



УДК 535.530.182

ФОРМИРОВАНИЕ КОЛЬЦЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЛЬ В ВИХРЕВОМ ПУЧКЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2019 г. Е. В. Васильев^{1, *}, В. П. Кандидов^{1, 2}, В. О. Компанец¹, С. В. Чекалин¹, С. А. Шленов²

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт спектроскопии Российской академии наук, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр, Москва, Россия

*E-mail: vasilev.evgeniy@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 20.06.2019 г.

После доработки 20.07.2019 г.

Принята к публикации 27.08.2019 г.

Рассмотрено формирование кольцевых световых пуль при филаментации фемтосекундных оптических вихрей в кристалле LiF в условиях аномальной дисперсии групповой скорости, описаны особенности пространственно-временной динамики импульсов, приведены количественные оценки параметров световых пуль. Проанализирован механизм формирования световой пули в первом нелинейном фокусе, рассмотрены модели стационарного оптического вихря и щелевого пучка.

DOI: 10.1134/S0367676519120299

ВВЕДЕНИЕ

Фемтосекундная филаментация лазерного излучения представляет собой динамическую локализацию светового поля с высокой плотностью мощности, которая поддерживается на значительном пространственном интервале в результате динамического баланса керровской самофокусировки и дефокусировки в наведенной лазерной плазме [1]. На филаментацию фемтосекундного излучения существенное влияние оказывает дисперсия групповой скорости импульса (ДГС). В случае нормальной ДГС происходит распад импульса на субимпульсы, которые разбегаются при распространении. При аномальной ДГС происходит самокомпрессия излучения во времени, что ведет к формированию т.н. “световых пуль” — волновых пакетов, экстремально сжатых в пространстве и времени [2–4]. Согласно автокорреляционным измерениям [5–7], длительность световых пуль в плавленом кварце при филаментации гауссовского импульса на длине волны 1800 нм составляет около 12 фс, что соответствует двум оптическим осцилляциям. При этом пиковая интенсивность превышает 10^{13} Вт · см⁻². Световые пули являются устойчивым образованием [8, 9] со средней длиной пробега в диэлектриках в несколько сотен микрон. Влияние ДГС на многократный коллапс гауссовского импульса в образце стекла BK7 при мощности, превышавшей критическую мощность самофокусировки, впервые исследовано в [10].

Большинство исследований формирования световых пуль выполнено для фемтосекундного излучения гауссовского пучка. Вместе с тем к световым пулям относят и локализацию светового поля при распространении пучков сложного пространственного профиля, например, эйри-бесселевых пучков в линейном режиме [11].

В контексте исследования формирования и динамики световых пуль представляет интерес фемтосекундное излучение кольцевых пучков с винтовым фазовым фронтом — оптических вихрей с сингулярностью на оптической оси. Известно, что фазовая сингулярность увеличивает критическую мощность самофокусировки [12]. В частности, вихревой пучок с топологическим зарядом $m = 1$ имеет критическую мощность $P_V^{(1)} = 4P_G$, где P_G — критическая мощность самофокусировки гауссовского пучка. При мощности, многократно превышающей $P_V^{(m)}$, самофокусировка вихревых пучков приводит к распаду на множество горячих точек вследствие модуляционной неустойчивости [13]. Исследование стабильности высокоинтенсивного кольца при самовоздействии в вихревых пучках является актуальной проблемой. В [14] продемонстрирована возможность использования пучков с сингулярностью фазы для задержки старта множественной филаментации. Устойчивость появляющегося филамента в вихревом пучке исследована в [15]. В [16] показывается, что расстояние до распада вихревого пучка на горячие точки может превышать дистанцию нелинейной фокусировки, в связи с чем

возможно использование осесимметричного приближения при численном исследовании самовоздействия оптических вихрей фемтосекундной длительности на начальном этапе формирования и распространения световых пульс.

Изучение распространения вихревых пучков в условиях аномальной дисперсии групповой скорости в плавленом кварце проведено в работах [17, 18]. В них исследована пространственно-временная динамика формирования кольцевых световых пульс, оценены характерные пространственные размеры и длительности. Проанализирована возникающая многофокусная структура излучения, флюенс и частотные спектры импульса. Приведены количественные оценки трансформации энергии в стоковую и антистоксову спектральные области широкополосного суперконтинуума.

С экспериментальной точки зрения интерес представляют кристаллы LiF, т. к. образование в них под действием лазерного излучения центров окраски с интенсивной люминесценцией позволяет записывать плазменные каналы филаментов, в том числе в режиме одиночного импульса, и в дальнейшем анализировать их параметры с использованием микроскопа и подсветки в синей области спектра [19].

Данная работа посвящена изучению формирования кольцевых световых пульс в условиях аномальной ДГС в LiF, а также анализу механизмов влияния ДГС. Детально рассмотрены образование первого нелинейного фокуса, факторы, определяющие насыщение интенсивности.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Численное моделирование самовоздействия вихревого пучка фемтосекундного излучения производилось на основе модели медленно меняющейся волны [20] путем решения самосогласованной системы уравнений относительно комплексной амплитуды $A(r, t, z)$ вихревого светового поля $A(r, t, z) \exp(im\varphi)$ и концентрации электронов плазмы $N_e(r, t)$. В осесимметричном приближении оператор дифракции явно зависит от топологического заряда m , и математическая модель самовоздействия фемтосекундного оптического вихря имеет вид:

$$2ik_0 \frac{\partial A(r, t, z)}{\partial z} = \hat{T}^{-1} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{m^2}{r^2} \right) A(r, t, z) + \hat{T}^{-1} \hat{D}A(r, t, z) + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T} \Delta n_k A(r, t, z) + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T}^{-1} \Delta n_{pl} A(r, t, z) + i\hat{T}^{-2} \sigma A(r, t, z) - ik_0 (\alpha + \delta) A(r, t, z), \tag{1}$$

$$\frac{\partial N_e(r, t)}{\partial t} = R(I) (N_0 - N_e(r, t)) + v_i N_e(r, t) - \beta N_e(r, t). \tag{2}$$

Уравнение (1) описывает дифракцию, дисперсию, керровскую и плазменную нелинейности, обратное тормозное поглощение, линейное и нелинейное поглощения светового поля. Оператор волновой нестационарности

$$\hat{T} = 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \tag{3}$$

позволяет рассматривать импульсы длительно-стью вплоть до одной оптической осцилляции и воспроизводить эффекты самоукручения волнового фронта импульса при самовоздействии. Дисперсия импульса, описываемая оператором \hat{D} , учитывается в спектральном пространстве по формуле Селлмейера [21]. Керровская нелинейность, соответствующая приращению показателя преломления Δn_k , включает как мгновенную электронную компоненту, так и инерционный вклад ВКР на вращательных переходах, учитываемый с весовым множителем $g = 0.18$ [22]. Величина Δn_{pl} описывает изменение показателя преломления, вызванное плазменной нелинейностью. Коэффициент обратного тормозного поглощения σ учитывает частоту упругих электрон-ионных столкновений $\nu_{ei} = 10^{14} \text{ c}^{-1}$ [23]. Нелинейное поглощение α зависит от порядка многофотонности $K = \langle U_i / \hbar\omega_0 + 1 \rangle$, где U_i – потенциал ионизации. Заметим, что для LiF потенциал $U_i = 13.6$ эВ, и на длине волны $\lambda_0 = 1800$ нм порядок многофотонности $K = 20$. Линейное поглощение в кристалле LiF считается малым. Кинетическое уравнение для концентрации электронов плазмы включает члены, ответственные за полевою и лавинную ионизацию, а также рекомбинацию электронов. Скорость полевой ионизации $R(I)$ рассчитывается в рамках модели Келдыша [24]. Скорость лавинной ионизации v_i зависит от интенсивности излучения. Рекомбинация в плазме считается пропорциональной концентрации электронов N_e с постоянным коэффициентом $\beta \sim 10^{12} \text{ c}^{-1}$ [25].

На входе в нелинейную среду ($z = 0$) комплексная амплитуда светового поля в оптическом вихре фемтосекундной длительности описывается выражением:

$$A^{(m)}(r, t) = A_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^m \exp \left\{ -\frac{r^2}{2r_0^2} \right\} \exp \left\{ -\frac{t^2}{2t_0^2} \right\} \exp \{ im\varphi \}, \tag{4}$$

где $m = 1$ – топологический заряд, $\varphi(x, y) = \arctg(x, y)$. Выражение (4) представляет собой кольцевое распределение амплитуды с характерным масштабом r_0 в плоскости поперечного сечения пучка с гауссовой формой длительно-стью t_0 ($HWe^{-1}M$) по времени (рис. 1). Вихревая фаза пуч-

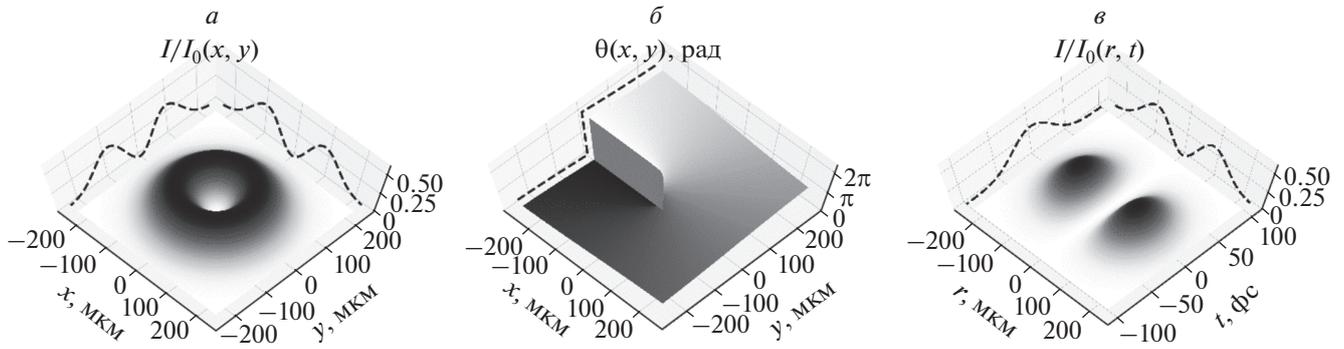


Рис. 1. Пространственное распределение интенсивности (а) и фазы (б), а также пространственно-временное распределение интенсивности (в) вихревого пучка (4) на входе в среду. Штриховыми линиями показаны проекции максимальных значений распределений вдоль соответствующих осей.

ка, описываемая комплексной экспонентной, создает сингулярность на оптической оси, что проявляется в интерференционном “отталкивании” от нее светового поля. Пиковая интенсивность в импульсе $I_{max} = 0.36I_0$, где $I_0 = cn_0\epsilon_0 |A_0|^2/2$. Пиковая мощность P_0^m оптического вихря с топологическим зарядом m выражается через гамма-функцию Γ следующим образом:

$$P_0^{(m)} = \int_0^{+\infty} I^{(m)}(r) 2\pi r dr = \Gamma(m+1) \pi r_0^2 I_0, \quad (5)$$

где $I^{(m)}(r)$ – радиальный профиль интенсивности. Для топологического заряда $m = 1$ пиковая мощность $P_0^{(1)} = \pi r_0^2 I_0$, что совпадает с мощностью гауссовского пучка радиуса r_0 . Критическая мощность самофокусировки оптического вихря при топологическом заряде $m = 1$ равна $P_V^{(1)} = 4P_G$ [11], где $P_G = 3.77\lambda^2/8\pi n_0 n_2$ – критическая мощность самофокусировки гауссова пучка, n_2 – коэффициент нелинейности [26].

В работе исследовано распространение оптического вихря на длине волны $\lambda_0 = 1800$ нм, что соответствует области аномальной ДГС. Рассматривался фемтосекундный вихрь длительностью $t_0 = 40$ фс (HWe-1M) с пространственным масштабом $r_0 = 92$ мкм. В этом случае при значении в кристалле LiF дисперсионного параметра $k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2|_{\omega=\omega_0} = 39.2$ фс² · мм⁻¹ дисперсионная длина $z_{disp} = t_0^2/k_2$ и дифракционная длина $z_{diff} = k_0 r_0^2$ излучения (4) одинаковы и равны 4 см. Безразмерный параметр керровской нелинейности

$$R_{kerr} = \frac{2k_0}{n_0} n_2 I_0 z_{diff} \quad (6)$$

составлял $R_{kerr} = 75.4$. Превышение над критической мощностью было выбрано $P_0 = 5P_V^{(1)}$, что соответствует энергии импульса $W_0 = 50$ мкДж и пиковой интенсивности $I_{max} = 9.74 \cdot 10^{11}$ Вт · см⁻².

2. ДИНАМИКА КОЛЬЦЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЛЬ

Рассматриваемый фемтосекундный оптический вихрь (4) на входе в нелинейную среду в каждом временном слое имеет нулевую интенсивность на оптической оси (рис. 1а). В связи с наличием фазовой сингулярности нулевое значение интенсивности сохраняется при самовоздействии вихря в среде. В начале распространения ширина исходного кольца в плоскости поперечного сечения начинает уменьшаться под влиянием керровской нелинейности. Самосжатие в кольцевом профиле оптического вихря дополняется его самокомпрессией во времени, что приводит к лавинообразному увеличению пиковой интенсивности и формированию первого нелинейного фокуса на расстоянии $z = 0.8$ см. Указанная пространственно-временная структура является кольцевой световой пульей, поскольку представляет собой результат одновременного нелинейного самосжатия как в пространстве, так и во времени. На рис. 2б изображено пространственное распределение интенсивности в световой пуле на временном слое импульса с максимальной интенсивностью, которая достигает $4 \cdot 10^{13}$ Вт · см⁻². Длительность световой пули по уровню $0.5I_{max}$ составляет около 10 фс, что соответствует 1.5 оптическим осцилляциям, ширина δ ее кольцевого распределения интенсивности по уровню 0.5 – около 10 мкм.

В отличие от гауссовых пучков, дальнейшему повышению интенсивности при филаментации препятствует не дефокусировка в лазерной плаз-

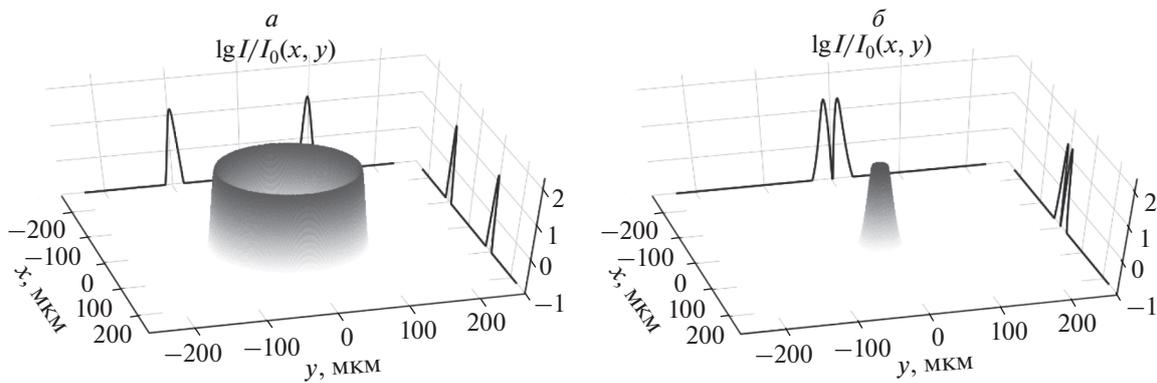


Рис. 2. Пространственные распределения интенсивности во временном слое с максимальной интенсивностью фемтосекундного оптического вихря с топологическим зарядом $m = 1$ на центральной длине волны $\lambda_0 = 1800$ нм в кристалле LiF на расстояниях $z = 0.8$ см (а) и 2.6 см (б) вдоль направления распространения излучения, соответствующих формированию кольцевых световых пуль. Распределение интенсивности представлено в полулогарифмическом масштабе, где $I_0 = 2.65 \cdot 10^{12}$ Вт \cdot см $^{-2}$.

ме, концентрация которой пренебрежимо мала, а линейная дифракция узкой кольцевой структуры (см. раздел 4). В результате дифракции узкого кольцевого пучка значительная часть энергии излучения после первого фокуса перетекает по направлению к оптической оси, а остальная уходит на периферию. Перенос энергии излучения в плоскости поперечного сечения по направлению к оптической оси при наличии фазовой сингулярности останавливается вследствие деструктивной интерференции, и из кольцевого профиля не формируется унимодальное пространственное распределение с максимумом интенсивности на оси. На расстоянии $z = 2.5$ см в результате совместного действия самосжатия кольцевого профиля и временной самокомпрессии импульса формируется вторая световая пуля кольцевого профиля (рис. 2б). Пиковая интенсивность в ней достигает значения $5.5 \cdot 10^{13}$ Вт \cdot см $^{-2}$, длительность, как и у первой световой пули, не более 10 фс, а радиус кольцевого распределения интенсивности сокращается до 10 мкм, его ширина δ по уровню $0.5I_{max}$ – менее 10 мкм. Энергия W_{LB} высокой плотности мощности, которую переносит световая пуля, составляет ~ 1.3 мкДж (2.5% от начальной энергии импульса). В дальнейшем кольцевая световая пуля расплывается как во времени, так и в пространстве.

3. ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСИИ НА ФОРМИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО ФОКУСА

Более детальное рассмотрение механизмов формирования первой кольцевой световой пули при самовоздействии оптического вихря фемтосекундной длительности (4) включает анализ влия-

ния дисперсии. В начале распространения оптического вихря совместное самосжатие кольцевого профиля и временная самокомпрессия при аномальной ДГС, вызванные керровской нелинейностью, приводят к формированию первого нелинейного фокуса. В этом процессе существенную роль играет аномальный характер ДГС и ее величина, характеризуемая дисперсионным параметром k_2 .

Для анализа влияния ДГС на формирование первого нелинейного фокуса в оптическом вихре рассмотрим импульсы фемтосекундного излучения для следующих длин волн: $\lambda_0 = 1800$ нм, для которой параметр $k_2 = -39.2$ фс $^2 \cdot$ мм $^{-1}$; $\lambda_0 = 1557$ нм, для которой дисперсионный параметр вдвое меньше – $k_2 = -19.6$ фс $^2 \cdot$ мм $^{-1}$, и для волны $\lambda_0 = 1235$ нм, соответствующей нулевой ДГС с $k_2 = 0$ фс $^2 \cdot$ мм $^{-1}$. Для каждого из рассматриваемых вихрей выберем характерный пространственный размер r_0 такой, чтобы дифракционная длина была одинаковой и составляла $z_{diff} = 4$ см, при этом длительность импульса сохраним везде одинаковой и равной $t_0 = 40$ фс. Превышение пиковой мощности P_0 над критической мощностью $P_V^{(1)}$ для всех вихрей было равно 5. На рис. 3 представлено изменение с расстоянием пиковой интенсивности в оптическом вихре при самовоздействии в кристалле LiF на перечисленных длинах волн. Видно, что при более сильной аномальной ДГС (сплошная кривая) в начале распространения на расстоянии около 0.8 см формируется нелинейный фокус с пиковой интенсивностью до $4 \cdot 10^{13}$ Вт \cdot см $^{-2}$. Тогда как при аномальной ДГС с меньшим параметром k_2 (штриховая кривая) пи-

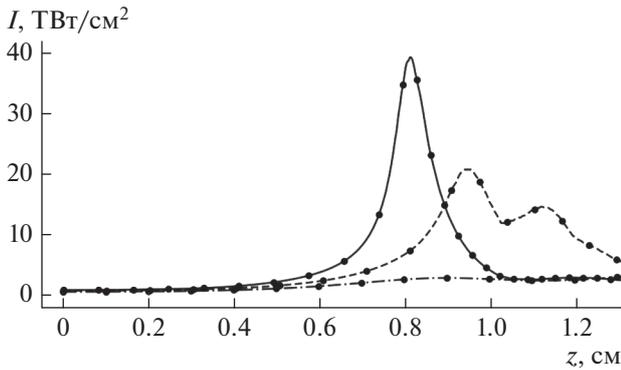


Рис. 3. Зависимость пиковой интенсивности от расстояния z вдоль направления распространения оптических вихрей вблизи первого нелинейного фокуса при самовоздействии в кристалле LiF в условиях аномальной ДГС на длине волны $\lambda_0 = 1800$ нм (дисперсионный параметр $k_2 = -39.2 \text{ фс}^2 \cdot \text{мм}^{-1}$, сплошная кривая), 1235 нм ($k_2 = -19.6 \text{ фс}^2 \cdot \text{мм}^{-1}$, штриховая кривая) и 1235 нм ($k_2 = 0$, штрих-пунктирная кривая). Точками показаны результаты расчетов в рамках моделей без плазмы для соответствующих длин волн.

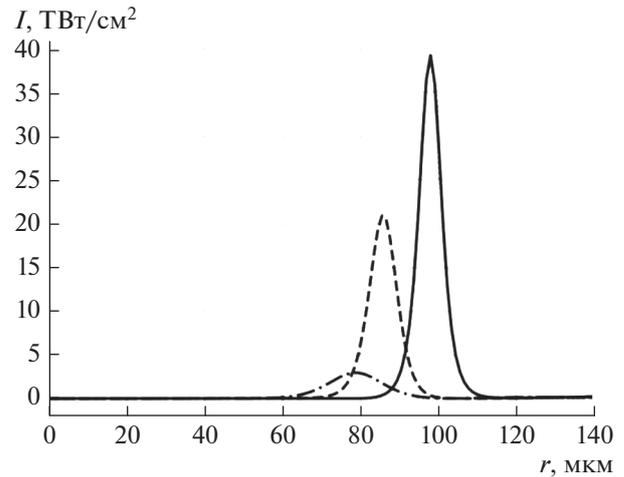


Рис. 4. Радиальный профиль интенсивности в первом нелинейном фокусе при самовоздействии оптических вихрей в условиях сильно аномальной ДГС ($\lambda_0 = 1800$ нм, сплошная кривая), слабо аномальной ДГС ($\lambda_0 = 1557$ нм, штриховая кривая) и нулевой ДГС ($\lambda_0 = 1235$ нм штрих-пунктирная кривая). Пространственные профили построены для временного слоя с максимальной интенсивностью.

ковая интенсивность примерно в 2 раза меньше, нелинейный фокус формируется на большем расстоянии $z = 0.95$ см. Второй максимум интенсивности в случае меньшей ДГС на расстоянии 1.12 см соответствует второму нелинейному фокусу, который последовал практически сразу после первого. Нулевая дисперсия групповой скорости (штрих-пунктирная кривая) приводит к отсутствию самокомпрессии импульса при самовоздействии в среде. Пиковая интенсивность не достигает высоких значений, энергия достаточно быстро начинает перетекать к оптической оси.

На рис. 4 приведены радиальные профили интенсивности в первом нелинейном фокусе для рассматриваемых длин волн. Ширина кольца δ уменьшается с увеличением длины волны и, соответственно, вклада аномальной ДГС в формирование световой пули: $\delta|_{1235 \text{ нм}} = 16$ мкм, $\delta|_{1557 \text{ нм}} = 8$ мкм и $\delta|_{1800 \text{ нм}} = 6$ мкм. Для тонкого кольца световой пули на длине волны $\lambda_0 = 1800$ нм дифракционная расходимость проявляется сильнее, что частично компенсирует более сильную компрессию излучения во времени.

Наглядно роль аномальной ДГС в формировании первого нелинейного фокуса при распространении оптического вихря в кристалле LiF можно проиллюстрировать результатами, полученными в рамках стационарной модели распространения излучения, которая включает в себя только дифракцию и мгновенную керровскую не-

линейность и, соответственно, не учитывает дисперсионные эффекты:

$$2ik_0 \frac{\partial A(r, z)}{\partial z} = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{m^2}{r^2} \right) A(r, z) + \frac{2k_0^2}{n_0} n_2 I(r, z) A(r, z). \quad (6)$$

Рассмотрим вихревой пучок при $m = 1$ с начальным распределением амплитуды поля $A(r, 0)$ (4) при $t = 0$, мощность которого P_0 , как и при динамической постановке задачи (1–4), в 5 раз превышает критическую мощность самофокусировки оптического вихря $P_V^{(1)}$. Изменение интенсивности с расстоянием при стационарном самовоздействии оптического вихря на длине волны 1800 нм представлено на рис. 5 сплошной тонкой кривой. Видно, что максимум интенсивности значительно меньше, чем в случае динамического вихря фемтосекундной длительности (сплошная толстая кривая). Это объясняется отсутствием компрессии излучения во времени, которая вносит существенный вклад в формирование нелинейного фокуса при аномальной ДГС.

В оптическом вихре на длине волны 1235 нм при нулевой ДГС результаты для стационарной (тонкая штрих-пунктирная кривая) и динамической моделей (толстая штрих-пунктирная кривая) близки, поскольку ДГС отсутствует и в том, и в другом случае.

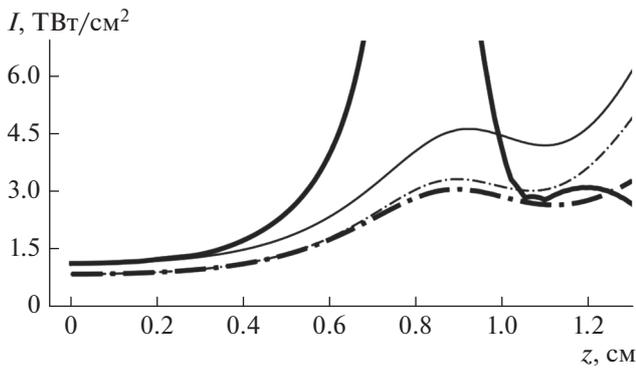


Рис. 5. Зависимости пиковой интенсивности от расстояния, рассчитанные для динамической модели фемтосекундного вихря (толстые кривые) и стационарной модели вихревого пучка (тонкие кривые) на центральной длине волны $\lambda_0 = 1800$ нм (сплошные кривые), и $\lambda_0 = 1235$ нм (штрих-пунктирные кривые).

4. НАСЫЩЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ В ПЕРВОМ ФОКУСЕ

При формировании световых пульс в гауссовых пучках коллапсирующий рост интенсивности ограничивается дефокусировкой в наведенной лазерной плазме, концентрация носителей в которой составляет $10^{-3} - 10^{-5} N_0$, где N_0 – концентрация нейтралов [1]. При образовании первой кольцевой пули в кристалле LiF пиковая концентрация электронов не превышает значения $10^{-7} N_0$ и вклад плазменной дефокусировки в ограничение роста интенсивности пренебрежимо мал. Это подтверждают результаты численного моделирования самовоздействия оптического вихря в предположении отсутствия генерации лазерной плазмы, т.е. при $\Delta n_{pl} = 0$ в уравнении (1). Отклонение пиковой интенсивности, рассчитанной в отсутствие лазерной плазмы, от получаемой при полной постановке задачи (1)–(3) не превышает 1% и на графиках зависимости $I(z)$, представленных на рис. 3, эти различия не видны. Полученный результат позволяет сделать предположение об определяющем вкладе дифракционной расходимости в насыщение интенсивности при формировании первого фокуса.

Для анализа роли дифракции в формировании первого фокуса при самовоздействии оптического вихря фемтосекундной длительности рассмотрим модель “щелевого” пучка, у которого распределение амплитуды поля $A(x, z)$ зависит только от одной пространственной координаты x в плоскости, перпендикулярной направлению распространения. Стационарная самофокусировка такого щелевого пучка описывается уравнением:

$$2ik_0 \frac{\partial A(x, z)}{\partial z} = \frac{\partial^2 A(x, z)}{\partial x^2} + \frac{2k_0^2}{n_0} n_2 I(x, z) A(x, z). \quad (7)$$

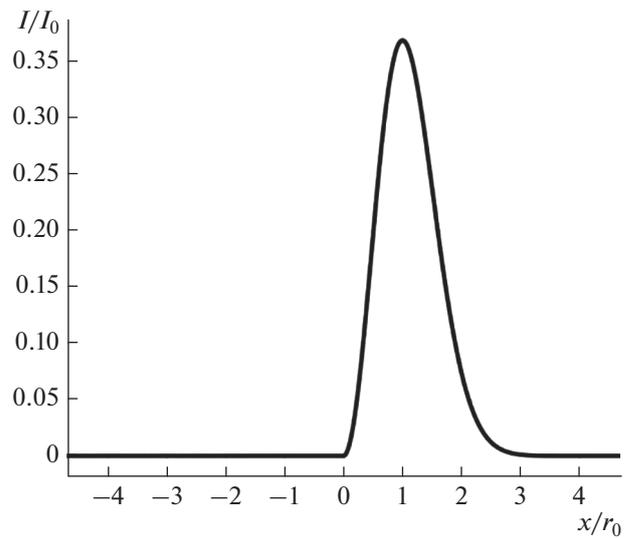


Рис. 6. Профиль интенсивности щелевого пучка, являющегося радиальным сечением кольцевого вихря (4) при $t = 0$ и $m = 1$.

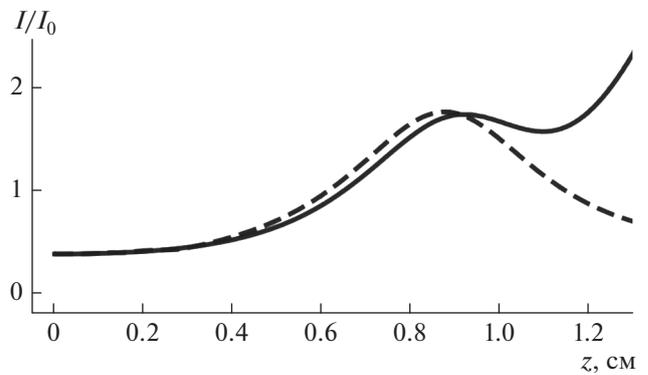


Рис. 7. Зависимость пиковой интенсивности вблизи первого нелинейного фокуса от расстояния z вдоль направления распространения излучения при стационарном самовоздействии оптического вихря в кристалле LiF на длине волны 1800 нм (сплошная кривая). Штриховой кривой показана пиковая интенсивность щелевого пучка, начальным условием для которого является радиальное сечение указанного оптического вихря при $z = 0$.

Начальное распределение $A(x, 0)$ совпадает с профилем радиального сечения кольцевого пучка (4) при $t = 0$ и $\phi = 0$ (рис. 6). При этом погонная мощность щелевого пучка равна мощности кольцевого, приходящейся на единицу длины дуги окружности. В обеих моделях (6) и (7) расчеты производились при одинаковом безразмерном параметре керровской нелинейности $R_{kerr} = 75.4$.

На рис. 7 приведена кривая изменения пиковой интенсивности с расстоянием для модели щелевого пучка. Как и в случае стационарного оптического вихря, максимальная пиковая ин-

тенсивность достигается на расстоянии приблизительно 0.9 см и не превышает значения $2I_0$. Видно, что кривые для стационарного вихря и щелевого пучка близки и, следовательно, самовоздействие в рассмотренных пучках при выбранном одинаковом параметре керровской нелинейности R_{kerr} не зависит от фазовой сингулярности. Аналогичный характер зависимостей имеет место и для других рассмотренных длин волн 1235 и 1557 нм. Указанный характер зависимостей позволяет сделать вывод об определяющей роли дифракции в ограничении роста интенсивности в первом нелинейном фокусе в кристалле LiF. Таким образом, в первой световой пуле насыщение интенсивности происходит в результате баланса керровского самосжатия и дифракционной расходимости ее кольцевого профиля.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Распространение фемтосекундного оптического вихря с топологическим зарядом $m = 1$ в кристалле LiF на центральной длине волны $\lambda_0 = 1800$ нм, которая лежит в области аномальной ДГС, сопровождается формированием последовательности кольцевых световых пульс радиусом до 10 мкм, длительностью около 10 фс и максимальной пиковой интенсивностью $5.5 \cdot 10^{13}$ Вт · см⁻². В формировании световых пульс важную роль играет аномальный характер ДГС, которая влияет на самокомпрессию во времени оптического вихря при самовоздействии. Уменьшению ширины кольцевого профиля световой пули и увеличению пиковой интенсивности в ней способствует совместное воздействие пространственного самосжатия кольцевого профиля при самофокусировке и самокомпрессия оптического вихря во времени при аномальной ДГС.

Ограничение интенсивности в световой пуле в первом нелинейном фокусе наступает не из-за нелинейности плазмы, концентрация которой пренебрежимо мала, а из-за дифракции элементов дуги сфокусированного кольца, которая проявляется тем сильнее, чем меньше ширина кольца. Формирование первой световой пули на длине волны, близкой к нулевой аномальной ДГС, можно рассматривать в рамках модели стационарной самофокусировки щелевого пучка, соответствующего элементу дуги кольцевого распределения интенсивности в оптическом вихре.

Работа выполнена в ИСАН при поддержке РФНФ (грант № 18-12-00422) и в МГУ им. М.В. Ломоносова при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00624).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г.* // Квант. электрон. 2009. Т. 39. № 3. С. 205; *Kandidov V.P., Shlenov S.A., Kosareva O.G.* // Quant. Electron. 2009. V. 39. № 3. P. 205.
2. *Silberberg Y.* // Opt. Lett. 1990. V.15. P. 1282.
3. *Berge L., Skupin S.* // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. Art. № 065601.
4. *Chekalin S.V., Dokukina A.E., Dormidonov A.E. et al.* // J. Phys. B. 2015. V. 48. № 9. Art. № 094008.
5. *Чекалин С.В., Компанец В.О., Сметанина Е.О., Кандидов В.П.* // Квант. электрон. 2013. Т. 43. № 4. С. 326; *Chekalin S.V., Kompanets V.O., Smetanina E.O., Kandidov V.P.* // Quant. Electron. 2013. V. 43. № 4. P. 326.
6. *Smetanina E.O., Kompanets V.O., Dormidonov A.E. et al.* // Laser Phys. Lett. 2013. V. 10. Art. № 105401.
7. *Chekalin S.V., Dokukina A.E., Dormidonov A.E. et al.* // J. Phys. B. 2015. V. 48. Art. № 094008.
8. *Majus D., Tamosauskas G., Grazuleviciute I. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. Art. № 193901.
9. *Залозная Е.Д., Компанец В.О., Дормидонов А.Е. и др.* // Квант. электрон. 2018. Т. 48. № 4. С. 366; *Zaloznaya E.D., Kompanets V.O., Dormidonov A.E. et al.* // Quant. Electron. 2018. V. 48. № 4. P. 366.
10. *Moll K.D., Gaeta A.L.* // Opt. Lett. 2004. V. 29. № 9. P. 995.
11. *Chong A., Renninger W.H., Christodoulides D.N., Wise F.W.* // Nat. Photon. 2010. V. 4. P. 103
12. *Kruglov V.I., LogvinYu.A., Volkov V.M.* // J. Modern Opt. 1992. V. 39. № 11. P. 2277.
13. *Bigelow M.S., Zerom P., Boyd R.W.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. № 8. Art. № 083902.
14. *Vincott, A., Berge L.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. Art. № 193901.
15. *Fisher M., Siders C., Johnson E. et al.* // Proc. SPIE. 2006. V. 6219. Art. № 621907.
16. *Власов Р.А., Волков В.М., Дедков Д.Ю.* // Квант. электрон. 2013. Т. 43. № 2. С. 157; *Vlasov R.A., Volkov V.M., Dedkov D.Yu* // Quant. Electron. 2013. V. 43. № 2. P. 157.
17. *Vasilyev E.V., Shlenov S.A., Kandidov V.P.* // Laser Phys. Lett. 2018. V. 15. Art. № 115402.
18. *Васильев Е.В., Шленов С.А., Кандидов В.П.* // Опт. и спектроск. 2019. Т. 126. № 1. С. 24; *Vasilyev E.V., Shlenov S.A., Kandidov V.P.* // Opt. Spectrosc. 2019. V. 126. № 1. P. 16.
19. *Кузнецов А.В., Компанец В.О., Дормидонов А.Е. и др.* // Квант. электрон. 2016. Т. 46. № 4. С. 379; *Kompanets V.O., Dormidonov A.E. et al.* // Quant. Electron. 2016. V. 46. № 4. P. 379.
20. *Brabec T., Krausz F.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 3282.
21. *Li H.H.* // J. Phys. Chem. Ref. Data 5. 1976. P. 329.
22. *Blow K.J., Wood D.* // IEEE J. Quantum Electron. 1989. V. 25. № 12. P. 2665.
23. *Couairon A., Sudrie L., Franco M. et al.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. Art. № 125435.
24. *Келдыш Л.В.* // ЖЭТФ. 1965. Т. 20. № 5. С. 1307.
25. *Audebert P., Daguzan Ph., Dos Santos A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 1990.
26. *Chiao R.Y., Garmire E., Townes C.H.* // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 479.