

Филаментация кольцевого пучка с вихревой фазовой дислокацией в плавном кварце

Е.В.Васильев, С.А.Шленов

Численно исследована филаментация в плавном кварце фемтосекундного лазерного импульса в случае кольцевого пучка с фазовой сингулярностью на длине волны 800 нм. Проанализирована пространственно-временная динамика распространения импульса и трансформация его частотно-угловых спектров. Показано, что в нелинейном фокусе формируется трубчатая структура радиусом 3–4 мкм с пиковой интенсивностью около 2.4×10^{13} Вт/см² и максимальной концентрацией плазмы порядка 10^{20} см⁻³, причем протяженность этой структуры существенно превышает длину перетяжки в линейном случае. Проведено сравнение с результатами, полученными для кольцевого пучка без фазовой дислокации и гауссова пучка.

Ключевые слова: филаментация, оптический вихрь, фазовая сингулярность, кольцевой пучок.

1. Введение

Распространение мощного фемтосекундного лазерного излучения в прозрачных диэлектриках является сильно нелинейным процессом, в ходе которого энергия светового поля может быть локализована в виде тонкой высокоинтенсивной структуры (филамент), сохраняющейся на протяжении многих дифракционных длин [1–3]. Формирование филамента обусловлено главным образом влиянием керровской самофокусировки и дефокусировки в самонаведенном за счет нелинейной фотоионизации среды плазменном канале. Взаимная конкуренция этих эффектов поддерживает квазиволноводный режим распространения импульса в нелинейной среде. Для образования фемтосекундного филамента необходимо, чтобы пиковая мощность импульса была больше порогового значения P_{cr} , которое зависит от длины волны, формы пучка и параметров среды. На длине волны 800 нм критическая мощность самофокусировки гауссова пучка в воздухе по разным источникам составляет 2–6 ГВт [4]. В твердотельных диэлектриках ее значение снижается до единиц мегаватт (в плавном кварце $P_{cr} \approx 2.7$ МВт [5]).

Явление филаментации представляет интерес для многих приложений. Самоканализирование излучения в газах может использоваться для зондирования окружающей среды [6], FIBS-спектроскопии [7] и создания динамических СВЧ волноводов [8]. В твердотельных диэлектриках высокая плотность мощности в филаменте позволяет осуществлять микромодификацию без термического разрушения материала [9].

Наличие фазовой сингулярности в пучке может не только увеличить критическую мощность самофокуси-

ровки [10], но и существенно повлиять на характер распространения импульса в среде. В частности, формирование кольцевой пространственной структуры при филаментации пучков с фазовой сингулярностью на их оси потенциально может применяться для создания в твердотельных диэлектриках микромодификаций трубчатой формы.

В [11] продемонстрирована возможность использования оптических вихрей специально для задержки старта множественной филаментации. Результаты анализа методом возмущений и численных расчетов позволили прогнозировать увеличение на порядок расстояния до старта множественной филаментации в вихревом пучке с относительной интенсивностью шумов 10% по сравнению с супергауссовым или кольцевым пучком.

Экспериментально пучки с вихревыми фазовыми сингулярностями получают различными способами. Для фемтосекундного излучения важно обеспечить условия возникновения оптического вихря в широком спектральном диапазоне. Для этого используются одноосные кристаллы, где вследствие эффекта двулучепреломления формируются пучки с векторными сингулярностями [12]. Оптическая система, состоящая из двух одноосных кристаллов со взаимно перпендикулярными осями и поляризатора, преобразует световой пучок с циркулярной поляризацией в сингулярный пучок [13, 14].

Впервые филаментация вихревых пучков наблюдалась, по-видимому, в работе [15]. Кольцевые пучки с фазовой сингулярностью на оси, распространяясь в парах натрия, самофокусировались и образовывали высокоинтенсивное кольцо, которое затем распалось на отдельные горячие точки вследствие азимутальной модуляционной неустойчивости. Однако нарушение аксиальной симметрии и распад пучка на отдельные фрагменты могут произойти на значительной дистанции. Так, в [16] экспериментально и численно показано, что после первичной самофокусировки кольцевого пучка с фазовой сингулярностью в воздухе возникает высокоинтенсивное кольцо, индуцирующее фотоэлектроны плазмы. Такая трубчатая форма сохраняется вплоть до расстояний порядка

Е.В.Васильев, С.А.Шленов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: vasilev.evgeniy@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 4 августа 2016 г., после доработки – 19 сентября 2016 г.

ста метров, после чего она разрушается из-за модуляционной неустойчивости.

В [17] на примере оптических вихрей с топологическим зарядом $m = \pm 1$ показано, что при достаточно малых начальных амплитудно-фазовых возмущениях исходного импульса дистанция устойчивого распространения оптического вихря превышает длину нелинейной фокусировки.

Наряду с анализом вопросов пространственной стабильности формирования филаментов в пучках с фазовыми дислокациями, значительный интерес представляют характеристики и особенности преобразования частотного спектра распространяющегося излучения. В [18] экспериментально зафиксирована генерация суперконтинуума при сохранении кольцевой формы пучка с фазовой дислокацией и измерены ширины полос суперконтинуума в аргоне в зависимости от давления [19].

Выполненные в [17] на основе приближения медленно меняющейся амплитуды численные расчеты показали, что при равной пиковой мощности уширение частотно-углового спектра при филаментации в воздухе кольцевых пучков с фазовой сингулярностью больше, чем у гауссовых пучков. Эти результаты не могут быть напрямую обобщены на случай твердотельных диэлектриков, в которых необходим учет столкновений при развитии ионизации в плазменном канале фемтосекундного импульса. Кроме того, описание спектрального уширения должно учитывать самокручение фронтов импульса.

В настоящей работе исследовано явление фемтосекундной филаментации при распространении кольцевых пучков с фазовой сингулярностью в плавленом кварце в области нормальной дисперсии групповой скорости на длине волны 800 нм. Численные эксперименты выполнены с учетом эффектов волновой нестационарности в рамках метода медленно меняющейся волны [20]. Проведен сравнительный анализ пространственно-временной динамики излучения и его частотно-угловых спектров для таких пучков и кольцевого пучка без фазовой дислокации, а также гауссова пучка при их одинаковой мощности.

Показано, что самовоздействие в оптическом вихре может приводить к формированию филамента трубчатой формы. При этом частотно-угловой спектр импульса приобретает сложную структуру без нулевой пространственной гармоники из-за фазовой сингулярности на оптической оси. Уширение спектра происходит преимущественно в стоксову область.

2. Математическая модель

Численное моделирование задачи распространения фемтосекундных импульсов в плавленом кварце было выполнено на основе самосогласованной системы нелинейных дифференциальных уравнений. В отсутствие начальных шумов дистанция устойчивого распространения оптического вихря превышает длину нелинейной фокусировки [17], что позволяет на начальном этапе распространения импульса и формирования филамента пользоваться осесимметричным приближением, представив медленно меняющуюся амплитуду светового поля в виде $E(r, \varphi, t, z) = A(r, t, z) \exp(im\varphi)$. Здесь r – поперечная координата; t – время в бегущей с групповой скоростью $v_g = (\partial k / \partial \omega)^{-1}|_{\omega=\omega_0}$ системе координат; ω_0 – центральная частота; z – координата вдоль направления распространения импульса; m – топологический заряд.

Система уравнений для поля $A(r, t, z)$ и концентрации свободных носителей заряда $N_c(r, t, z)$ имеет вид

$$2ik_0 \frac{\partial A}{\partial z} = \hat{T}^{-1} \left[\left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{m^2}{r^2} \right] A \right] + \hat{D}[A] + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T}[\Delta n_K A] + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T}^{-1}[\Delta n_{pl} A] - ik_0 \sigma \hat{T}^{-2}[N_c A] - ik_0(\alpha + \delta)A, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_c}{\partial t} = R_E(I)(N_0 - N_c) + v_i(I)N_c - \beta N_c, \quad (2)$$

где $k_0 = \omega_0 n_0 / c = 2\pi n_0 / \lambda_0$ – волновое число в среде; $n_0 = 1.4533$ – линейный показатель преломления кварца [21]; c – скорость света в вакууме; $\lambda_0 = 800$ нм – центральная длина волны.

В уравнении (1) для амплитуды светового поля $A(r, t, z)$ сохранен оператор волновой нестационарности $\hat{T} = 1 - (i/\omega_0)(\partial/\partial t)$ [20]. Наличие этого оператора позволяет точнее описывать увеличение крутизны заднего фронта импульса при нелинейной самофокусировке.

Оператор дисперсии

$$\hat{D}[A] = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{T}_{\Omega}^{-1} [k^2(\omega_0 + \Omega) - (k_0 + k_1 \Omega)^2] \tilde{A} \exp(i\Omega t) d\Omega, \quad (3)$$

где $\hat{T}_{\Omega} = 1 + \Omega/\omega_0$ – спектральное представление оператора волновой нестационарности; $\Omega = \omega - \omega_0$ – отстройка частоты спектральной компоненты \tilde{A} ; $k_1 = (\partial k / \partial \omega)|_{\omega=\omega_0}$. Материальная дисперсия рассчитывается по формуле Селлмейера

$$n(\omega) = \sqrt{1 + \sum_{i=1}^3 C_i \frac{\omega_i^2}{\omega_i^2 - \omega^2}}, \quad (4)$$

где коэффициенты для кварца в окрестности центральной длины волны таковы: $C_1 = 0.6962$, $C_2 = 0.4079$, $C_3 = 0.8975$, $\omega_1 = 2.75 \times 10^{16}$ с⁻¹, $\omega_2 = 1.62 \times 10^{16}$ с⁻¹, $\omega_3 = 1.90 \times 10^{14}$ с⁻¹ [22].

Величина Δn_K учитывает изменение показателя преломления под влиянием керровской нелинейности:

$$\Delta n_K = (1 - g)n_2 I(r, t) + gn_2 \int_0^{+\infty} H(\tau) I(r, t - \tau) d\tau, \quad (5)$$

где $I = cn_0 |A|^2 / (8\pi)$ – интенсивность; $n_2 = 3 \times 10^{-16}$ см²/Вт – коэффициент кубической нелинейности для плавленого кварца [23]; $H(\tau)$ – функция, описывающая нестационарный нелинейный отклик среды. Расчеты проводились в приближении мгновенной нелинейности ($g = 0$).

В системе (1), (2) используются следующие величины:

$$\Delta n_{pl} = -\frac{\omega_{pl}^2}{2n_0 \omega_0^2}, \quad \omega_{pl}^2 = \frac{4\pi e^2}{m_e} N_c, \quad (6)$$

$$\sigma = \frac{2k_0}{n_0} \frac{1}{2n_0 \omega_0^2} \frac{4\pi e^2 v_{ei}}{m_e \omega_0}, \quad (7)$$

$$\alpha = \frac{Kh\omega_0}{I} R_E(I)(N_0 - N_c), \quad K = \left\langle \frac{U_i}{h\omega_0} \right\rangle + 1, \quad (8)$$

$$v_i(|A|^2) = \frac{e^2 v_{ei}}{2U_i m_e (\omega_0^2 + v_{ei}^2)} |A|^2. \quad (9)$$

Здесь Δn_{pl} – нелинейная добавка, описывающая уменьшение показателя преломления среды в плазменном канале филамента; ω_{pl} – плазменная частота; e и m_e – заряд и масса электрона; σ – сечение обратного тормозного поглощения; α – коэффициент нелинейного поглощения при фотоионизации; K – коэффициент многофотонности; $U_i = 9$ эВ – ширина запрещенной зоны для плавленого кварца [24]; $R_E(I)$ – скорость ионизации, которая зависит от интенсивности и рассчитывается в рамках модели Келдыша для конденсированных сред [25], успешно используемой для описания экспериментальных результатов по филаментации фемтосекундного излучения в плавленом кварце [26]; $N_0 = 2.1 \times 10^{22}$ см⁻³ – концентрация нейтральных атомов [27]; величина $v_i(|A|^2)$ характеризует лавинную ионизацию; $v_{ei} = 10^{14}$ с⁻¹ – частота электрон-ионных столкновений в плавленом кварце [26]. Параметр δ описывает экстинкцию излучения в среде и выбирался равным 10^{-5} см⁻¹ [28], а параметр $\beta = 10^{-12}$ с⁻¹ [29] характеризует рекомбинацию свободных носителей заряда.

С целью сравнительного анализа при численном моделировании рассматривались три начальных условия для комплексных амплитуд лазерного пучка в случае спектрально ограниченного гауссова импульса:

$$A(r, t, z)|_{z=0} = A_G(r, t) = A_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{2t_0^2}\right) \quad (10)$$

для гауссова пучка,

$$A(r, t, z)|_{z=0} = A_r(r, t) = \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 A_G(r, t) \quad (11)$$

для кольцевого пучка и

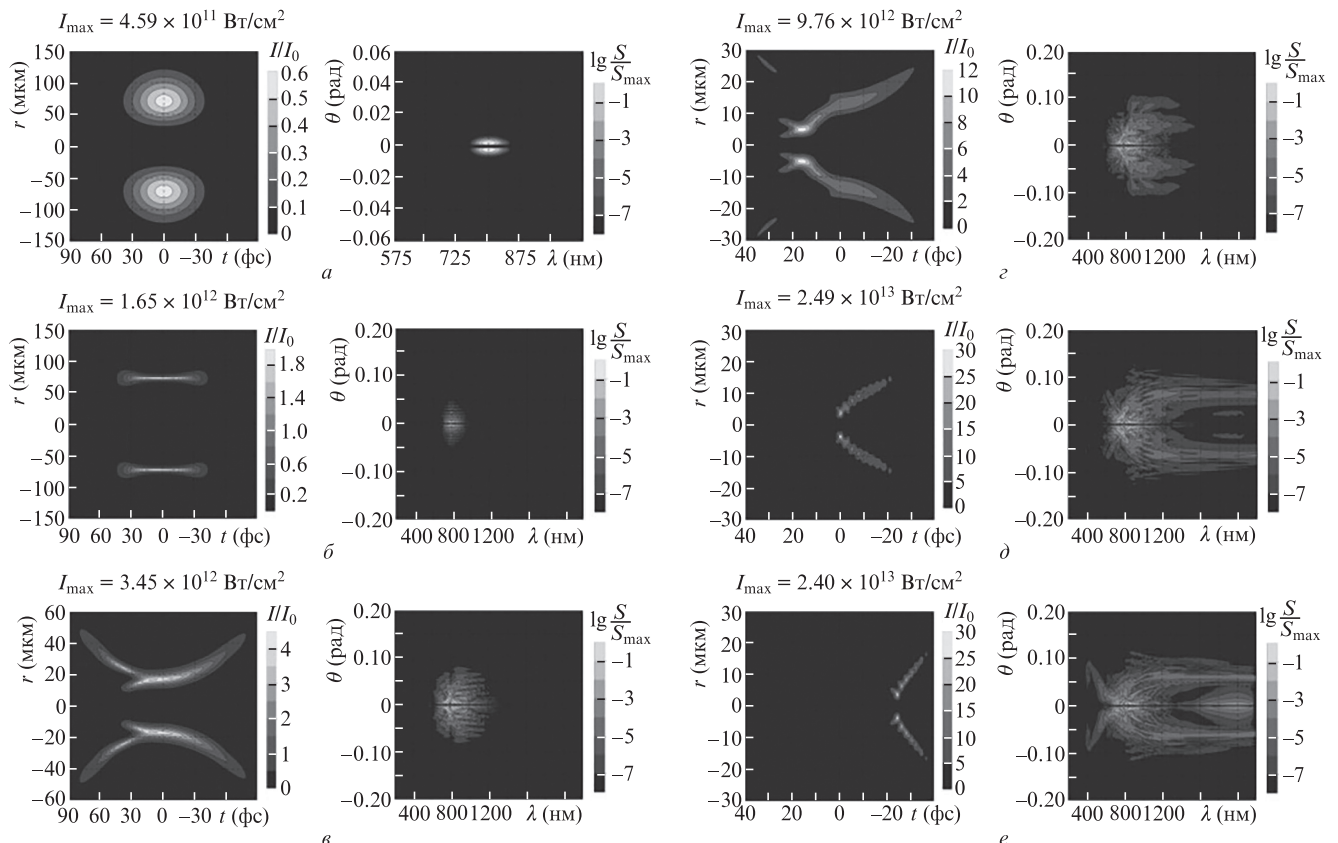


Рис.1. Пространственно-временные распределения интенсивности I и частотно-угловые спектры S при филаментации кольцевого пучка с фазовой сингулярностью на расстояниях $z = 0$ (а), 0.43 (б), 1.05 (в), 1.08 (г), 1.11 (д) и 1.15 см (е); угол θ отсчитывается от оптической оси.

$$A(r, t, z)|_{z=0} = A_v(r, t) = \exp(im\varphi) A_r(r, t) \quad (12)$$

для кольцевого пучка с фазовой сингулярностью (оптический вихрь). Здесь $r_0 = 50$ мкм, $t_0 = 30$ фс, $m = 2$.

Мощности пучков выбирались одинаковыми и равными нескольким критическим мощностям пучка с фазовой дислокацией:

$$P = 50P_{cr} = 6.25P_{cr}^{(2)}, \quad (13)$$

где $P_{cr} = 3.77\lambda_0^2/(8\pi n_0 n_2)$ [30] и $P_{cr}^{(2)}$ [16] – критические мощности самофокусировки гауссова пучка и кольцевого пучка с фазовой сингулярностью при $m = 2$. В плавленом кварце они составляют около 2.7 и 21.6 МВт соответственно. Критическая мощность самофокусировки кольцевого пучка без дислокации фазы близка к значению P_{cr} .

Численное решение нелинейного уравнения распространения фемтосекундного лазерного импульса (1) при указанных начальных условиях проводилось методом расщепления по физическим факторам [31, 32]. Для уменьшения времени расчетов на многопроцессорных вычислительных машинах применялось распараллеливание программного кода.

3. Филаментация кольцевого пучка с фазовой сингулярностью

Рассмотрим пространственно-временную динамику и частотно-угловые спектры импульса для кольцевого пучка с фазовой дислокацией. На рис.1,а показаны начальные распределения интенсивности I импульса и логарифма спектральной плотности мощности S .

Максимум интенсивности для кольцевого пучка (см. (12)) составляет около 4.6×10^{11} Вт/см² и находится на расстоянии примерно 70 мкм от оптической оси. Частотно-угловой спектр имеет бимодальную структуру с нулевой пространственной гармоникой вследствие фазовой сингулярности и максимумом на центральной длине волны $\lambda_0 = 800$ нм.

На начальном этапе распространения такого пучка в плавленом кварце кольцевая структура сохраняется (рис.1,б), при этом за счет самофокусировки излучения в центральной части импульса ее ширина заметно уменьшается. Такая трансформация импульса сопровождается уширением как углового, так и частотного спектра.

По мере дальнейшего распространения пучка энергия центральных временных слоев импульса стремится перетечь от периферии пучка к оптической оси, что обусловлено главным образом влиянием дифракции. В отсутствие нелинейности дифракция кольцевого пучка приводит к формированию унимодальной структуры с максимумом на оптической оси, которая затем уширяется. Наличие на оси фазовой сингулярности препятствует созданию такой структуры, и пучок дифрагирует, сохраняя кольцевую форму. При этом радиус кольцевой структуры в центре импульса становится меньше. Вследствие уменьшения групповой скорости временных слоев, испытавших влияние керровской нелинейности, максимум интенсивности из центра импульса начинает смещаться к его заднему фронту, причем смещение происходит тем быстрее, чем сильнее самофокусируется пучок. На этом этапе уширение частотного спектра происходит преимущественно в стоксову область.

В тот момент, когда максимальная интенсивность становится больше исходной в четыре-пять раз, достигается порог плазмообразования и в среде образуется достаточное число электронов, чтобы существенно подавить керровскую самофокусировку в последующих слоях импульса. При этом вследствие дефокусировки плазмой задней части импульса и укручения его заднего фронта наблюдается раздвоение кольцевой структуры в направлениях к периферии и к оси пучка, что сопровождается сильным уширением пространственного спектра (рис.1,в). В частотно-угловом спектре импульса появляются полосы, являющиеся следствием интерференции от точечных источников излучения [33].

При приближении пиковой интенсивности к значениям $\sim 10^{13}$ Вт/см² соответствующая ей область начинает смещаться к переднему фронту импульса, поскольку плазменная нелинейность существенно дефокусирует хвостовую часть (рис.1,з). В пространственно-временной структуре видны низкоинтенсивные конусы как в передних, так и в задних временных слоях, являющиеся остаточными образованиями после предшествующего самовоздействия. Из-за возросших градиентов поля по пространству угловой спектр уширяется еще сильнее, полосы в нем становятся менее четкими и более широкими.

Поскольку фазовая дислокация в процессе самовоздействия сохраняется и поле на оси пучка отсутствует, то при дальнейшем распространении импульса перетекание энергии к оси прекращается (рис.2). Сформировавшийся к этому моменту филамент вместе со своим плазменным каналом имеет форму кольца (рис.1,д) радиусом 3–4 мкм. Пространственное распределение интенсивности импульса представляет собой кольца, радиус которых увеличивается от центра к фронту импульса. Кольца в передней

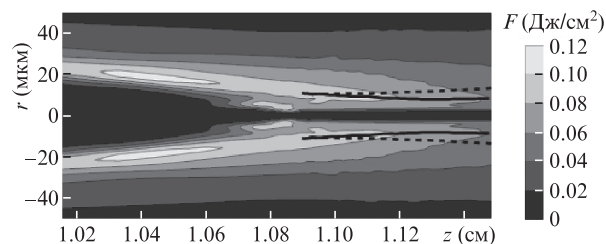


Рис.2. Поверхностная плотность энергии F в зависимости от расстояния z вдоль направления распространения импульса в окрестности начала филамента.

части импульса являются следствием интерференции излучений продолжающей фокусироваться периферии и дефокусированной центральной части каждого временного слоя. Структура частотно-углового спектра усложняется, наблюдается уширение как в стоксову, так и в антистоксову область. Качественно такая картина излучения сохраняется на протяжении нескольких сотен микрометров.

Перемещение положения максимума интенсивности к фронту импульса продолжается без существенных изменений пространственно-временной динамики (рис.1,е). Пиковая интенсивность стабилизируется и составляет $\sim 2.4 \times 10^{13}$ Вт/см², концентрация плазмы при этом равна $\sim 10^{20}$ см⁻³. В антистоксовой области частотно-углового спектра становится отчетливо видна коническая эмиссия.

Распределение поверхностной плотности энергии (флюенса) для кольцевого пучка с фазовой сингулярностью в окрестности начала филамента представлено на рис.2. На оптической оси отчетливо видна область с флюенсом, близким к нулевому, размером в несколько микрометров, вокруг которой сформировалась область максимального флюенса. Сплошными линиями показаны границы кольца в нелинейном режиме, радиус которого определялся по максимуму поверхностной плотности энергии. Штриховые линии соответствуют случаю, когда линейную дифракцию испытывает кольцевой пучок с фазовой сингулярностью, начальный радиус которого совпадает с радиусом кольцевой структуры в нелинейном случае при $z = 1.09$ см. Видно, что под влиянием дифракции кольцо расплывается, в то время как в нелинейной среде поддерживается квазиволноводный режим распространения пучка, который можно назвать кольцевым филаментом.

4. Анализ филаментации пучков с разными профилями

Сравним особенности филаментации кольцевого пучка с фазовой сингулярностью (см. (12)) с филаментацией унимодального гауссова пучка (см. (10)) и кольцевого пучка без фазовой сингулярности (см. (11)).

Численное моделирование проводилось при одинаковой мощности излучения (13) и параметрах $r_0 = 50$ мкм и $t_0 = 30$ фс. За старт филамента было выбрано расстояние, на котором пиковая интенсивность импульса достигает первого локального максимума, что отражает локальный баланс керровской самофокусировки и плазменной дефокусировки, характерной для филамента. Пиковая интенсивность в филаменте для всех трех пучков составляет $(2-4) \times 10^{13}$ Вт/см². В зависимости от формы пучка филамент начинается на существенно разных расстояниях. В случае гауссова пучка пиковая мощность в 50 раз превышает критическую и самофокусировка центральных сло-

ев импульса очень быстро, на расстоянии $z = 0.21$ см, приводит к формированию филамента, в то время как кольцевой пучок той же мощности сначала фокусируется в кольцо, где интенсивность возрастает не более, чем в пять раз, и только затем по мере сжатия кольцевой структуры происходит дальнейший рост интенсивности и в пучке появляется плазменный канал.

Пространственно-временные динамики кольцевых пучков на начальных этапах самовоздействия качественно подобны (рис.3,а), однако перетекание энергии к оптической оси для пучка с фазовой дислокацией происходит медленнее, и для каждого расстояния z радиус кольца для оптического вихря будет немного больше, чем для обычного кольцевого пучка. При распространении пучка без сингулярности максимум интенсивности в нелинейном фокусе образуется на оптической оси, а наличие фазового вихря приводит к фокусировке в кольцо (рис.3,б). При дальнейшем распространении кольцевого пучка нелинейный фокус перемещается в передние временные слои, что сопровождается образованием за ними интерференционных колец, которые имеют одинаковую природу с

концентрическими конусами при филаментации гауссова пучка (рис.3,в). Происходит интерференция дефокусированных плазмой задних слоев импульса на оси пучка и продолжающей фокусироваться его периферийной части. В случае оптического вихря имеет место также образование цепочки локальных максимумов, обусловленных перераспределением потоков энергии в направлениях к оптической оси и от нее. В гауссовом пучке, в отличие от кольцевых пучков, нелинейный фокус образуется в центре импульса и затем быстро перемещается к его переднему фронту, что связано с плазменной дефокусировкой, начинающейся проявляться на ранних этапах самовоздействия.

Частотно-угловые спектры кольцевых пучков имеют сложную структуру, которая показана на рис.4. Качественно они схожи, однако фазовая сингулярность на оси пучка приводит к отсутствию нулевой пространственной гармоники, в том числе в процессе самовоздействия.

В области длин волн более 1200 нм угловое уширение спектров кольцевых пучков более однородно, тогда как в случае гауссова пучка формируется ярко выраженная ко-

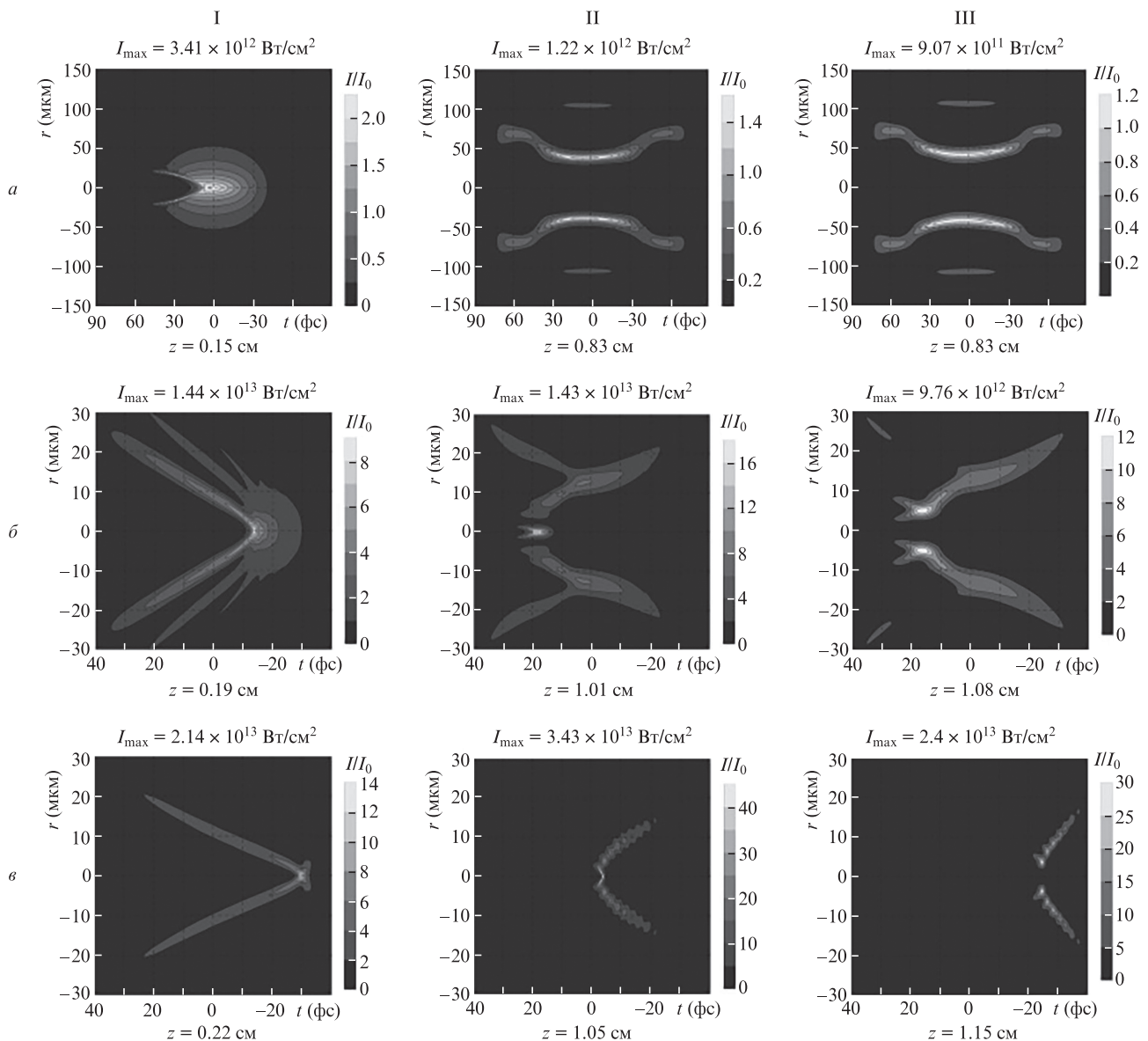


Рис.3. Пространственно-временные распределения интенсивности при филаментации гауссова пучка (I), кольцевого пучка без фазовой сингулярности (II) и оптического вихря (III) при распространении импульсов на различные расстояния z .

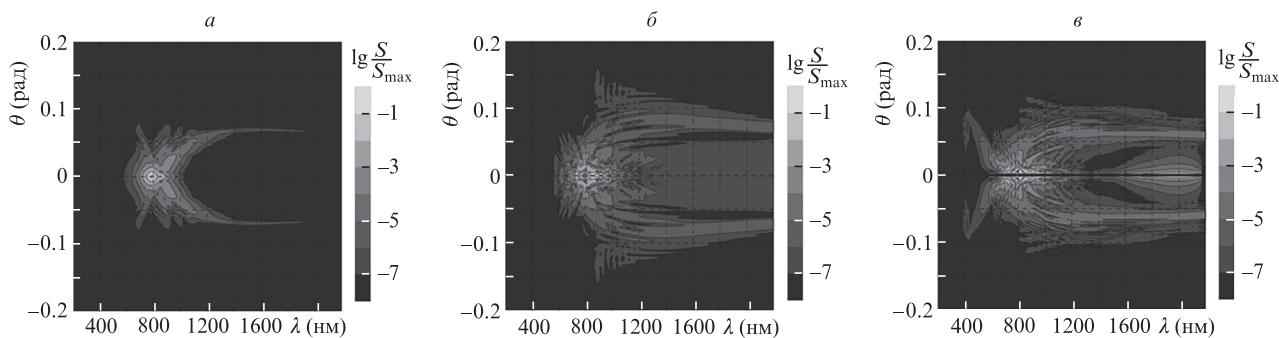


Рис.4. Частотно-угловые спектры S при филаментации гауссова пучка (а), кольцевого пучка без дислокации фазы (б) и оптического вихря (в) на расстоянии 0.06 см от старта филамента.

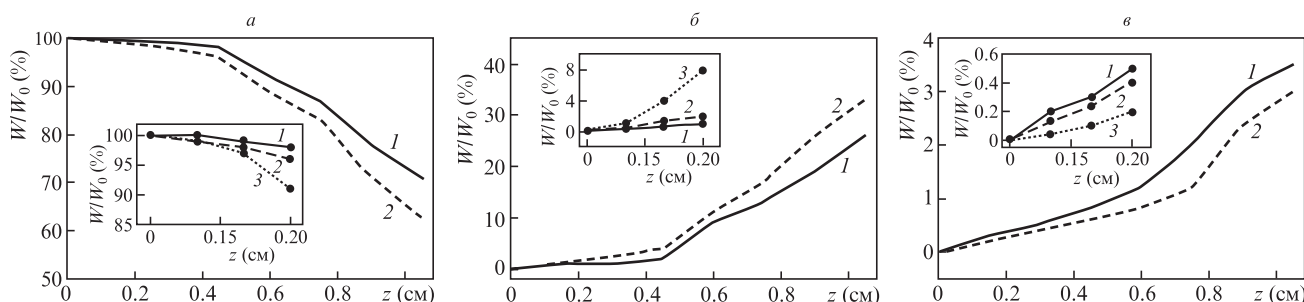


Рис.5. Перераспределение энергии W из центральной области спектра (а) в стоксову (б) и антистоксову (в) области в кольцевых пучках с фазовой дислокацией (1) и без дислокации (2). На вставках приведены также данные для гауссова пучка (3).

ническая эмиссия с углом расходимости около 4° . В антистоксовой области длин волн в диапазоне 400–700 нм, наоборот, коническая эмиссия более четко выражена для оптического вихря, при этом с уменьшением длины волны угол расходимости излучения увеличивается.

Для количественной оценки перераспределения энергии из центральной области спектра в соседние при филаментации рассматриваемых пучков выделим условно три спектральные области: антистоксову ($\lambda < 760$ нм), центральную ($\lambda \in [760 \text{ нм}, 840 \text{ нм}]$) и стоксову ($\lambda > 840$ нм) (рис.5).

Изначально спектральная ширина каждого из пучков примерно одинакова: почти 100% энергии сосредоточено в области 800 ± 40 нм. По мере распространения кольцевого пучка на расстояниях более 1 см значительная часть его энергии (около 30%) переходит в стоксову область, а существенно меньшая часть (менее 5%) – в антистоксову. На расстояниях вплоть до $z = 0.3$ см в гауссовом пучке около 90% энергии остается в центральной спектральной области и лишь около 10% перетекает в длинноволновую область. Для пучка с фазовой дислокацией по сравнению с обычным кольцевым пучком происходит более эффективный рост энергии в антистоксовой области и менее эффективный – в стоксовой области, что в итоге приводит к заметно более медленному перераспределению энергии из центральной области.

5. Заключение

В процессе самовоздействия кольцевого пучка с фазовой сингулярностью в плавленом кварце на длине волны 800 нм может образоваться структура, которая в поперечном сечении имеет вид кольца радиусом 3–4 мкм с пиковой интенсивностью $(2.0\text{--}2.5) \times 10^{13}$ Вт/см². Эту трубчатую структуру можно назвать филаментом, т. к. она со-

храняется на протяжении не менее десяти дифракционных длин и оставляет за собой плазменный канал, который также имеет трубчатую форму, при этом максимальная концентрация электронов в нем составляет 10^{20} см⁻³. Динамика частотно-углового спектра кольцевого пучка с фазовой сингулярностью подобна динамике спектра обычного кольцевого пучка (за исключением отсутствия нулевой пространственной гармоники). В процессе филаментации оптического вихря около трети энергии может перераспределяться в стоксову область и значительно меньшая часть – в антистоксову. При этом коническая эмиссия в стоксовой области имеет существенно худший контраст по сравнению с гауссовым пучком.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-22-02025 и гранта Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ РФ № НШ-9695. 2016.2.

1. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **39**, 205 (2009).
2. Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
3. Kasparian J. *American Scientist*, **94**, 150 (2006).
4. Liu W., Chin S.L. *Opt. Express*, **13**, 5750 (2005).
5. Tzortzakis S., Sudrie L., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Couairon A., Berge L. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 213902 (2001).
6. Kasparian J., Wolf J.-P. *Opt. Express*, **16**, 466 (2008).
7. Tzortzakis S., Anglos D., Gray D. *Opt. Lett.*, **31**, 1139 (2006).
8. Chateauneuf M., Payeur S., Dubois J., Kieffer J.-C. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 091104 (2008).
9. Yamada K., Watanabe W., Toma T., Itoh K., Nishii J. *Opt. Lett.*, **26**, 19 (2001).
10. Kruglov V.I., Logvin Yu.A., Volkov V.M. *J. Mod. Opt.*, **39**, 2277 (1992).
11. Vincotte A., Berge L. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 193901 (2005).
12. Воляр А.В., Фадеева Т.А., Егоров Ю.А. *Письма в ЖТФ*, **28**, 70 (2002).
13. Воляр А.В., Фадеева Т.А. *Оптика и спектроскопия*, **94**, 264 (2001).

14. Blonskyi I.V., Kadan V.M., Dergachev A.A., Shlenov S.A., Kandidov V.P., Puzikov V.M., Grin L.O. *Ukr. J. Phys.*, **58**, 341 (2013).
15. Bigelow M.S., Zerom P., Boyd R.W. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 083902 (2004).
16. Vuong L.T., Grow T.D., Ishaaya A., Gaeta A.L., Hooft G.W., Eliel E.R., Fibich G. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 133901 (2006).
17. Власов Р.А., Волков В.М., Дедков Д.Ю. *Квантовая электроника*, **43**, 157 (2013).
18. Neshev D.N., Dreischuh A., Maleshkov G., Samoc M., Kivshar Y.S. *Opt. Express*, **18**, 18368 (2010).
19. Hansinger P., Dreischuh A., Paulus G.G. *Appl. Phys. B*, **104**, 561 (2011).
20. Brabec T., Krausz F. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3282 (1997).
21. Weber M.J. *Handbook of Optical Materials* (Boca Raton: CRC Press, 2003).
22. Malitson I.H. *J. Opt. Soc. Am.*, **55**, 1205 (1965).
23. Milam D. *Appl. Opt.*, **37**, 546 (1998).
24. Lenzner M., Kruger J., Sartania S., Cheng Z., Spielmann Ch., Mourou G., Kautek W., Krausz F. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 4076 (1998).
25. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1945 (1964).
26. Couairon A., Sudrie L., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. *Phys. Rev. B*, **71**, 125435 (2005).
27. Lide D.R. *Handbook of Chemistry and Physics* (Boca Raton: CRC Press, 2005).
28. Листвин А.В., Листвин В.Н., Швырков Д.В. *Оптические волокна для линий связи* (М.: Вэлком, 2002).
29. Audebert P., Daguzan Ph., Dos Santos A., Gauthier J.C., Geindre J.P., Guizard S., Hamoniaux G., Krastev K., Martin P., Petite G., Antonetti A. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 1990 (1994).
30. Chiao R.Y., Garmire E., Townes C.H. *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 479 (1964).
31. Fleck J.A., Morris J.R. *Appl. Phys.*, **10**, 129 (1976).
32. Марчук Г.И. *Методы вычислительной математики* (М.: Наука, 1980).
33. Dormidonov A.E., Kandidov V.P. *Laser Phys.*, **19**, 1993 (2009).