

# Каналы филаментов аксиально-несимметричных оптических вихрей на длине волны 1800 нм в кристалле LiF

С. А. Шленов<sup>+\*1)</sup>, В. О. Компанец\*, В. П. Кандидов<sup>+\*</sup>, С. В. Чекалин\*, Е. В. Васильев<sup>+</sup>

<sup>+</sup> Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Институт спектроскопии РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 декабря 2022 г.

После переработки 23 января 2023 г.

Принята к публикации 24 января 2023 г.

Экспериментально и численно исследован процесс формирования множества филаментов и плазменных каналов в оптическом вихре фемтосекундной длительности. Впервые экспериментально зарегистрировано продольное распределение треков центров окраски протяженностью 1 см в кристалле LiF, записанных аксиально-несимметричным пучком в одноимпульсном режиме. Показано, что разделенные областью фазовой дислокации две горячие точки на кольцевом профиле вихревого пучка при достаточном превышении пиковой мощности над критической формируют последовательности треков центров окраски, каждая из которых в поперечном сечении пучка локализована в окрестности исходной горячей точки. С ростом энергии импульсов возникают вторичные филаменты и связанные с ними треки. Численно выполнена оценка параметров фемтосекундных филаментов во фториде лития.

DOI: 10.31857/S1234567823050038, EDN: pwwlxn

**1. Введение.** Нелинейный режим распространения фемтосекундного излучения с образованием филаментов успешно используется для микромодификации прозрачных твердотельных диэлектриков [1, 2]. Явление филаментации возникает при превышении критической мощности самофокусировки и, как правило, сопровождается появлением плазменных каналов, изменение показателя преломления в которых препятствует неограниченному росту интенсивности излучения в нелинейном фокусе. В результате формируется протяженная область, в которой при распространении импульса сохраняется высокая плотность энергии излучения – образуется филамент [3]. Особый интерес вызывает филаментация импульсов длинноволновой части ближнего инфракрасного диапазона ( $\lambda > 1500$  нм). В плавленом кварце и фторидах такое излучение попадает в область аномальной дисперсии групповой скорости, где самофокусировка пучка сопровождается самокомпрессией излучения во времени, что приводит к появлению так называемых “световых пуль” — квазиустойчивых волновых пакетов с высокой пространственно-временной локализацией излучения большой интенсивности [4–6].

В прикладных задачах формирования плазменных каналов заданной конфигурации и модифика-

ции прозрачных диэлектриков важным фактором является возможность управления филаментацией фемтосекундного излучения. Идея создания виртуального волновода множеством плазменных каналов, расположенных на окружности [7], теоретически исследована в [8, 9]. Для формирования цилиндрического множества филаментов в [10] применялось управляемое деформируемое зеркало, которое формировало кольцевой пучок с нулевой интенсивностью на оси. Использование для создания плазменных волноводов вихревых пучков [11, 12] привлекательно тем, что их винтовой фазовый фронт препятствует “затеканию” поля на оптическую ось. В условиях самовоздействия излучения эта особенность сохраняется и тем самым поддерживается кольцевое распределение множества плазменных каналов, которое формирует цилиндрический волновод [13].

При аномальной дисперсии групповой скорости в вихревом пучке формируются кольцевые световые пули с высокой локализацией излучения. Ранее кольцевые пули оптического вихря были исследованы теоретически в рамках аксиально симметричного приближения, справедливого для начального этапа формирования филаментов [14]. Азимутальная неустойчивость излучения в среде с кубичной нелинейностью приводит к нарушению осевой симметрии и формированию множества связанных филаментов при сохранении кольцевой структуры пучка [15, 16].

<sup>1)</sup>e-mail: shlenov@physics.msu.ru

Кроме этого, в реальных условиях эксперимента аксиальная симметрия может быть нарушена уже на этапе формирования оптического вихря в силу пространственной неоднородности выходного пучка и используемого фазового транспаранта [17]. В [18] филаментация аксиально-несимметричного оптического вихря с топологическим зарядом  $m = 1$  на длине волны 1800 нм исследована методом лазерной колорации в кристалле LiF [19]. Высокая чувствительность этого метода позволила в режиме одиночного импульса записать треки долгоживущих центров окраски и измерить длину непрерывной части трека. Генерация центров окраски и плазмы в филаменте являются многофотонными процессами с близкими порядками многофотонности. Это позволяет по трекам центров окраски исследовать расположение и параметры плазменных каналов при филаментации фемтосекундных импульсов [20, 21].

В настоящей работе экспериментально и численно исследован процесс формирования множества связанных филаментов и плазменных каналов в оптическом вихре фемтосекундной длительности. Методом лазерной колорации зарегистрированы треки филаментов в кристалле LiF при различных энергиях фемтосекундного импульса. Получены оценки пиковой интенсивности, поверхностной плотности энергии (флюенса) и максимальной концентрации плазмы в каналах филамента.

**2. Эксперимент.** Для экспериментального исследования множества связанных филаментов была использована лабораторная установка, созданная на основе фемтосекундного лазерного комплекса ИСАН [18]. Аксиально-несимметричный оптический вихрь с топологическим зарядом  $m = 1$  формировался из гауссова пучка с помощью спиральной фазовой пластинки [17] и последующей фокусировкой собирающей линзой с фокусным расстоянием 34.5 см. Длительность импульсов на входе в образец кристалла LiF составляла 67 фс по уровню  $e^{-1}$ . На рисунке 1 представлено типичное распределение поверхностной плотности энергии (флюенса) в оптическом вихре на входе в кристалл. В сечении пучка отчетливо видны две горячие точки различной плотности энергии (два ярких пятна), разделенные областью минимального флюенса, в центре которой находится фазовая дислокация. В этих горячих точках сдвиг фазы светового поля близок к 180 градусам.

Для записи треков центров окраски на вход образца подавались фокусированные вихревые пучки. При этом фокальная плоскость собирающей линзы смещалась внутрь кристалла на расстояние 0.7 см, что с учетом значения показателя преломления LiF

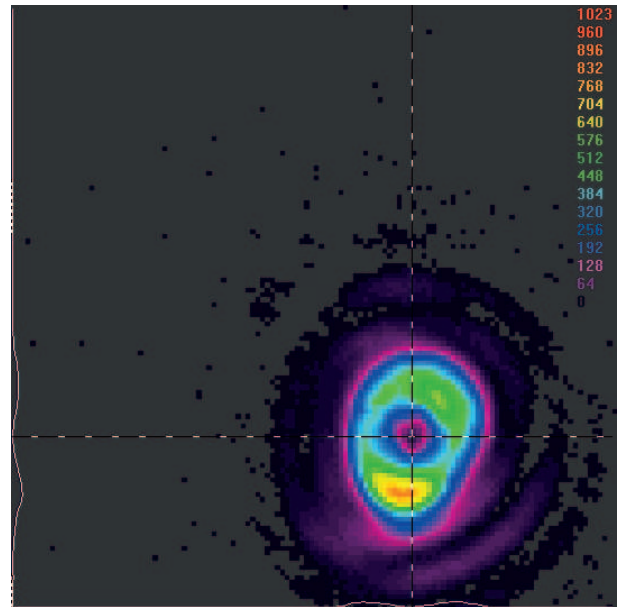


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зарегистрированное профилометром изображение оптического вихря на длине волны 1800 нм на расстоянии 0.7 см от фокальной плоскости собирающей линзы с фокусным расстоянием 34.5 см. Фазовая дислокация находится на пересечении штриховых линий. Размер области на рисунке составляет  $1 \times 1$  мм

на длине волны  $\lambda = 1800$  нм  $n_0 = 1.38$  давало геометрическую фокусировку пучка на выходную грань кристалла. Регистрация записанных филаментами оптического вихря в кристалле LiF треков долгоживущих центров окраски производилась цифровой камерой Nikon D800 через боковую и выходную грани образца при его подсветке непрерывным излучением на длине волны 455 нм. Длина кристалла вдоль оси распространения вихревого пучка составляла  $l = 1$  см (рис. 2), что позволяло проводить продольную

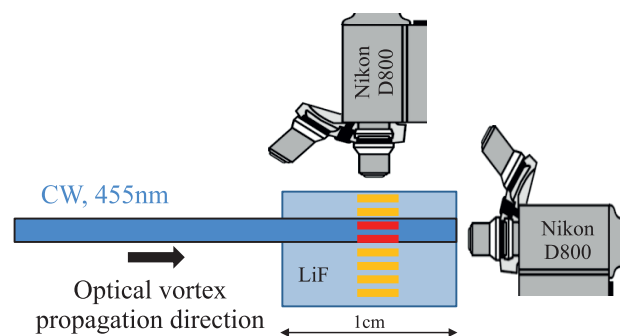


Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема записи и регистрации люминесценции наведенных оптическим вихрем центров окраски в кристалле LiF

регистрацию треков филаментов через микроскоп с объективом  $\times 10$  и числовой апертурой  $NA = 0.3$ .

Появление первых филаментов наблюдалось при начальной энергии импульса 7.5 мкДж. Это значение можно считать пороговым для образования филамента в получаемом на экспериментальной установке вихревом пучке фемтосекундного импульса. Заметим, что независимые оценки пороговой энергии, при которой в рассматриваемом импульсе достигается критическая мощность самофокусировки, по началу генерации видимого излучения суперконтинуума в кристалле LiF большей длины также дали значение 7.5 мкДж.

Энергии в окрестности максимумов двух ярких пятен на рис. 1 отличаются более, чем в два раза, поэтому начало филаментации в каждой из горячих точек происходило на разном расстоянии. Наличие фазовой дислокации препятствует эффективно энергoобмену между горячими точками, при распространении импульса в нелинейной среде [18]. В результате начальная стадия филаментации происходит независимо в каждой из горячих точек, расположенных на диаметре кольцевого пучка при условии превышения в них критической мощности самофокусировки. Это подтверждает анализ зависимости расстояния до старта филаментации  $z_{\text{н}}$  от энергии импульса на основе формулы Марбургера [22], справедливой для гауссовых пучков. Из эксперимента следует, что в импульсе с энергией 7.5 мкДж пиковая мощность в наиболее яркой горячей точке (в нижней части пучка на рис. 1) соответствует критической мощности самофокусировки. В качестве радиуса гауссова пучка примем характерный поперечный масштаб  $r_0 = 58$  мкм этой горячей точки.

При определении расстояния до начала филаментации проводилось усреднение по двум одиночным импульсам. Хорошее совпадение зависимости расстояния самофокусировки от энергии импульса, полученной экспериментально, с численными оценками по формуле Марбургера с учетом геометрической фокусировки пучка [23] на расстоянии  $l = 1$  см в широком диапазоне энергий импульса (рис. 3) косвенно свидетельствует о том, что филаментация в аксиально-несимметричном оптическом вихре действительно развивается независимо в разделенных областью дислокации фазы горячих точках.

С ростом энергии импульса начало филаментации смещается ближе к входной плоскости кристалла, что хорошо видно на рис. 4, где в горизонтальных окнах, выделенных белыми линиями, представлены треки, записанные одиночными импульсами с различной энергией. В импульсах с небольшой энергией

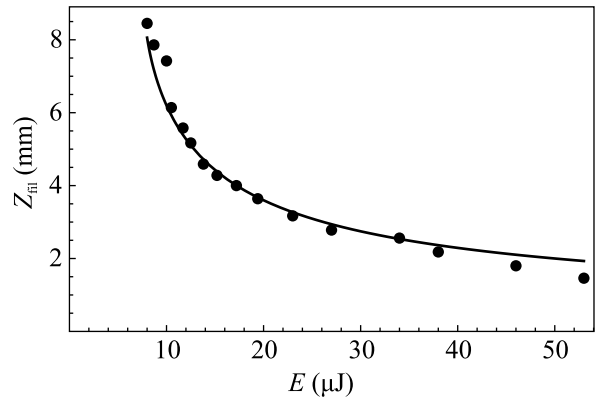


Рис. 3. Расстояние до начала филаментации  $z_{\text{н}}$  аксиально-несимметричного оптического вихря в кристалле LiF в зависимости от энергии импульса (точки, эксперимент). Расстояние до нелинейного фокуса, вычисленное по формуле Марбургера для фокусированного на 1 см гауссова пучка радиусом  $r_0 = 58$  мкм (сплошная кривая)

до 10.5 мкДж зарегистрирован непрерывный трек, видимая длина которого составляет около 400 мкм. При энергии 11.7 и 12.5 мкДж можно наблюдать слабоинтенсивный короткий трек, находящийся в направлении распространения импульса на расстоянии немного более 2.5 мм от первого. При дальнейшем увеличении энергии импульса растет число треков в направлении распространения импульсов и уменьшается расстояние между ними.

Вторая горячая точка с меньшей энергией является центром зарождения второго филамента, который образуется на большем расстоянии, чем первый. В экспериментах первый раз он наблюдался при энергии импульса 17.2 мкДж на расстоянии примерно 6.5 мм от входной грани кристалла.

При дальнейшем увеличении энергии филамент от этой горячей точки так же, как и от первой, начинается на более близком расстоянии. В импульсе с энергией 23 мкДж координаты центров всех зарегистрированных треков приведены на рис. 5 в двух взаимно ортогональных боковых и во фронтальной проекциях. Красным и синим цветом выделены первичные треки от разных горячих точек. Черные кривые — это треки вторичных филаментов, которые формируются после дефокусировки излучения от первичных филаментов. Первичный трек второй горячей точки и второй трек в окрестности первой горячей точки хорошо различимы на рис. 6b, так как наблюдаются в одном поперечном сечении кристалла одновременно. Поперечный размер трека второго только что образовавшегося филамента значительно меньше поперечного размера трека от первой

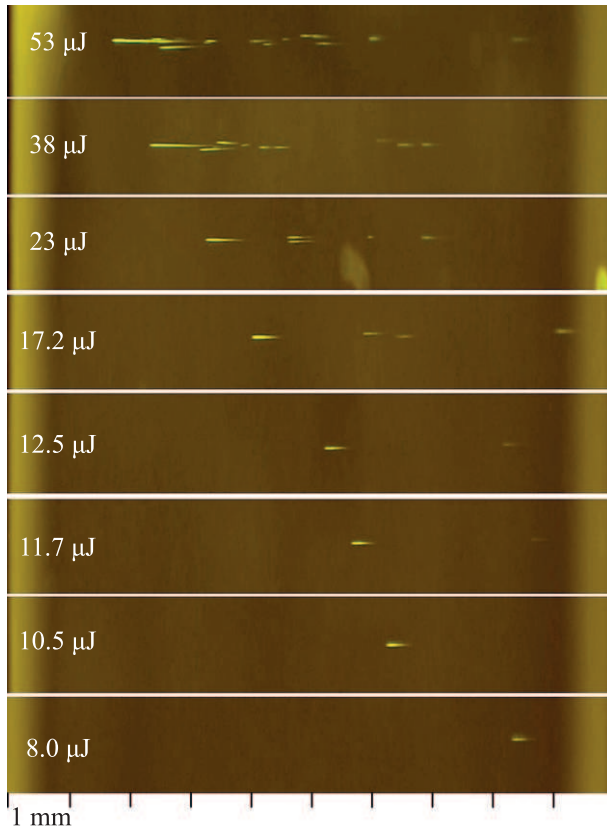


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зарегистрированные с микроскопа увеличенные в поперечном направлении фотографии излучения люминесценции центров окраски, записанных в кристалле LiF длиной 1 см филаментами оптического вихря при различных энергиях импульса (указаны слева). Импульс распространяется слева направо

горячей точки, в которой содержится большая энергия и при записи центров окраски уже проявилась плазменная дефокусировка излучения.

Два филамента, образованные двумя горячими точками на профиле пучка, не взаимодействуют друг с другом, так как разделены областью с фазовой дислокацией [18]. Тем не менее, в поперечном сечении наблюдается вторичный филамент (рис. 6с), местоположение которого определяется интерференцией излучения, расходящегося от плазменного канала первичного филамента, с частью излучения импульса, еще не испытавшего самофокусировку.

Поперечное смещение координат (рис. 5) и изображений (рис. 6) треков на различном расстоянии  $z$  обусловлено распределением фазы светового поля в вихревом пучке, а также фокусировкой пучка и небольшим наклоном оптической оси. Нам не удалось зарегистрировать вращение треков центров

окраски, которое должно происходить при филаментации вихревого пучка, и о чем свидетельствуют экспериментальные данные для более протяженных атмосферных трасс [24] и результаты численного моделирования [18]. По оценкам поворот пучка в поперечной плоскости на протяжении непрерывной части трека в условиях нашего эксперимента не превышает  $1^0-2^0$ . Бóльший поворот мог бы наблюдаться на протяжении всего длинного трека, но он формируется в результате последовательного возникновения вторичных филаментов, которые сами по себе имеют достаточно случайный характер, испытывая смещение в поперечнике пучка, не связанное со спиральной фазой. Постановка специального эксперимента с формированием на диаметре пучка двух горячих точек с одинаковой мощностью может улучшить наблюдение вращения филаментов путем регистрации в поперечном сечении пучка поворота оси, соединяющей центры треков окраски от этих двух точек.

При больших энергиях импульса уже первые треки от двух горячих точек могут наблюдаться одновременно в одном поперечном сечении (рис. 4, верхние 2 строчки). В импульсе с энергией 38 мкДж трек от второй горячей точки начинается незадолго до завершения первичного трека от первой горячей точки (рис. 6d). Сбоку от первичных филаментов уже в конце первых треков от обеих горячих точек возникают вторичные филаменты (рис. 6е), которые могут смещаться навстречу друг другу, огибая область фазовой дислокации. Это в итоге приводит к их взаимодействию на кольцевом профиле пучка, при котором возможно частичное сложение энергий при возникновении очередного вторичного филамента (рис. 6f).

Характерная длина первого трека в импульсе с энергией 53 мкДж может превышать 1 мм. Последовательность из 5000 импульсов вызывает накопительный эффект и запись непрерывной серии треков центров окраски, начинающихся вблизи входной грани кристалла и вплоть до выходной грани на расстоянии 1 см.

**3. Численное моделирование.** Наличие фазовой дислокации в оптическом вихре и, как следствие, независимое формирование филаментов в двух горячих точках его поперечного сечения позволяет выполнить оценку характерных параметров филаментов, используя модель одиночного гауссова пучка. Для оценки концентрации плазмы, пиковой интенсивности и поверхностной плотности энергии (флюенса) в филаментах аксиально-несимметричного оптического вихря в кристалле LiF проведена серия численных экспериментов на основе известной и апробированной ранее математической модели нели-

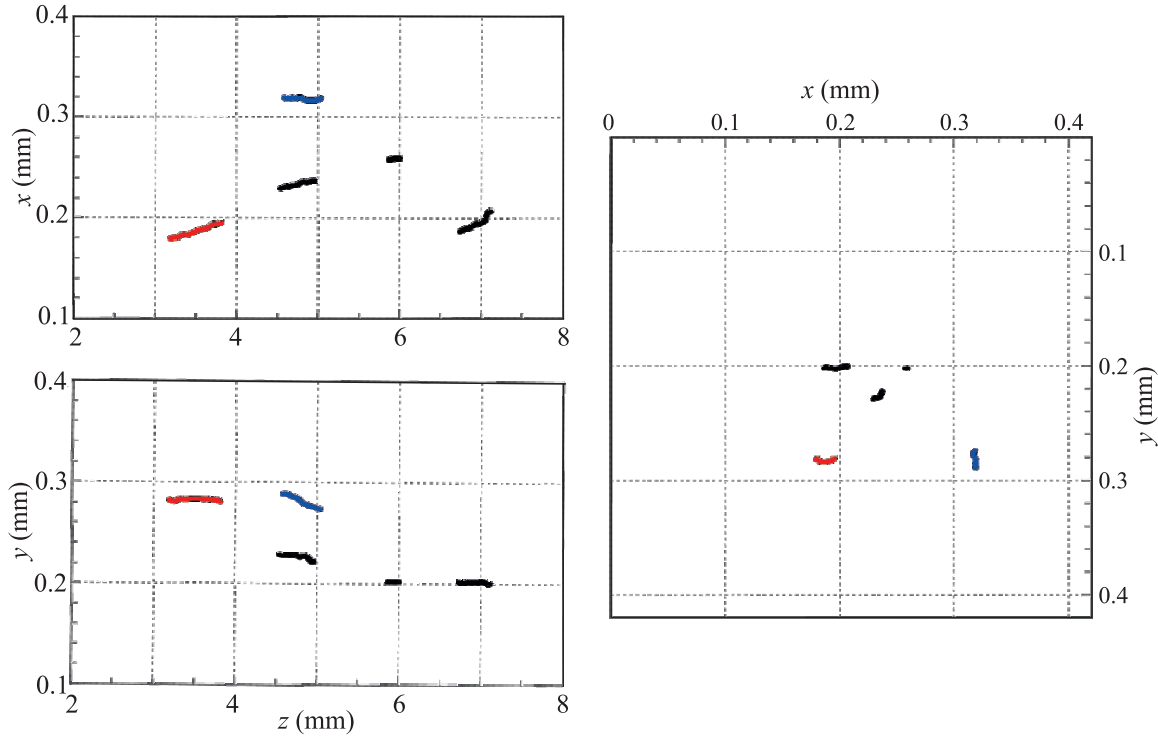


Рис. 5. (Цветной онлайн) Боковые  $(x, z)$ ,  $(y, z)$  (слева) и фронтальная  $(x, y)$  (справа) проекции траекторий треков центров окраски, записанных импульсом с энергией 23 мкДж. Цветом выделены начальные треки от первой (красный) и второй (синий) горячих точек. Продольная координата  $z$  отсчитывается от входной плоскости кристалла

нейного распространения фемтосекундного импульса в квазиоптическом приближении с учетом оператора волновой нестационарности  $\hat{T}$  [14, 15, 25]:

$$2ik_0 \frac{\partial A}{\partial z} = \hat{T}^{-1} \Delta_{\perp} A + \hat{T}^{-1} \frac{1}{2\pi} \times \int_{-\infty}^{+\infty} \left( k^2 (\omega_0 + \Omega) - (k_0 + k_1 \Omega)^2 \right) \tilde{A} \exp\{i\Omega t\} d\Omega + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T} \Delta n_k (|A|^2) A + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T}^{-1} \Delta n_{pl} (N_e) A + + i\hat{T}^{-2} \sigma A - ik_0 \left( \alpha (|A|^2) + \delta \right) A, \quad (1)$$

где  $A(\mathbf{r}, t, z)$  – комплексная амплитуда светового поля,  $\tilde{A}(\mathbf{r}, \Omega, z)$  – ее частотный спектр. Слагаемые в правой части уравнения распространения (1) учитывают дифракцию пучка, дисперсию импульса (в спектральном пространстве с использованием формулы Селлмейера для показателя преломления), керровскую нелинейность (мгновенную и инерционную составляющие), плазменную нелинейность, обратное тормозное поглощение, нелинейное поглощение и экстинкцию. Для расчета плазменной добавки к показателю преломления среды  $\Delta n_{pl}(N_e)$  использовалось самосогласованное с полем  $A$  кинетическое

уравнение для концентрации свободных электронов плазмы  $N_e(\mathbf{r}, t, z)$ :

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = R_E (|A|^2) (N_0 - N_e) + \nu_i (|A|^2) N_e - \beta N_e, \quad (2)$$

в котором учитывались полевая ионизация, скорость которой  $R_E (|A|^2)$  определялась в соответствии с моделью Келдыша, лавинная ионизация и рекомбинация.

Рассматривалось распространение в кристалле LiF фокусированного на 1 см гауссова пучка радиуса  $r_0 = 58$  мкм с гауссовой огибающей импульса длительностью 67 фс на длине волны 1800 нм с различной пиковой мощностью. На рисунке 7 представлены пиковые значения концентрации электронов  $N_e$  и поверхностной плотности энергии (флюенса)  $F$ . При изменении пиковой мощности импульса от 1.07 до 7.0 критической мощности самофокусировки (соответствует изменению энергии импульса в эксперименте от 8 до 53 мкДж) наблюдается почти трехкратный рост концентрации  $N_e$ , при этом флюенс возрастает в 1.7 раза. Максимальная концентрация плазмы в канале филамента достигает значений 0.04% от числа нейтралов  $N_0$ , максимальное значение флюенса составляет 2.75 Дж/см<sup>2</sup>. Заметим, что максимальное

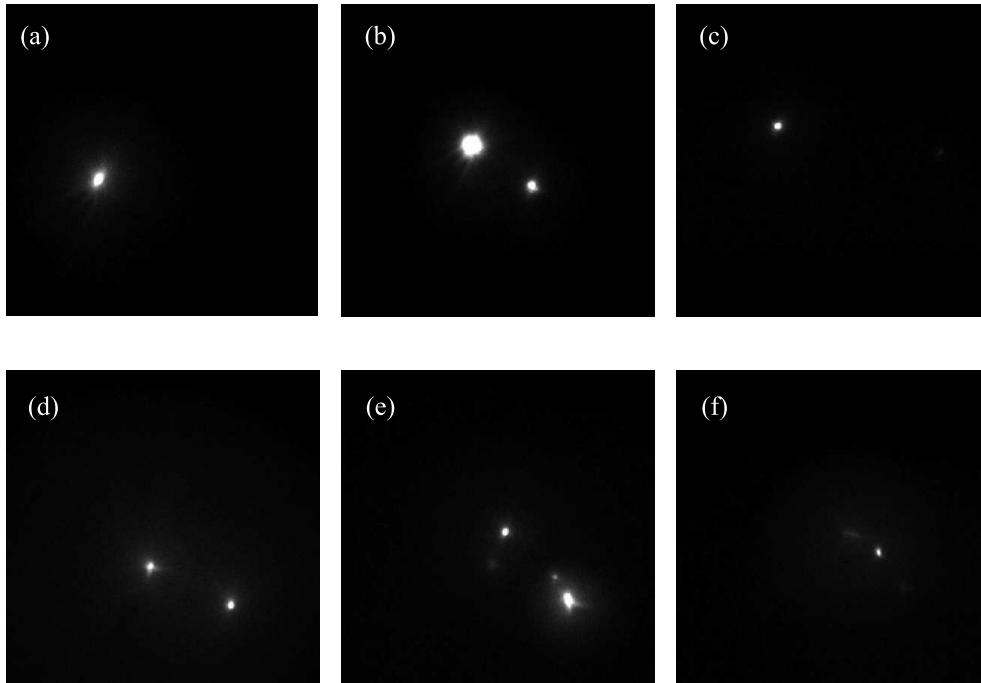


Рис. 6. Сечения треков центров окраски, записанных одиночным импульсом с энергией 23 мкДж (a)–(c) и 38 мкДж (d)–(f), на расстояниях  $z = 3.50$  (a), 4.90 (b), 6.60 (c), 3.25 (d), 3.50 (e) и 3.95 мм (f) от входной грани кристалла LiF. Размер каждой области на рисунке  $0.42 \times 0.42$  мм

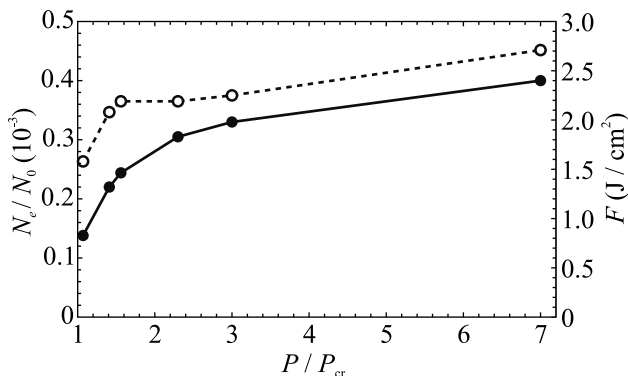


Рис. 7. Численные оценки максимальной концентрации электронов  $N_e$  (точки) и максимального значения флюенса  $F$  (полые кружки) в зависимости от превышения пиковой мощности над критической в горячей точке аксиально-несимметричного оптического вихря

значение пиковой интенсивности импульса слабо зависит от его начальной энергии и составляет около  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>.

**4. Заключение.** Таким образом, впервые экспериментально зарегистрировано продольное распределение треков центров окраски протяженностью 1 см в кристалле LiF, записанных аксиально-несимметричным оптическим вихрем на длине волны 1800 нм в одиночном фемтосекундном импульсе. Показано, что два максимума интенсивности

светового поля, сдвинутого по фазе на 180 градусов, при достаточном превышении пиковой мощности над критической формируют треки из центров окраски, каждый из которых в поперечном сечении пучка локализован в окрестности исходной горячей точки. С ростом энергии импульсов возникают вторичные филаменты и наведенные ими треки центров окраски. При многократном превышении (в 7–8 раз) пиковой мощности над критической длина непрерывной части трека может превышать 1 мм. Численно выполнена оценка параметров филаментов и показано, что при практически постоянном значении максимальной интенсивности около  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> с ростом энергии импульса возрастает пиковое значение поверхностной плотности энергии и, в большей степени, концентрация плазмы в филаменте. Кривые зависимости этих величин от пиковой мощности импульса имеют тенденцию к насыщению. При превышении критической мощности в 7 раз концентрация плазмы достигает 0.04 % от нейтральных молекул.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 18-12-00422.

1. K. Yamada, W. Watanabe, T. Toma, K. Itoh, and J. Nishi, *Opt. Lett.* **26**, 19 (2001).

2. W. Watanabe, T. Asano, K. Yamada, K. Itoh, and J. Nishii, *Opt. Lett.* **28**, 2491 (2003).
3. В. П. Кандидов, С. А. Шленов, О. Г. Косарева, *Квантовая электроника* **39**, 205 (2009).
4. L. Berge and S. Skupin, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 113902 (2008).
5. В. П. Кандидов, Е. Д. Залозная, А. Е. Дормидонов, В. О. Компанец, С. В. Чекалин, *Квантовая электроника* **52**, 233 (2022).
6. Е. Д. Залозная, А. Е. Дормидонов, В. О. Компанец, С. В. Чекалин, В. П. Кандидов, *Письма в ЖЭТФ* **113**, 787 (2021).
7. A. Dormidonov, V. Valuev, V. Dmitriev, S. Shlenov, and V. Kandidov, *Proc. SPIE* **6733**, 67332S (2007).
8. В. В. Валуев, А. Е. Дормидонов, В. П. Кандидов, С. А. Шленов, В. Н. Корниенко, В. А. Черепенин, *Радиотехника и электроника* **55**, 222 (2010).
9. M. Alshershby, H. Zuoqiang, and L. Jingquan, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45**, 265401 (2012).
10. M. Châteauneuf, S. Payeur, J. Dubois, and J.-C. Kieffer, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 091104 (2008).
11. L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, *Phys. Rev. A.* **45**, 8185 (1992).
12. В. В. Котляр, А. А. Ковалев, *Ускоряющиеся и вихревые лазерные пучки*, Физматлит, М. (2018), 256 с.
13. S. Fu, B. Mahieu, A. Mysyrowicz, and A. Houard, *Opt. Lett.* **47**, 5228 (2022).
14. E. V. Vasil'ev, S. A. Shlenov, and V. P. Kandidov, *Laser Phys. Lett.* **15**, 115402 (2018).
15. J. M. Soto-Crespo, D. R. Heatley, and E. M. Wright, *Phys. Rev. A* **44**, 636 (1991).
16. A. Vincotte and L. Berge, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 193901 (2005).
17. С. А. Шленов, Е. В. Васильев, С. В. Чекалин, В. О. Компанец, Р. В. Скиданов, *ЖЭТФ* **159**, 400 (2021).
18. С. А. Шленов, В. О. Компанец, А. А. Дергачев, В. П. Кандидов, С. В. Чекалин, Ф. И. Соيفер, *Квантовая электроника* **52**, 322 (2022).
19. Е. Ф. Мартынович, А. В. Кузнецов, А. В. Кирпичников, Е. В. Пестряков, С. Н. Багаев, *Квантовая электроника* **43**, 463 (2013).
20. А. В. Кузнецов, А. Е. Дормидонов, В. О. Компанец, С. В. Чекалин, В. П. Кандидов, *Квантовая электроника* **51**, 670 (2021).
21. А. Е. Дормидонов, Е. Д. Залозная, В. О. Компанец, С. В. Чекалин, В. П. Кандидов, *Письма в ЖЭТФ* **116**, 434 (2022).
22. J. H. Marburger, *Progress in Quantum Electronics* **4**, 35 (1975).
23. А. А. Dergachev, А. А. Ionin, V. P. Kandidov, D. V. Mokrousova, L. V. Seleznev, D. V. Sinitsyn, E. S. Sunchugasheva, and S. A. Shlenov, *Laser Phys.* **25**, 065402 (2015).
24. P. Polynkin, C. Ament, and J. V. Moloney, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 023901 (2013).
25. T. Brabec and F. Krausz, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3282 (1997).