегося волнового фронта, деформированного перечисленными выше aberrациями, фазовая функция отклонения фронта волны от идеальной опорной сферы радиуса  $f$  с центром в точке  $(0, 0, f)$  имеет следующий вид:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ f - \sqrt{f^2 - x^2 - y^2} - \left[ f_0 - \sqrt{f_0^2 - x^2 - y^2} + a(x^2 + y^2)^2 + c(y^2 - x^2) \right] \right] \quad (3)$$

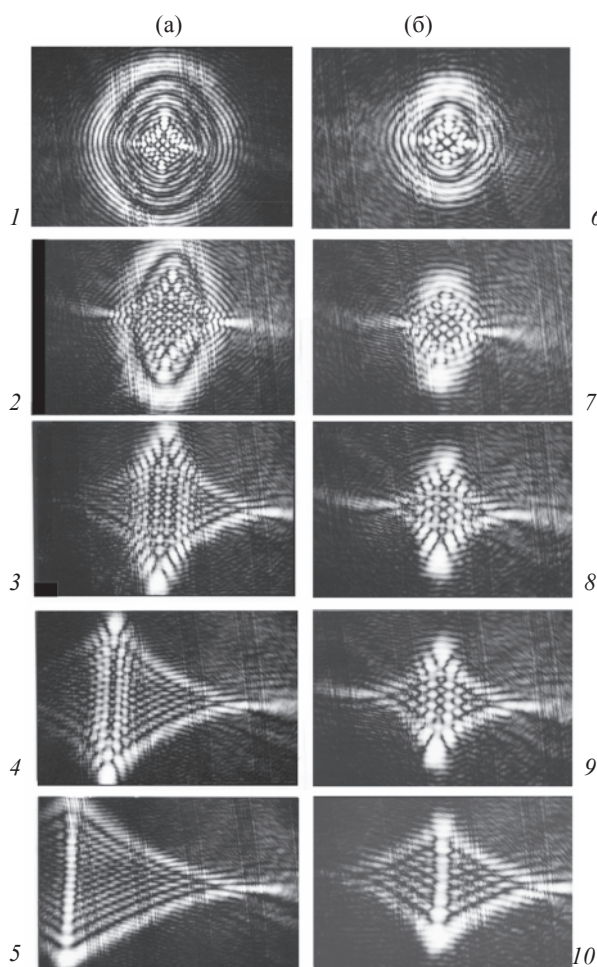
Здесь  $a$  – коэффициент сферической aberrации 3-го порядка,  $c$  – эффективный коэффициент, характеризующий астигматизм при нормальном падении коллимированного лазерного пучка на входную грань ДКЭ,  $f_0$  – эффективное параксиальное фокусное расстояние системы, т. е. расстояние от выходной грани ДКЭ при  $z = 0$  до эффективного астигматического параксиального фокуса  $F_0$  (рис. 1). Формула (3) характеризует изменение фазовой функции при дефокусировке, осуществляемой сдвигом плоскости экрана из плоскости  $z = f_0$  в плоскость  $z = f$ . Последующие вычисления проведем с использованием заранее рассчитанных параметров, соответствующих геометрии фактически используемого ДКЭ и главным показателям преломления одноосного кристалла на длине волны  $\lambda = 632,8$  нм:  $a = 1,20 \times 10^{-6}$  мм<sup>-3</sup>;  $c = 9,96 \times 10^{-6}$  мм<sup>-1</sup>;  $f_0 = 141,70$  мм. При расчете  $a$ ,  $c$  и  $f_0$  выбирались следующие значения показателей преломления для обыкновенной и необыкновенной волн:  $n_o = 1,65504$ ,  $n_e = 1,4849$ . Диаметр эффективно открытой апертуры пучка после выхода из ДКЭ прием равным 20 мм. Параметр  $\delta s$  продольной сферической aberrации для луча с края такой апертуры составляет  $\delta s \approx 10$  мм, что почти на порядок превышает параксиальную астигматическую разность  $\Delta f = f_x - f_y = 0,8$  мм.

С помощью компьютера рассчитывались трехмерные распределения амплитуды и фазы дифракционного поля в области фокусировки для большого набора (около  $6 \times 10^3$ ) поперечных сечений поля, расположенных эквидистантно вдоль оси  $z$  с шагом 1,5 мкм. Расчеты были также проведены и для различных углов наклона коллимированного лазерного пучка относительно нормали к входной грани кристаллооптического элемента в интервале 0–14°. В этом случае фазовая функция  $\Delta\varphi(x, y)$  помимо слагаемого  $c(y^2 - x^2)$ , записанного в антисимметричной (по  $x$  и  $y$ ) форме и отвечающего за наличие исходной астигматической разности при нормальном падении коллимированного пучка на входную грань

ДКЭ, содержит еще дополнительное слагаемое  $+c_1 y^2$ . Последнее связано с увеличением астигматического искажения волнового фронта сходящегося пучка с ростом угла падения  $\alpha$  коллимированного лазерного пучка на входную грань ДКЭ. Здесь  $c_1$  – коэффициент, зависящий от угла  $\alpha$ , точное значение которого может быть найдено эмпирическим путем из анализа регистрируемых дифракционных изображений. Отметим, что в общем случае наклонное падение коллимированного пучка на входную грань ДКЭ приводит также и к появлению тривиальной, линейной по  $x$  и/или  $y$  составляющей в фазовой функции  $+(k_x x + k_y y)$ . Здесь  $k_x$  и  $k_y$  – коэффициенты, определяемые геометрией наклонного падения. В случае малых углов ( $\alpha = 0$ –13°) это приводит к пропорциональному по углу  $\alpha$  поперечному смещению дифракционной картины в плоскости экрана  $z = f$  без существенного изменения ее морфологии и структуры. В эксперименте, однако, угол падения  $\alpha$  лазерного пучка на ДКЭ варьировался путем поворота ДКЭ относительно коллимированного пучка, а не наоборот; положение микробъектива регистрирующей системы в продольном направлении при этом не изменялось. Указанные обстоятельства автоматически учитывались при расчетах и в дальнейшем не анализируются.

Компьютерные расчеты вплоть до мельчайших особенностей подтверждают экспериментально наблюдаемую сложную трехмерную структуру оптического поля вблизи фокуса, формируемую при нормальном падении на ДКЭ лазерного пучка. Это обусловлено правильным выбором используемых значений для  $a$ ,  $c$ ,  $f_0$  и явной достаточностью используемых типов aberrаций в формуле (3) для  $\Delta\varphi$ . Как из экспериментальных данных, приведенных на рис. 2, так и из результатов компьютерного анализа, отчетливо видно, что трехмерное распределение оптического поля в центральной области дифракционной каустики имеет ярко выраженную квазирегулярную, “кристаллоподобную” ячеистую структуру. В [13] было показано, что при увеличении угла  $\alpha$  в определенном интервале дискретный размер такой “кристаллоподобной” ячеистой структуры увеличивается линейно и одинаковым образом для разных параметров дефокусировки. Так, при увеличении угла поворота  $\alpha$  от 7° до 9° ромбовидная ячеистая структура в центре дифракционной картины изменяет свой дискретный размер от  $3 \times 3$  до  $4 \times 4$  при параметре  $\Delta z = 3,7$  мм (рис. 3б, фото 7 и 8). Здесь имеется в виду следующее: “яркие” ячейки дифракционного поля с максимальной интенсивностью расположены в узлах правильной ромбовидной сетки; при этом с увеличением угла поворота  $\alpha$  число “ярких” ячеек, задаваемое количеством узлов

в сетке, изменяется от  $3 \times 3$  до  $4 \times 4$ . Дальнейшее увеличение угла поворота от  $9^\circ$  до  $11^\circ$  приводит к изменению дискретного размера ромбовидной ячеистой структуры от  $4 \times 4$  до  $5 \times 5$  (рис. 3б, фото 8 и 9). Таким образом, одинаковые изменения углов поворота ДКЭ (от  $7^\circ$  до  $9^\circ$  или от  $9^\circ$  до  $11^\circ$ ) одинаковым образом увеличивают при  $\Delta z = 3,7$  мм размеры ромбовидной ячеистой структуры на единицу по каждому из измерений (от  $3 \times 3$  до  $4 \times 4$  или от  $4 \times 4$  до  $5 \times 5$ ). В свою очередь при параметре дефокусировки  $\Delta z = 5,2$  мм и угле поворота  $7^\circ$  в центре дифракционной картины имеем “яркие” ячейки поля, расположенные в узлах правильной прямоугольной сетки размером  $3 \times 4$  (рис. 3а, фото 2).

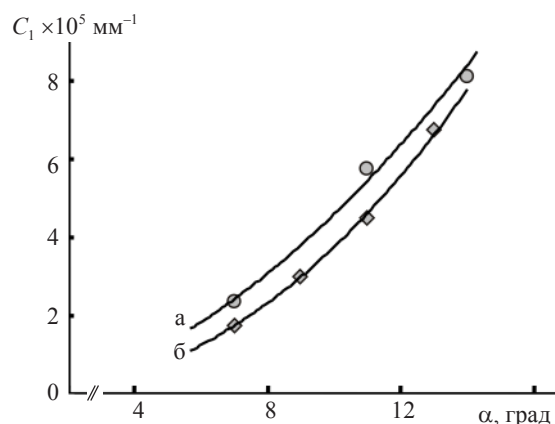


**Рис. 3.** Дифракционные структуры в окрестности астигматического фокуса ДКЭ при различных параметрах дефокусировки  $\Delta z$  и углах  $\alpha$  поворота ДКЭ. а –  $\Delta z = 5,2$  мм, фото 1 –  $\alpha = 0^\circ$ , 2 –  $7^\circ$ , 3 –  $11^\circ$ , 4 –  $14^\circ$ , 5 –  $17^\circ$ ; б –  $\Delta z = 3,7$  мм, фото 6 –  $\alpha = 0^\circ$ , 7 –  $7^\circ$ , 8 –  $9^\circ$ , 9 –  $11^\circ$ , 10 –  $13^\circ$ ). Регистрация на негативную фотопленку осуществлялась с помощью микрообъектива. Длина волны  $\lambda = 632,8$  нм.

ях “ярких” ячеек и частично вокруг них расположены слабо различимые, “мелкие” ячейки поля со значительно меньшей интенсивностью. Изменение угла поворота от  $7^\circ$  до  $11^\circ$  приводит к изменению дискретного размера прямоугольной ячеистой структуры, составленной из “ярких” ячеек, от  $3 \times 4$  до  $4 \times 5$  (рис. 3а, фото 2 и 3). Таким образом, при  $\alpha > 7^\circ$  небольшие изменения углов поворота ДКЭ ( $2^\circ$  и  $4^\circ$ ) приводят при разных параметрах дефокусировки ( $\Delta z = 3,7$  мм и  $\Delta z = 5,2$  мм) к увеличению дискретного размера ячеистой “кристаллоподобной” структуры на единицу по каждому из измерений. Экспериментально формируемые при разных углах поворота ДКЭ дифракционные поля (рис. 3) также вплоть до специфических морфологических особенностей совпадают с результатами компьютерного моделирования, проведенного в рамках данного исследования с использованием дополнительного слагаемого  $+c_1 y^2$  в фазовой функции  $\Delta\varphi(x, y)$ .

Детальное сравнение изображений поперечных сечений дифракционной катастрофы (рис. 3), зарегистрированных экспериментально, с двумерными изображениями дифракционных картин, полученных с использованием различных подгоночных параметров  $c_1$  в компьютерных расчетах, позволяет достаточно точно определить параметр  $c_1$  для каждого из экспериментальных изображений. В результате было найдено, что в интервале углов  $0$ – $14^\circ$  параметр  $c_1$  суперлинейным образом зависит от угла падения  $\alpha$  лазерного пучка на входную грань ДКЭ (рис. 4), что может быть использовано для создания прецизионного датчика угловых перемещений. Так, экспериментальные точки (ромбы), приведенные на рис. 4 и соответствующие дефокусировке  $\Delta z = 3,7$  мм, хорошо аппроксимируются степенной угловой зависимостью  $c_1 \sim \alpha^2$ . Найденная зависимость коэффициента  $c_1$  от  $\alpha$  полностью определяет специфические морфологические особенности дифракционных картин и их изменчивость при повороте ДКЭ относительно коллимированного лазерного пучка.

Как известно, вблизи каустических особенностей дифракционные волновые фронты сильно отличаются от геометрических волновых фронтов, которые определяются как поверхности равного эйконала (оптического пути) для геометрических парциальных лучей. В работе [14] с помощью специальной операторной методики, основанной на анализе фазы в четырех ближайших пикселах на карте поперечного сечения оптического поля, были выявлены дислокационные линии (винтовые дислокации) в поле исследуемой дифракционной катастрофы и показана природа их возникновения. В каждом поперечном сечении внутри тела дифрак-



**Рис. 4.** Зависимость коэффициента  $c_1$ , определяемого эмпирическим путем из анализа изображений дифракционных картин, зарегистрированных при малом параметре дефокусировки, от угла падения  $\alpha$  коллимированного лазерного пучка на входную грань ДКЭ. а –  $\Delta z = 5,2$  мм, б –  $\Delta z = 3,7$  мм. Экспериментальные точки (кружки и ромбы) соответствуют дифракционным картинам, приведенным на рис. 3а и 3б соответственно. Степенная аппроксимация проведена по методу наименьших квадратов.

ционной катастрофы оператор выделяет целое множество точек, где так называемый топологический заряд фазовых дислокаций равен  $+1$  или  $-1$ , или, другими словами, в этих точках фаза поля испытывает  $+2\pi$ - или  $-2\pi$ -скачки при обходе их по замкнутому контуру в поперечной плоскости. Набор этих точек от различных поперечных сечений образует в трехмерном пространстве дислокационные линии. Исследования, проведенные в [14], показали, что помимо протяженных винтовых дислокаций, сложным образом петляющих в пространстве, имеются еще и замкнутые, компактно локализованные винтовые дислокации, не имеющие ни начала, ни конца. Дислокации последнего типа локализованы в центральной области дифракционной катастрофы, т. е. в пространстве, ограниченном ребрами четырехгранной каустической пирамиды  $0 < |x_2|, |y_2| < 40$  мкм,  $135,0 < z < 140,0$  мм. Замкнутая винтовая дислокация по сути представляет собой контур, образованный двумя винтовыми дислокациями с противоположными  $+1$  и  $-1$  топологическими зарядами. В первом приближении эти контуры являются плоскими/квазиплоскими овалами неправильной формы, сильно вытянутыми в  $z$ -направлении. Было обнаружено [14], что замкнутые винтовые дислокации находятся в “темных” областях между “яркими” квазирегулярно расположенными ячейками поля и геометрически правильным обра-

зом отделяют одну ячейку с высокой амплитудой поля от другой. Каждой замкнутой винтовой дислокации можно приписать локализованный дипольный вихрь. В квазистационарной ситуации для пространственно локализованного околофокусного дифракционного поля, формируемого с помощью источника высокостабильного, непрерывно генерируемого и монохроматического излучения, каждый из множества локализованных дипольных вихрей можно представить в виде пространственно протяженных вдоль оптической оси  $z$  последовательных топологических циклов: 1) рождения, 2) пространственного разделения в поперечном направлении, 3) слияния и уничтожения двух парциальных оптических вихрей/дефектов фазы поля с противоположными топологическими зарядами. Исследования показали, что в окрестности дислокационных линий, имеющих топологические заряды  $+1$  и  $-1$ , имеют место глубокие минимумы интенсивности  $|A(x_2, y_2, z)|^2$  дифракционного поля.

С учетом результатов исследования [15] о наличии замкнутых иррегулярных дислокационных линий в оптическом поле, сформированном в результате интерференции 5 плоских волн, становится понятной причина их появления во внутренних областях исследуемой дифракционной катастрофы. Это происходит непосредственно в результате того, что поле в каждой точке области, лежащей внутри четырехгранной пирамиды, описывается согласно подходу, предложенному в [12], в рамках 5-лучевой интерференции парциальных волн, приходящих из различных точек на апертуре исходного сходящегося волнового фронта. Соответственно, поле в каждой точке  $(x, y, z)$  вне четырехгранной пирамиды описывается в рамках 3-лучевой интерференции парциальных волн, а дислокационные линии в этой области имеют вид незамкнутых кривых с открытыми концами.

## Заключение

Поле дифракционной катастрофы, формируемое при фокусировке с помощью ДКЭ коллимированного лазерного пучка, волновой фронт которого на выходе деформирован сферической аберрацией и астигматизмом, чувствительно к изменению угла поворота ДКЭ  $\alpha$ . Выявленные с ростом угла  $\alpha$  изменения в структурных особенностях поля дифракционной катастрофы допускают их использование в лазерных измерительных устройствах и системах.

Работа поддержана грантом Министерства образования и науки РФ “Развитие научного потенциала высшей школы 2006–2008”, шифр ФИЕТ/КЭОП35.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Berry M.V., Upstill C.* Catastrophe optics: morphologies of caustics and their diffraction patterns // *Progress in optics*. 1980. V. 18. P. 257–346.
2. *Berry M.V., Klein S.* Colored diffraction catastrophes // *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*. 1996. V. 93. P. 2614–2619.
3. *Berry M.* Making light of mathematics // *Bulletin (new Series) of the American Mathematical Society*. 2003. V. 40. № 2. P. 229–237.
4. *Chaloupka J.L., Fisher Y., Kessler T.J., Meyerhofer D.D.* Single-beam, ponderomotive-optical trap for free electrons and neutral atoms // *Opt. Lett.* 1997. V. 22. № 13. P. 1021–1023.
5. *Furukawa H., Yamaguchi I.* Optical trapping of metallic particles by a fixed Gaussian beam // *Opt. Lett.* 1998. V. 23. № 3. P. 216–218.
6. *Nye J.F.* The relation between the spherical aberration of a lens and the spun cusp diffraction catastrophe // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2005. № 7. P. 95–102.
7. *Basistiy I.V., Bazhenov V.Yu., Soskin M.S., Vasnetsov M.V.* Optics of light beams with screw dislocations // *Opt. Commun.* 1993. V. 103. № 5, 6. P. 422–428.
8. *Deykoon A.M., Soskin M.S., Swartzlander G.A., Jr.* Nonlinear cusp diffraction catastrophe and vortex quadrupoles from a smooth initial beam // *J. of Nonlinear Opt. Physics & Materials*. 2002. V. 11. № 4. P. 351–365.
9. *Karman G.P., Beijersbergen M.W., van Duijl A., Woerdman J.P.* Creation and annihilation of phase singularities in a focal field // *Opt. Lett.* 1997. V. 22. № 19. P. 1503–1505.
10. *Осипов Ю.В.* Интерференционно-поляризационные свойства кристаллооптической бифокальной линзы // *Оптический журнал*. 1998. Т. 65. № 3. С. 25–29.
11. *Осипов В.Ю.* Тонкая структура волнового поля в окрестности дуплетного фокуса бифокальной линзы из одноосных кристаллов // *Опт. и спектр.* 1994. Т. 76. № 3. С. 534–539.
12. *Осипов В.Ю.* Дифракционная катастрофа в области фокусировки волнового фронта, деформированного сферической аберрацией и астигматизмом // *Автоматрия*. 1996. № 5. С. 48–60.
13. *Осипов В.Ю.* Ячеистая структура волнового поля в окрестности дуплетного фокуса бифокальной линзы из одноосных кристаллов // *Оптический журнал*. 1995. № 2. С. 31–34.
14. *Осипов В.Ю.* Дифракционная катастрофа в области фокусировки аберрированного лазерного пучка и ассоциированные с ней оптические вихри // *Оптический журнал*. 1999. Т. 66. № 12. С. 32–35.
15. *O'Holleran K., Padgett M.J.* Topology of optical vortex lines formed by the interference of three, four, and five plane waves // *Optics Express*. 2006. V. 14. № 7. P. 3039–3044.