

01;07;09

## Взаимодействие пространственных солитонов в области дифракционной катастрофы при фокусировке в нелинейной среде мощного лазерного излучения

© В.Ю. Осипов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: osip@vul.ioffe.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 26 июня 2000 г.)

При фокусировке мощного лазерного пучка в нелинейной керровской среде имеют место эффекты, связанные с самодифракцией фокусируемого излучения на индуцированных неоднородностях показателя преломления среды. Разработан метод расчета амплитуды и фазы волны в области фокусировки, учитывающий самодифракцию излучения на самоиндуцированных неоднородностях. В результате компьютерного анализа для керровских сред с насыщением обнаружено, что после области с наименьшим сечением околофокусного образования оптическое поле имеет вид хаотически разлетающихся "брызг" и протяженных нитевидных выбросов. Нитевидные выбросы, простирающиеся всевозможно на большие расстояния от области наибольшего "сжатия" пучка, представляют собой яркие пространственные солитоны, в которых каналируется значительная часть энергии первичного пучка. В поперечном сечении наблюдалось не менее 8–12 ярко выраженных солитонов, распространяющихся в  $+z$ -направлении и разбегающихся друг от друга в поперечной  $x, y$ -плоскости. Отмечаются осцилляции амплитуды поля вдоль оси каждого из солитонов. Расчеты проведены для различных параметров керровской среды с насыщением.

### Введение

Оптические пространственные солитоны, распространяющиеся в нелинейных средах, в том числе и в керровских с насыщающейся нелинейностью, интенсивно исследуются в последние 8 лет разными группами исследователей [1–8]. Под пространственным солитоном обычно понимается стационарный во времени самоканализирующийся пучок света, в котором дифракционная расходимость компенсируется эффектом самофокусировки в среде с насыщением нелинейной добавки к показателю преломления. Исследования таких объектов касаются в основном как изучения собственных свойств ярких пространственных солитонов [9], так и анализа взаимодействия между двумя или несколькими солитонами, пересекающимися в пространстве под разными углами [2,10–13] или распространяющимися в попутном направлении [14].

С другой стороны, предметом пристального внимания в оптике по-прежнему остаются вопросы, связанные с изучением тонкой структуры электромагнитных полей в области фокусировки лазерных пучков с различной формой волнового фронта. Подавляющее число исследований на эту тему выполнено для случая фокусировки излучения в линейной среде [15–22]. Возникающие в области фокуса каустические структуры детально исследованы за последние 35 лет для различных типов аберраций сходящегося пучка [23,24]. В большинстве проведенных исследований каустики рассчитывались в основном в скалярном приближении, однако в ряде случаев в последние годы учитывался и векторный характер поля [20–22]. Вместе с тем в литературе практически отсутствует анализ каустических структур, формирую-

щихся в нелинейной среде при "острой" фокусировке мощного излучения, когда в каустической зоне излучение самодифрагирует на индуцированных неоднородностях показателя преломления среды. Авторы работы [25] наблюдали в нелинейной среде дифракционную катастрофу в виде сложной астроида при эволюции эллиптического гауссового пучка с соотношением сторон 2:1 и плавным распределением интенсивности по апертуре. Однако в последнем случае околофокусное поле возникает непосредственно за счет эффекта самофокусировки излучения, и этот случай не является случаем "острой" фокусировки, когда в нелинейную среду входит уже сходящийся и предварительно сфокусированный пучок света. В литературе имеется сообщение о расчете в нелинейной среде нитеобразной конфигурации поля, формирующейся при "острой" фокусировке с помощью конической линзы — аксикона [26]. Для пучков, сфокусированных в нелинейную среду другими способами и с другими типами аберраций, информация отсутствует. Поэтому, целью данной работы и является изучение каустически особенностей поля, сформированного в нелинейной керровской среде в результате эволюции сходящегося лазерного пучка, аберрированного сложным образом.

При фокусировке мощного лазерного пучка в нелинейной среде имеют место эффекты, связанные с деформацией фронта волны и самодифракцией фокусируемого излучения на керровских неоднородностях показателя преломления. При этом неоднородности показателя преломления среды определяются трехмерной спекл-структурой каустического поля. Расчеты прохождения волны через каустическую зону в нелинейной среде проводились в начале в работе [27]. Однако в [27] рассматривалась нелинейная керровская среда без насы-

щения нелинейной добавки к показателю преломления  $\Delta n$ . В настоящей работе мы покажем, как учет эффекта насыщения  $\Delta n$  приводит к качественно новому результату — появлению в области дифракционной каустики (или катастрофы) множества пространственных солитонов.

### Методика расчета и основные результаты компьютерного моделирования

В [27] был описан метод расчета амплитуды и фазы волны в области фокусировки, учитывающий самодифракцию излучения на самоиндуцированных неоднородностях. Расчеты проводились на компьютере посредством переноса излучения со слоя на слой с помощью интеграла Френеля–Кирхгофа. При этом на малом участке пространства  $\Delta z$  между соседними слоями вклады от чистой дифракции и наводке пространственных неоднородностей разделялись и рассчитывались по отдельности. Этот метод, известный под аббревиатурой BPM (beam propagation method), широко используется для расчета распространения волн в неоднородных и нелинейных средах [28,29]. Существуют, однако, различные модификации метода BPM, а также другие конечно-разностные методы расчета распространения волн в нелинейных средах [30–32]. Поясним более подробно применяемую модификацию метода BPM. Наведенная в поле  $E(x, y, z_i)$  мощной волны нелинейная добавка  $\Delta n(x, y, z)$  к показателю преломления среды  $n_0(x, y, z)$  определяет индуцированный на тонком слое толщиной  $\Delta z$  эффективный фазовый экран с функцией комплексного пропускания

$$\exp(i2\pi(n_0(x, y, z_i) - 1 + \Delta n(x, y, z_i))\Delta z/\lambda).$$

Здесь  $\lambda$  — длина волны излучения. В случае исходно однородной, но нелинейной среды распределение  $n_0(x, y, z) = n_0 = \text{const}$ . Этот фазовый экран мысленно помещается в плоскость  $z = z_i$ . Комплексная функция пропускания фазового экрана в свою очередь модулирует распределение амплитуды и фазы волны  $E(x, y, z_i) = A(x, y, z_i) \exp(i\varphi(x, y, z_i))$  в плоскости  $z = z_i$ . В результате комплексная амплитуда поля в плоскости  $z = z_i + 0$  записывается в виде

$$E(x, y, z_i + 0) = A(x, y, z_i) \exp(i\varphi(x, y, z_i)) \times \exp(i2\pi(n_0 - 1 + \Delta n(x, y, z_i))\Delta z/\lambda)$$

и в плоскости  $z = z_i + \Delta z$  рассчитывается посредством интеграла Френеля–Кирхгофа для подынтегральной амплитуды  $E(x, y, z_i + 0)$

$$E(x, y, z_i + \Delta z) = \iint_{\Omega} g(u_x, u_y) \exp(-i\Delta z \sqrt{k^2 - u_x^2 - u_y^2}) \times \exp(-i(u_x x + u_y y)) du_x du_y, \quad (1a)$$

где

$$g(u_x, u_y) = \iint_{\Sigma} E(x, y, z_i + 0) \exp(i(u_x x + u_y y)) dx dy. \quad (1b)$$

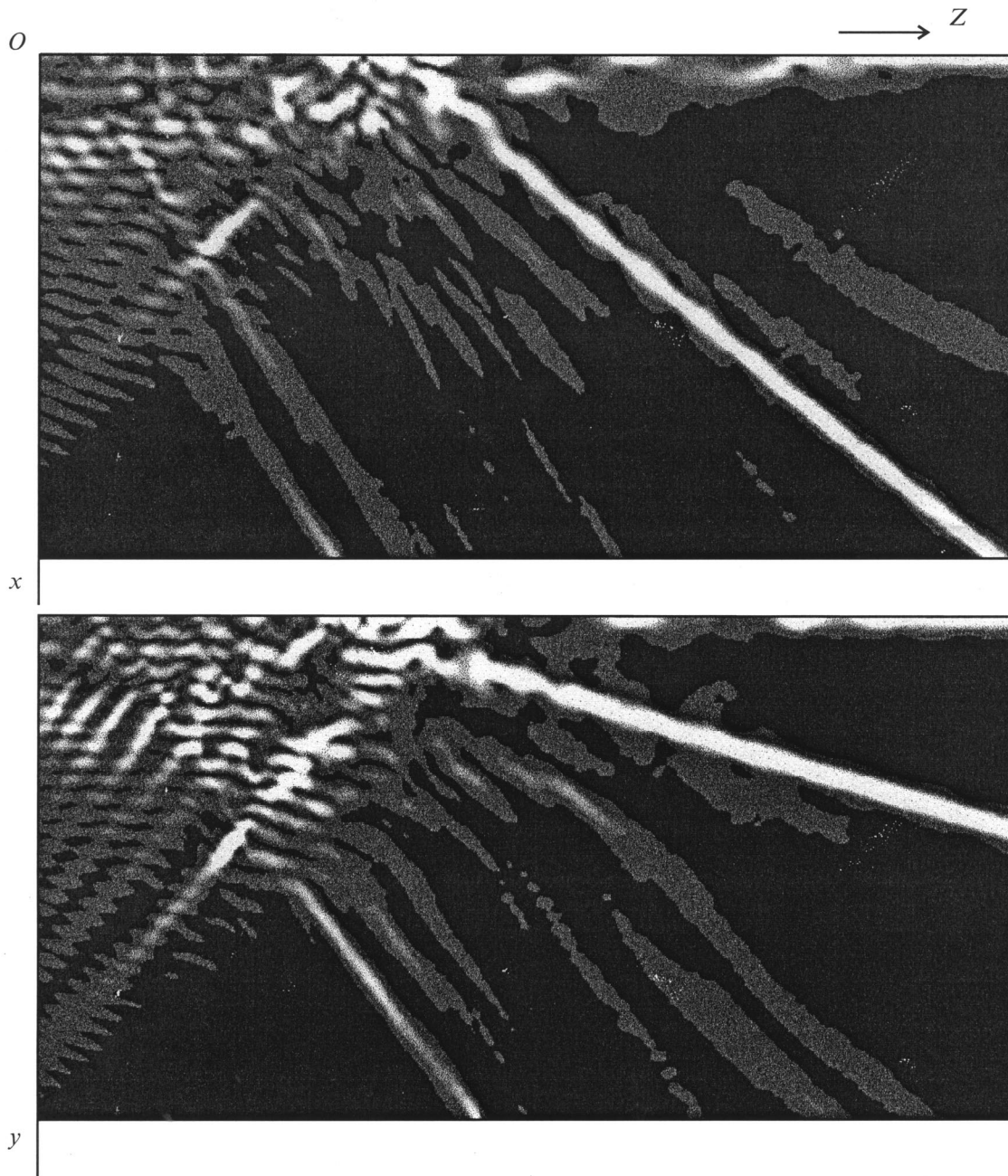
Здесь  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число излучения,  $u_x$  и  $u_y$  — круговые пространственные частоты в  $x$ - и  $y$ -направлениях,  $g(u_x, u_y)$  — фурье-спектр комплексной амплитуды  $E(x, y, z_i + 0)$ . Величины  $u_x$  и  $u_y$  связаны следующим образом с направляющими косинусами парциального волнового вектора  $\mathbf{k} = k(\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma)$ :  $u_x = k \cos \alpha$ ,  $u_y = k \cos \beta$ . Интеграл Френеля–Кирхгофа (1a), (1b) записан здесь в так называемом рэлеевском представлении [16,33], дополнительно учитывающим распространение со слоя  $z = z_i$  на слой  $z = z_i + \Delta z$  неоднородных затухающих вдоль  $z$  волн в области пространственных частот  $u_x^2 + u_y^2 > k^2$ . При расчетах, однако, принималось во внимание излучение вторично рассеянное в  $+z$ -направлении в интервале телесных углов  $\pm 35.5^\circ$  относительно оси  $z$ . Излучение, рассеянное на большие углы в прямом направлении и рассеянное в обратном направлении, во внимание не принималось. Для простоты анализа исследования проведены в скалярном приближении, без учета векторных эффектов — типа поворота плоскости поляризации в излучении, рассеянном на неоднородностях показателя преломления.

Процесс переноса излучения со слоя  $i$  на слой  $i + 1$  повторялся многократно в области каустической особенности поля на протяжении  $\approx 9 \text{ mm}$ . При расчетах значение величины  $\Delta z$  выбиралось равным  $6.25 \mu\text{m}$ . Для керровских сред с насыщением использовалась следующая зависимость показателя преломления среды от амплитуды поля:

$$n = n_0 + \Delta n = n_0 + \frac{n_2 |E|^2}{1 + (|E|^2/|E_s|^2)}. \quad (2)$$

Здесь  $|E|$  — модуль комплексной амплитуды волнового поля в точке  $x, y, z$  пространства,  $|E_s|$  — амплитуда поля насыщения,  $n_2$  — параметр нелинейности среды,  $n_0$  — постоянная составляющая показателя преломления. Величина  $|E|^2$  имеет здесь смысл интенсивности излучения. Формула (2) для показателя преломления справедлива, однако, не только для чисто керровских жидкостных сред, но и для газовых сред в условиях образования в локальных областях неполностью ионизированной плазмы и лазерных искр. Так, в работе [26] формула (2) использовалась при анализе лазерно-искрового канала, формирующегося в воздухе при фокусировке аксионом. Поэтому в дальнейшем под термином нелинейная керровская среда будем также подразумевать и случай газовой среды в условиях оптической ионизации и пробоя.

Расчеты проведены для различных параметров нелинейной среды с насыщением. Для простоты величина  $n_0$  считалась равной 1. Параметр  $n_2 |E_s|^2$  принимал следующие значения: 0.003, 0.006. Мощное излучение входило в



**Рис. 1.** Распределение интенсивности поля дифракционной катастрофы в продольных плоскостях  $xOz$  и  $yOz$  для реализации поля 1. Размер по горизонтали 9.06 mm, по вертикали — 164  $\mu\text{m}$ .

нелинейную среду при  $z = z_0 = 135.5$  mm, что определялось соответствующим расстоянием от выходного окна фокусирующей системы до входа в нелинейную среду. В расчетах подразумевалось, что полупространство  $z > z_0$  заполнено нелинейной средой, а область  $0 < z < z_0$  соответствует свободному пространству.

Распределение комплексной амплитуды поля в плоскости  $x_2, y_2$  при  $z = 0$  по эффективно открытой апертуре вблизи выходного окна фокусирующего элемента имеет вид  $E(x_2, y_2, 0) = A_0(x_2, y_2) \exp(i\varphi(x_2, y_2, 0))$ . Здесь  $A_0(x_2, y_2)$  — распределение скалярной амплитуды поля

по апертуре волнового фронта при  $z = 0$ ;  $\varphi(x_2, y_2, 0)$  — фазовая функция сходящейся сферической волны, деформированной абберациями.

В свою очередь распределение комплексной амплитуды поля  $E$  в плоскости входа в нелинейную среду при  $z = z_0$  имеет вид [33]

$$E(x, y, z = z_0) = \frac{i}{\lambda z_0} \exp\left(-\frac{i2\pi z_0}{\lambda}\right) \times \exp\left(-\frac{i\pi(x^2 + y^2)}{\lambda z_0}\right) J(x, y, z_0), \quad (3)$$

где дифракционный интеграл  $J(x, y, z_0)$  равен

$$J = \iint_S A_0(x_2, y_2) \exp(i\Delta\varphi(x_2, y_2)) \times \exp\left(i2\pi\left(x_2\frac{x}{\lambda z_0} + y_2\frac{y}{\lambda z_0}\right)\right) dx_2 dy_2. \quad (4)$$

Здесь  $x, y$  — декартовы координаты в плоскости входа излучения  $z = z_0$ ,

$$\Delta\varphi(x_2, y_2) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ z_0 - \sqrt{z_0^2 - x_2^2 - y_2^2} \right] - \varphi(x_2, y_2, 0)$$

— фазовая функция отклонения волнового фронта при  $z = 0$  от опорной сферы, центр которой лежит в плоскости  $z = z_0$ . Интеграл  $J$  вычисляется в плоскости  $x_2, y_2$  при  $z = 0$  по эффективно открытой апертуре  $S$  вблизи выходного окна фокусирующего элемента.

В работе рассматривается ситуация, когда распределение  $A_0(x_2, y_2) = A_0 = \text{const}$ , а сходящийся волновой фронт деформирован одновременно сферической аберрацией и астигматизмом. Выбор только этих двух типов аберраций обусловлен тем, что последние приводят в случае линейной среды к возникновению в области фокуса структурно-стабильной конфигурации поля — так называемой дифракционной катастрофы [34]. Фазовая функция  $\varphi(x_2, y_2, 0)$  имеет следующий вид:

$$\varphi(x_2, y_2, 0) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \tilde{F} - \sqrt{\tilde{F}^2 - x_2^2 - y_2^2} + a(x_2^2 + y_2^2)^2 + c(y_2^2 - x_2^2) \right]. \quad (5)$$

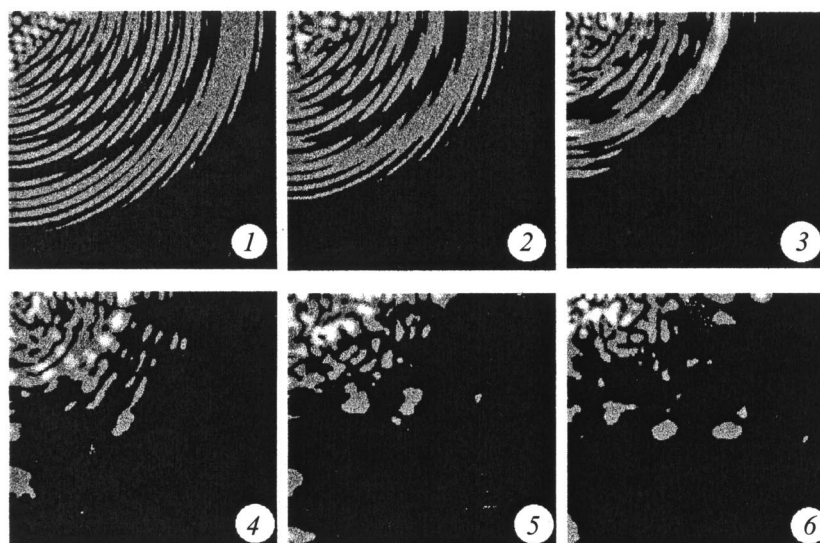
Здесь  $a$  — коэффициент сферической аберрации 3-го порядка;  $c$  — эффективный коэффициент, характеризующий астигматизм. В формуле (5) первое слагаемое в квадратных скобках описывает идеальный сферический волновой фронт радиуса  $\tilde{F}$  с центром в точке  $(0, 0, \tilde{F})$ , а второе и третье слагаемые описывают отклонения фронта волны от опорной сферы радиуса  $\tilde{F}$ . С целью сопоставления с [27,34] вычисления проводились при следующих параметрах:  $a = 1.20 \cdot 10^{-6} \text{ mm}^{-3}$ ,  $c = 9.96 \cdot 10^6 \text{ mm}^{-1}$ ,  $\tilde{F} = 141.70 \text{ mm}$ ,  $\lambda = 0.6328 \text{ }\mu\text{m}$ . Эффективно открытую апертуру пучка сразу после выхода из фокусирующего элемента примем диаметром 20 mm. Интенсивность фокусируемого излучения варьировалась: соответственно параметр  $n_2 A_0^2$  принимал значения  $1 \cdot 10^{-10}$ ,  $2 \cdot 10^{-10}$ . В плоскости входа в нелинейную среду параметр  $n_2 |E|^2$  в ряде мест достигал величин порядка  $1 \cdot 10^{-3}$ .

В результате компьютерного анализа для керровских сред с насыщением обнаружено следующее. В области наибольшего "сжатия" фокусируемого пучка трубчатоячейная структура поля имеет вид искривленных нитей ограниченной длины. Последние представляют собой пространственные солитоны, которые возникают, взаимодействуют, расщепляются или сливаются в обла-

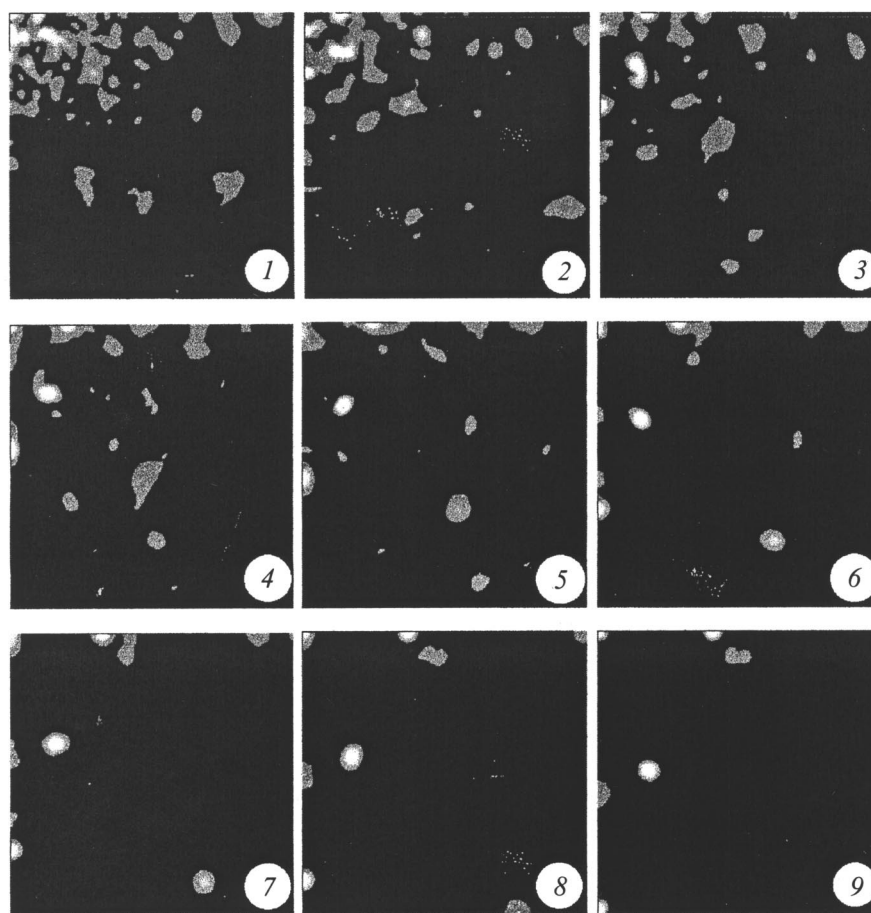
сти наибольшего сгущения поля и в ряде случаев деструктивно распадаются после прохождения этой области. После области с наименьшим сечением околофокусного образования оптическое поле имеет вид хаотически разлетающихся "брызг" и протяженных нитевидных выбросов (рис. 1). Нитевидные выбросы, простирающиеся веерообразно на большие расстояния от области наибольшего "сжатия" пучка, представляют собой яркие пространственные солитоны, в которых каналируется значительная часть энергии первичного пучка. Представленное на рис. 1 оптическое поле получено при расчетных параметрах  $n_2 |E_s|^2 = 0.003$ ,  $n_2 A_0^2 = 2 \cdot 10^{-10}$ .

## Анализ результатов компьютерного моделирования

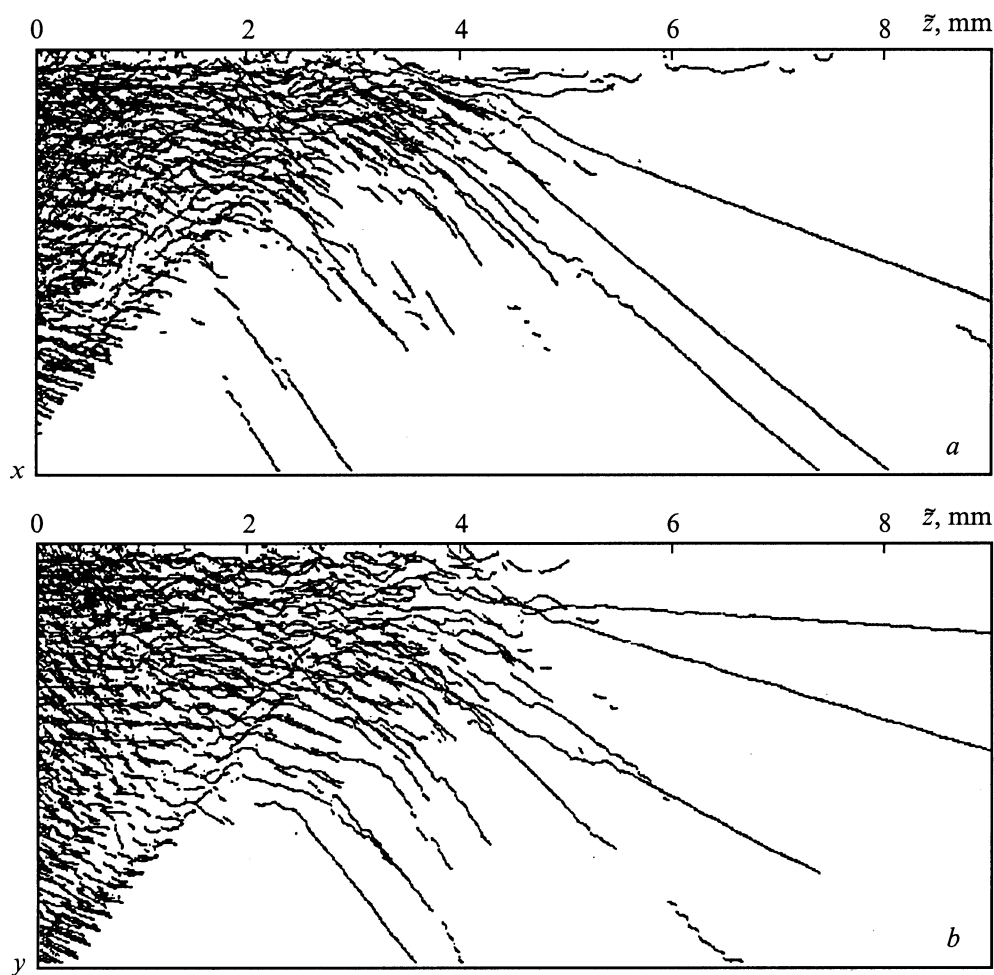
Распределение интенсивности поля в поперечном сечении дифракционной катастрофы в свою очередь представлено на рис. 2 и 3 для разного набора поперечных плоскостей при  $z_i = z_0 + i\Delta z$ . Следуя работе [27], в каждой поперечной плоскости  $z = z_i$  находили спекл-элементы, пиковая интенсивность в которых превышает некоторый порог. Декартовы координаты максимумов по интенсивности этих спекл-элементов и амплитуда поля в них записывались в память компьютера для последующей обработки. Под координатами максимумов спекл-элементов здесь подразумеваются координаты точек максимумов поля в поперечной плоскости. Как видно из рис. 2 и 3, количество спекл-элементов в поперечной плоскости сильно изменяется в зависимости от координаты  $z_i$ . Так, по мере приближения к области наибольшего "сжатия" пучка число компактно локализованных спекл-элементов, являющихся по сути поперечными сечениями микроволноводов или солитонов ограниченной длины, увеличивается (фрагменты 3–5 на рис. 2), далее достигает максимума в области наибольшего "сжатия" пучка (фрагмент 6 на рис. 2) и затем с ростом  $z$  уменьшается (фрагменты 1–4 на рис. 3). Это означает, что вначале число пространственных солитонов увеличивается, так как в результате их множественного взаимодействия или распада части из них рождается большее количество солитонов, чем было вначале. И только после области наибольшего "сжатия" пучка число солитонов уменьшается до фиксированного уровня (фрагменты 6–9 на рис. 3). Каждый из фрагментов на рис. 2 и 3 представляет собой квадрант  $xOy$  (т.е. одну четвертую часть от) поперечного сечения. Из анализа фрагментов 4–9 на рис. 3 следует, что в полном поперечном сечении содержится 8 ярко выраженных солитонов, не разрушающихся и не исчезающих с ростом  $z$ . В других ситуациях ( $n_2 |E_s|^2 = 0.003$ ,  $n_2 A_0^2 = 1 \cdot 10^{-10}$ ) в поперечном сечении нами наблюдалось около 9–12 ярко выраженных солитонов, распространяющихся в  $+z$ -направлении и также разбегающихся друг от друга в поперечной  $x, y$ -плоскости.



**Рис. 2.** Распределение интенсивности поля дифракционной катастрофы для различного набора поперечных сечений  $xOy$ . Плоскости поперечного сечения при  $z < 139$  mm выбраны до области наибольшего "сжатия" пучка. Параметр  $z$ , mm: 1 — 135.5, 2 — 136.125, 3 — 136.75, 4 — 137.375, 5 — 138.0, 6 — 138.625. Реализация поля 1. Размер квадранта  $xOy$   $164 \times 164 \mu\text{m}$ . По вертикали — ось  $Ox$ , по горизонтали — ось  $Oy$ . В качестве точки  $O$  выбрана левая верхняя вершина квадранта.



**Рис. 3.** То же, что на рис. 2, но плоскости поперечного сечения при  $z > 139$  mm выбраны для области возникновения и существования множественных солитонов, а параметр  $z$ , mm: 1 — 139.25, 2 — 139.875, 3 — 140.5, 4 — 141.125, 5 — 141.75, 6 — 142.375, 7 — 143.0, 8 — 143.625, 9 — 144.25.



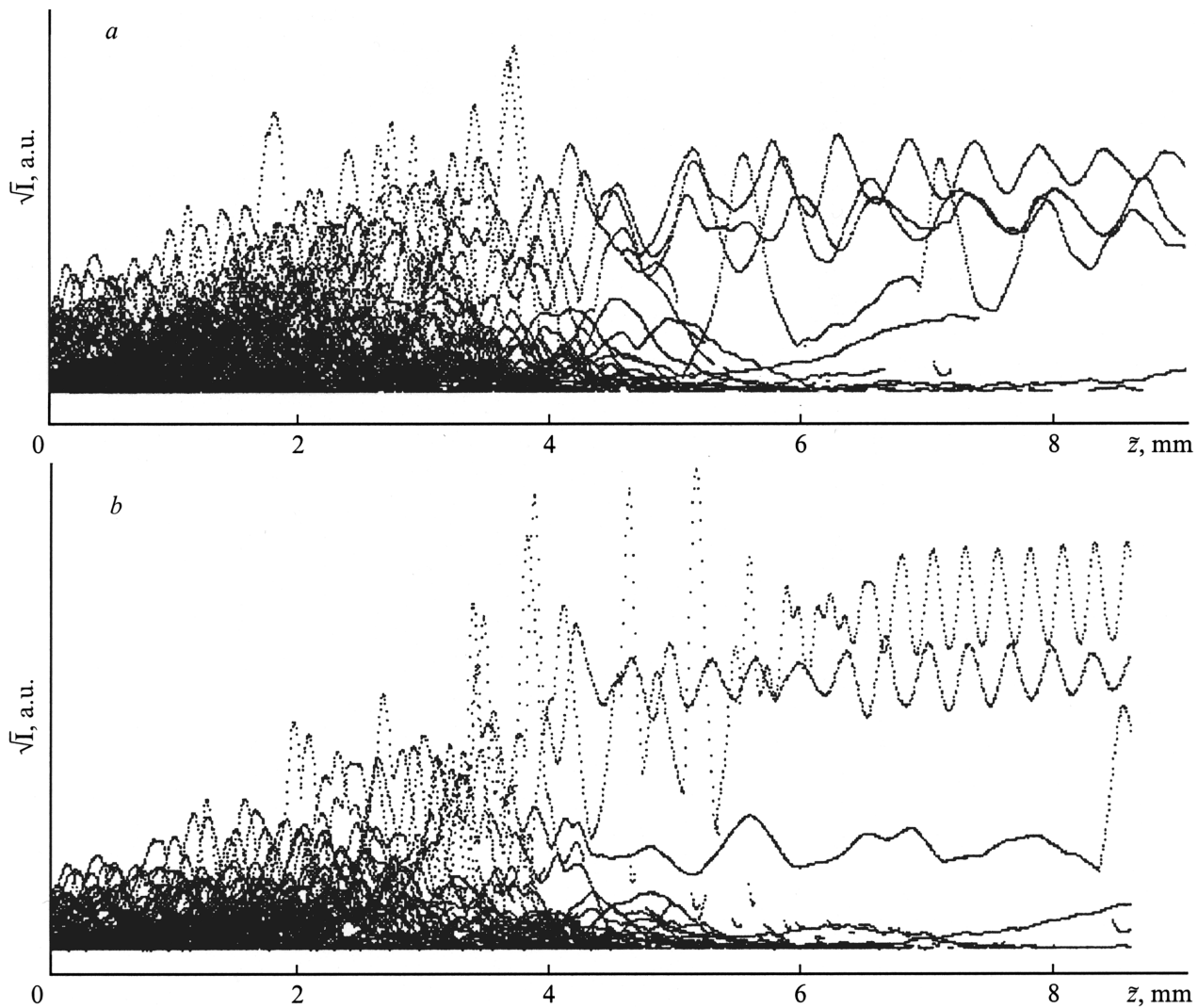
**Рис. 4.** Проекция линий, прочерчиваемых точками максимумов спекл-элементов, найденными в поперечных плоскостях, на продольные плоскости  $xOz$  и  $yOz$ . Проекция линий:  $a$  — на плоскость  $xOz$ ,  $b$  — на плоскость  $yOz$ . Реализация поля 1. Размер по вертикали  $139.4 \mu\text{m}$ .

В работе [13] для характеристики эволюции числа пространственных солитонов в области множественного взаимодействия последних используется термин "выброс локального поля" вместо используемого в данной работе термина "спекл-элемент с пиковой интенсивностью выше порогового уровня". В терминологии работы [13] количество выбросов локального поля в области множественного взаимодействия солитонов может сильно увеличиваться и уменьшаться в зависимости от того, какой процесс превалирует — распад одиночных или пар солитонов соответственно на два и три солитона или слияние пар солитонов в более интенсивные одиночные солитоны. Параллельно со вторым процессом также могут идти деструктивные распады одиночных солитонов, когда при определенных условиях становится невозможным каналирование энергии в солитонном волноводе без потерь. Полученные выше результаты наглядно подтверждают теоретические выводы работы [13].

Точки максимумов спекл-элементов в поперечной плоскости прочерчивают в трехмерном пространстве

линии: криволинейные и кусочно-ограниченные в общем случае. На рис. 4,  $a, b$  показаны проекции этих линий соответственно на плоскости  $yOz$  и  $xOz$ . Проекция линий на плоскости строились соответственно как геометрическое множество точек  $x_i, z_i$  и  $y_i, z_i$ . Здесь  $x_i, y_i, z_i$  — декартовы координаты максимумов всех спекл-элементов в поперечных плоскостях  $(x, y)$ , расположенных эквидистантно при  $z_i = z_0 + i\Delta z$ . Видно, что после области наибольшего "сжатия" пучка максимумы спекл-элементов описывают в пространстве веерообразные линейно разбегающиеся траектории, точно такие же как и у ярких веерообразно разбегающихся солитонов. Экстраполяция веерообразно разбегающихся траекторий в  $-z$ -направлении позволяет точно определить локализованную область сильного "сжатия" пучка — своеобразный источник "зарождения" множественных солитонов. Эта область совпадает с областью начала периодических осцилляций интенсивности в солитонных каналах.

На рис. 5,  $a$  показана зависимость амплитуды поля в точках максимумов спекл-элементов от координаты  $z$ .



**Рис. 5.** Зависимость амплитуды поля в точках максимумов всех спекл-элементов, найденных в поперечных плоскостях, от продольной координаты  $z$  для реализации поля 1 (*a*) и поля 2 (*b*).  $n_2|E_s|^2 = 0.006$ ,  $n_2A_0^2 = 1 \cdot 10^{-10}$ .

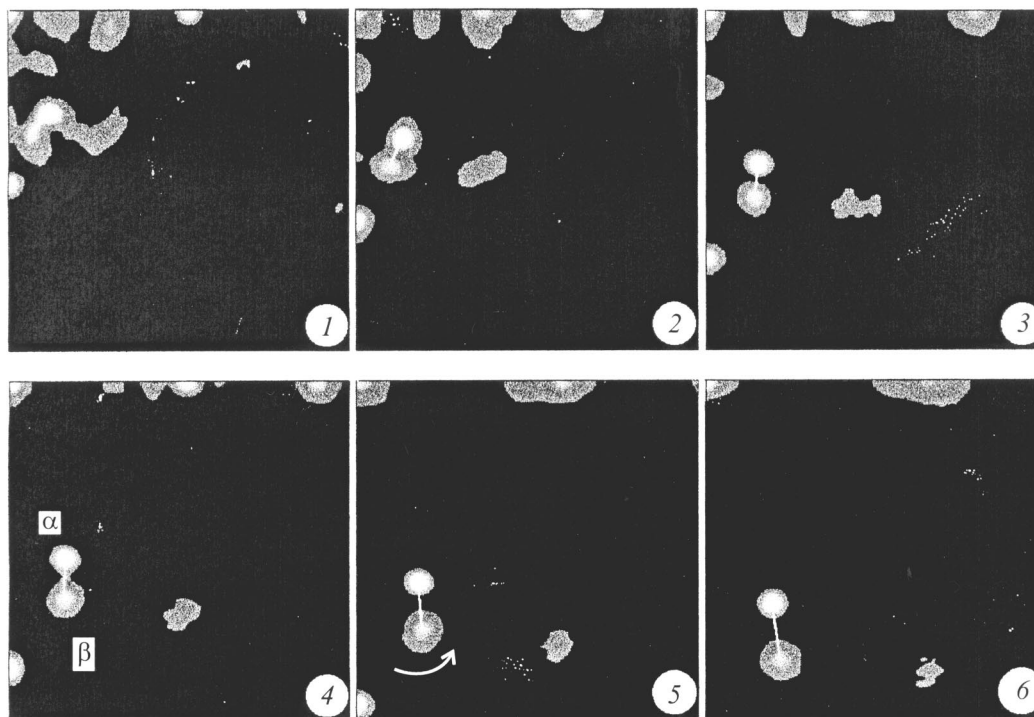
Видно, что после области с наименьшим сечением околофокусного образования в возникших веерообразно распространяющихся солитонах имеют место осцилляции амплитуды поля вдоль их главных осей. На рис. 1 видны осцилляции поперечного сечения солитонов, возникающие по мере их распространения в  $+z$ -направлении и проявляющиеся на рисунке в виде гофрированных "солитонных трубок". Подобные эффекты много раз отмечались и ранее как непосредственно для солитонных каналов, так и в более частных случаях. Например, осцилляции интенсивности в солитонном канале были рассчитаны в работах [1,2]. Об осцилляциях поперечных размеров солитона, известных как "дыхательные", сообщалось в [1]. Осцилляции интенсивности в канале, образующемся при аксиконной фокусировке лазерного пучка в нелинейной среде, были изучены в работе [26].

С изменением параметров керровской среды изменяются период и глубина осцилляций амплитуды поля в

солитонном канале (рис. 5, *b*). Ярко выраженные осцилляции амплитуды поля в солитонных каналах позволяют четко идентифицировать область зарождения солитонов по началу осцилляций поля. Весьма примечательно, что ярко выраженные множественные солитоны возникают только после области наибольшего "сжатия" пучка, а не до нее.

Среди совокупности разнообразных эффектов для разлетающихся солитонов выявлен следующий — небольшое вращение [11,35] в поперечной  $x, y$ -плоскости солитона с низкой интенсивностью вокруг более мощного яркого солитона (рис. 6). На фрагментах 1–3 (рис. 6) видно, что солитон-спутник  $\beta$  с низкой интенсивностью рождается, вначале постепенно отщепляясь и затем полностью отрываясь от мощного солитона  $\alpha$ . Солитон  $\beta$  вращается вокруг солитона  $\alpha$  до тех пор, пока по мере распространения в  $+z$ -направлении расстояние между их центрами не станет слишком велико. При этом на данном





**Рис. 6.** Вращение в поперечной плоскости низко интенсивного солитона  $\beta$  вокруг высоко интенсивного солитона  $\alpha$ . Взаимодействие показано для области  $z > 141$  mm. Параметр  $z$ , mm: 1 — 141.125, 2 — 141.75, 3 — 142.375, 4 — 143.0, 5 — 143.625, 6 — 144.21. Реализация поля 3 ( $n_2|E_s|^2 = 0.003$ ,  $n_2A_0^2 = 1 \cdot 10^{-10}$ ). Размер квадранта  $xOy$   $164 \times 164 \mu\text{m}$ . По вертикали — ось  $Ox$ , по горизонтали — ось  $Oy$ . В качестве точки  $O$  выбрана левая верхняя вершина квадранта.

участке трехмерного пространства первый из солитонов ( $\beta$ ) имеет искривленную траекторию, а траектория второго из них ( $\alpha$ ) близка к прямолинейной.

Таким образом, в данной работе продемонстрировано возникновение множества ярких пространственных солитонов при фокусировке в керровской среде с насыщением мощного лазерного пучка, aberrированного сложным образом. Однако можно показать, что веерообразно разбегающиеся пространственные солитоны будут формироваться в нелинейной среде и в случае фокусировки пучка с другими типами aberrаций.

## Список литературы

- [1] Afanasjev V.V., Chu P.L., Kivshar Yu.S. // Opt. Lett. 1997. Vol. 22. N 18. P. 1388–1390.
- [2] Gatz S., Herrmann J. // J. Opt. Soc. Amer. B. 1997. Vol. 14. N 7. P. 1795–1806.
- [3] Snyder A.W., Kivshar Yu.S. // J. Opt. Soc. Amer. B. 1997. Vol. 14. N 11. P. 3025–3031.
- [4] Maillotte H., Monneret J., Barthelemy A., Froehly C. // Opt. Commun. 1994. Vol. 109. P. 265–271.
- [5] Ostrouskaya E.A., Kivshar Yu.S. // J. Opt. Soc. B: Quantum Semiclass. Opt. 1999. Vol. 1. P. 77–83.
- [6] De la Fuente R., Linares J., Michinel H. et al. // Pure Appl. Opt. 1997. Vol. 6. P. 31–40.
- [7] Ankiwicz A., Krolikowski W., Akhmediev N. // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 59. P. 6079.
- [8] Buryak A.V., Steblina V.V. // J. Opt. Soc. Amer. B. 1999. Vol. 16. P. 245–255.
- [9] Granot E., Sternklar S., Isbi Y. et al. // Opt. Commun. 1999. Vol. 166. P. 121–126.
- [10] Leo G., Assanto G. // J. Opt. Soc. Amer. B. Vol. 14. N 11. P. 3151–3161.
- [11] Krolikowski W., Denz C., Stepken A. et al. // Quantum Semiclass. Opt. 1998. Vol. 10. P. 823–837.
- [12] Высотина Н.В., Нестеров Л.А., Розанов Н.Н., Смирнов В.А. // Опт. и спектр. 1998. Т. 85. Вып. 2. С. 239–245.
- [13] Розанов Н.Н. // Опт. и спектр. 1997. Т. 82. Вып. 5. С. 820–824.
- [14] Torner L., Petrov D.V. // J. Opt. Soc. Amer. B. 1997. Vol. 14. N 8. P. 2017–2023.
- [15] Wolf E., Li Y. // Opt. Commun. 1981. Vol. 39. N 4. P. 205–210.
- [16] Bertilone D.C. // Opt. Commun. 1991. Vol. 85. N 2, 3. P. 153–158.
- [17] Ocunov B.Ю. // Опт. и спектр. 1993. Т. 75. Вып. 1. С. 155–160.
- [18] Dong B.-Z., Yang G.-Z., Gu B.-Y., Ersoy O.K. // J. Opt. Soc. Amer. A. 1996. Vol. 13. N 1. P. 97–103.
- [19] Jiang D.Y., Stamnes J.J. // Pure Appl. Opt. 1997. Vol. 6. P. 85–96.
- [20] Hsu W., Barakat R. // J. Opt. Soc. Amer. A. 1994. Vol. 11. N 2. P. 623–629.
- [21] Torok P., Varga P., Booker G.R. // J. Opt. Soc. Amer. A. 1995. Vol. 12. N 10. P. 2136–2144.
- [22] Flagello D.G., Milster T., Rosenbluth A.E. // J. Opt. Soc. Amer. A. 1996. Vol. 13. N 1. P. 53–64.



- [23] *Berry M.V., Upstill C.* // Progress in Optics / Ed. by E. Wolf. North Holland, 1980. Vol. 18. P. 257–346.
- [24] *Born M., Wolf E.* Principles of Optics (Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light). Second (revised) edition. London; New York: Pergamon Press, 1964.
- [25] *Deykoon A.M., Soskin M.S., Swartzlander G.A., Jr.* // Opt. Lett. 1999. Vol. 24. N 17. P. 1224–1226.
- [26] *Андреев Н.К., Аристов Ю.А., Полоцкий Л.Я., Пятницкий Л.Н.* // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. Вып. 6 (12). С. 1756–1766.
- [27] *Осипов В.Ю.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 9. С. 74–83.
- [28] *Scalora M., Crenshaw M.E.* // Opt. Commun. 1994. Vol. 108. P. 191–196.
- [29] *Feit M.D., Fleck J.A., Jr.* // J. Opt. Soc. Amer. B. 1988. Vol. 5. P. 633–640.
- [30] *Raakkonen P., Vahimaa P., Friberg A.T., Turunen J.* // Pure Appl. Opt. 1998. Vol. 7. P. 1033–1042.
- [31] *Li D., van Brug H., Frankena H.J.* // Pure Appl. Opt. 1995. Vol. 4. P. 475–478.
- [32] *Di Menza L.* // J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 1999. Vol. 1. P. 19–24.
- [33] *Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л.* Оптическая голография. Пер. с англ. / Под ред. Ю.И. Островского. М.: Мир, 1973. 686 с. (Collier R.J., Burckhardt C.B., Lin L.H. Optical Holography. New York; London: Academic Press, 1971).
- [34] *Осипов В.Ю.* // Автометрия. 1996. Вып. 5. С. 48–60.
- [35] *Poladian L., Snyder A.W., Mitchell D.J.* // Opt. Commun. 1991. Vol. 85. N 1. P. 59–62.