

СПЕКТРАЛЬНОЕ УШИРЕНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В ПЛАВЛЕНОМ КВАРЦЕ В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ

С. А. Шленов^{a}, Е. В. Васильев^{a**}, С. В. Чекалин^b, В. О. Компанец^b, Р. В. Скиданов^c*

*^a Физический факультет и Международный лазерный центр
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия*

*^b Институт спектроскопии Российской академии наук (ИСАН)
142190, Троицк, Москва, Россия*

*^c Самарский государственный университет
443086, Самара, Россия*

Поступила в редакцию 10 ноября 2020 г.,
после переработки 24 ноября 2020 г.
Принята к публикации 25 ноября 2020 г.

Экспериментально и численно исследованы особенности спектрального уширения фемтосекундных оптических вихрей при самовоздействии в среде с аномальной дисперсией групповой скорости. Установлено, что уширение частотно-углового спектра сопровождается появлением в окрестности нелинейного фокуса локализованных максимумов в стоковой и антистоковой областях, которые имеют полосатую структуру. Показано, что в условиях аномальной дисперсии групповой скорости при одинаковом превышении мощности выше критического значения уширение спектра в оптическом вихре меньше, чем в гауссовом пучке.

DOI: 10.31857/S0044451021030020

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к распространению лазерного излучения в режиме филаментации во многом обусловлен тем, что он может рассматриваться как основа новых лазерных технологий и приложений, связанных с передачей световой энергии на большие расстояния, созданием удаленных источников белого света в атмосфере, использованием наведенных плазменных каналов филаментов, включая разработку элементов микрофотоники [1, 2]. Основой для зарождения филаментов служит самофокусировка излучения в кубической среде [3, 4], которая совместно с другими конкурирующими механизмами, в частности, ионизацией среды, обеспечивает поддержание высокой плотности энергии излучения на

расстояниях, существенно больших дифракционной (рэлеевской) длины. При этом происходит сильное уширение частотного спектра импульса. В средах с аномальной дисперсией групповой скорости (ДГС) вследствие одновременной пространственной самофокусировки и временной самокомпрессии импульса возможно формирование квазиустойчивых экстремально сжатых во времени волновых пакетов с высокой локализацией светового поля — так называемых световых пуль [5, 6].

Физическая картина фемтосекундной филаментации и сопутствующая ей генерация суперконтинуума достаточно хорошо исследованы на примере гауссовых пучков. Однако в последнее время появляется все больше исследований, посвященных филаментации пучков более сложной формы [7], в том числе, кольцевым пучкам с вихревой дислокацией фазы на оси — оптическим вихрям или вортексам [8]. Вихревые пучки обладают орбитальным угловым моментом и винтовым фазовым фронтом [8, 9],

* E-mail: shlenov@physics.msu.ru

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

который препятствует «затеканию» поля на оптическую ось, где интенсивность излучения обращается в нуль. В условиях самовоздействия излучения эта особенность сохраняется, тем самым поддерживается кольцевая форма вихревых пучков [10].

Наряду с пространственно-временными характеристиками, в настоящее время исследованы спектральное уширение и генерация суперконтинуума при самовоздействии оптических вихрей в средах с нормальной дисперсией групповой скорости. В частности, во фториде кальция наблюдалась интерференционная картина пучка в коротковолновой области спектра, которая обусловлена когерентным сложением спектральных компонент суперконтинуума от нескольких филаментов на кольцевой структуре исходного вортекса [10]. В сравнении с гауссовым пучком уширение спектра вихревого пучка в условиях нормальной ДГС оказывается больше. Это показано численно для импульсов, распространяющихся в воздухе [11] и в кварце [12].

Распространение фемтосекундных оптических вихрей в условиях филаментации в среде с аномальной дисперсией групповой скорости исследовано в осесимметричном приближении в [13, 14]. Показано, что при самовоздействии кольцевых пучков с фазовой дислокацией с топологическим зарядом $m = 1$ в плавленом кварце на центральной длине волны $\lambda_0 = 1800$ нм образуется последовательность кольцевых световых пульс длительностью около 10 фс и радиусом не менее 10 мкм. При этом излучение имеет многофокусную структуру с наиболее сильным последним нелинейным фокусом, где достигаются глобальные по трассе максимумы интенсивности и концентрации плазмы.

В настоящей работе экспериментально и численно исследованы особенности спектрального уширения фемтосекундных оптических вихрей при самовоздействии в среде с аномальной дисперсией групповой скорости.

2. ПОЛУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ФАЗОВОГО ТРАНСПАРАНТА

Для формирования оптического вихря из гауссового пучка фемтосекундного излучения использовался специальный фазовый транспарант со спиралевидной рельефной поверхностью. Такие транспаранты были изготовлены для формирования волнового фронта излучения с топологическим зарядом $m = 1$ на длине волны $\lambda = 1800$ нм, лежащей в

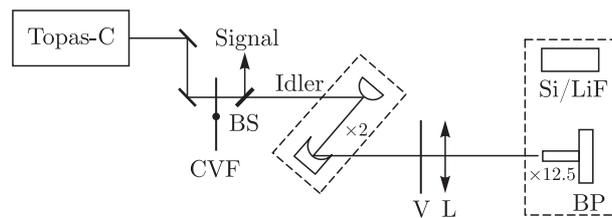


Рис. 1. Схема эксперимента по преобразованию гауссового пучка фемтосекундного ИК-излучения в оптический вихрь с кольцевым распределением интенсивности с помощью фазового транспаранта (V) и собирающей кварцевой линзы (L). CVF — ослабитель энергии, BS — делитель пучка. Штриховыми линиями выделены опциональные элементы схемы, описанные в тексте

области аномальной дисперсии групповой скорости в плавленом кварце. Предварительные численные расчеты показали, что рассогласование длин волн пучка и фазового транспаранта в 2.5% практически не влияет на формирование оптического вихря [15]. Качественно эволюция гауссового пучка за фазовым транспарантом меняется при рассогласовании по длинам волн более 20%. Это позволяет, во-первых, использовать фазовый транспарант для получения оптических вихрей в фемтосекундных импульсах, типичная ширина спектра которых составляет около 100 нм, и во-вторых, допускает возможность варьировать центральную длину волны излучения, не меняя транспарант.

Лучевая стойкость использованного фоторезиста соответствует лучевой стойкости оргстекла. Выполненные ранее эксперименты показали, что сформированная фоторезистом структура не повреждается при импульсном лазерном облучении на длине волны 1064 нм импульсами длительностью 5 нс с энергией 20 мкДж при ширине пучка 4 мм. Плотность потока энергии при этом составляет около 160 мкДж/см². Эти данные и результаты экспериментов [16] позволили прогнозировать сохранность структуры поверхности в экспериментах с получением в плавленом кварце филаментов фемтосекундным лазерным излучением на длине волны 1800–1900 нм, когда при аналогичном размере пучка на фазовом транспаранте энергия импульса должна составлять порядка 10 мкДж.

Для получения из гауссового пучка оптического вихря с кольцевым распределением интенсивности использована схема, приведенная на рис. 1. Экспериментальная установка была создана на основе лазерного комплекса, который позволяет генерировать фемтосекундные лазерные импульсы с перестраиваемой частотой в широком диапазоне длин

волн при частоте повторения 1 кГц [17]. Измеренная одноимпульсным автокоррелятором ASF длительность гауссового импульса в диапазоне 1800–1900 нм составила 56 фс по уровню e^{-1} . Ширина спектра при этом составляет 80 нм по полувысоте. Материальная дисперсия в кварцевой линзе и фазовом транспаранте на кварцевой основе (рис. 1) увеличивает длительность импульса еще примерно на 10 % в каждом элементе. Таким образом, после прохождения этих двух оптических элементов длительность импульса увеличивается до 67 фс.

Фемтосекундное излучение с перестраиваемого параметрического усилителя TOPAS-C после прохождения регулируемого ослабителя энергии CVF и делителя пучка BS с дихроическим интерференционным фильтром с максимумом разделения на длине волны 1900 нм попадало на фазовый транспарант V. Потери энергии при прохождении фазового транспаранта составляют около 7%. При необходимости уширения пучка перед фазовым транспарантом монтировался отражательный телескоп с коэффициентом увеличения $\times 2$. Через 3 см после фазового транспаранта пучок проходил собирающую линзу L, в окрестности фокальной плоскости которой формировалась кольцевая пространственная мода с дислокацией фазы на оси (оптический вихрь). В зависимости от целей эксперимента вихревой оптический пучок подавался либо на профилометр ВР с целью его характеристики, либо на образец плавленого кварца Si для исследования спектральных характеристик излучения при самовоздействии в среде с аномальной дисперсией групповой скорости. Эта же схема без фазового транспаранта позволяла получать филаменты в гауссовом пучке.

Фокусное расстояние используемой в эксперименте собирающей линзы L составляло 15.8 см. При диаметре исходного гауссового пучка 5.1 мм по уровню e^{-2} диаметр пучка в фокальной плоскости линзы L на длине волны 1800 нм составляет около 80 мкм, что меньше размера пикселя инфракрасного профилометра Ругосам III (Spigicon), который равен 124 мкм. Поэтому для характеристики пучка на входе в профилометр устанавливался телескоп с коэффициентом увеличения $\times 12$.

На кадрах с профилометра поперечного сечения видно (рис. 2), что с помощью фазового транспаранта в пределах перетяжки удалось получить кольцевой пучок фемтосекундного излучения на длине волны 1800 нм с глубоким минимумом интенсивности на оси. Однако азимутальная симметричность, характерная для идеального оптического вихря, в

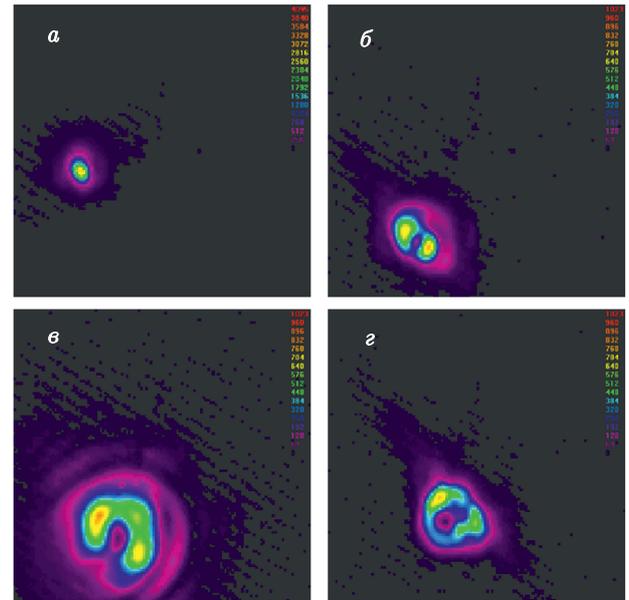


Рис. 2. Визуализация гауссового (*а*, без фазового транспаранта) и вихревого пучка (*б–г*) на длине волны 1800 нм в окрестности фокальной плоскости собирающей линзы с $F = 158$ мм: *а, б* — в фокусе, *в* — перед фокусом, *г* — после фокуса

пучке отсутствует. Наблюдаемая несимметричная кольцевая структура обычно содержит два ярких пятна, которые в фокальной плоскости линзы располагаются на диаметре. Такой профиль оптического вихря может быть связан как с пространственной неоднородностью входного гауссового пучка, так и с радиальной неоднородностью используемого транспаранта.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ВИХРЕВОГО ПУЧКА В РЕЖИМЕ ФИЛАМЕНТАЦИИ

Для исследования спектральных характеристик импульса в режиме филаментации в фокусе собирающей линзы L располагалась передняя грань образца плавленого кварца длиной 3 см. При изменении энергии импульса по появлению излучения видимой части суперконтинуума в кварце фиксировался момент старта филаментации. При этом также регистрировалась люминесценция плазменных каналов и рассеянное излучение суперконтинуума при помощи фотокамеры с макрообъективом (рис. 3).

В оптическом вихре старт режима филаментации наблюдался при увеличении энергии в импульсе на входе в образец до 4.6 мкДж, что в три с

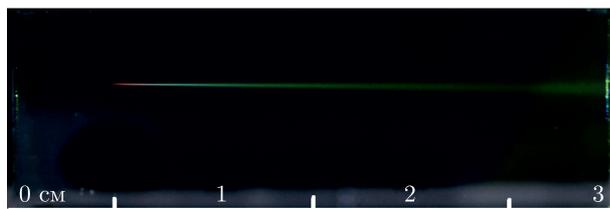


Рис. 3. Расходящееся излучение видимой части суперконтинуума оптического вихря в образце плавленного кварца длиной 3 см. Импульс распространяется слева направо

лишним раз превышает критическую мощность самофокусировки гауссова пучка излучения такой же длительности. Полученная величина близка к аналитической оценке, согласно которой критическая мощность самофокусировки $P_V^{(1)}$ аксиально симметричного оптического вихря с топологическим зарядом $m = 1$ выше критической мощности самофокусировки гауссова пучка P_G в 4 раза [18].

Для измерения частотно-углового спектра суперконтинуума на выходе из образца в ИК-диапазоне от 1200 до 2600 нм использовался спектрометр ASP-IR, установленный на подвижке с микрометрическим винтом. Спектрометр размещался в дальней зоне на расстоянии 30 см от выходной грани образца плавленного кварца, где видимый диаметр расходящегося пучка суперконтинуума составлял порядка 1 см. Входная щель спектрометра смещалась в поперечном сечении от оси пучка с шагом 20 мкм, что соответствует изменению угла прихода излучения на 0.029° . Полученная серия частотных спектров для набора различных углов преобразовывалась в тоновые изображения частотно-угловых спектров (рис. 4а). При обработке все частотные спектры были нормированы на глобальный максимум в серии, сглажены с помощью гауссового окна шириной 10 нм и приведены в логарифмическом масштабе с отсечкой на уровне -2 . Изображения для отрицательных углов были получены симметричным отражением спектра.

Частотные спектры измерялись в начале устойчивого режима филаментации импульсов на центральной длине волны 1850 нм, что явилось компромиссом между оптимальной для фазового транспаранта длиной волны 1800 нм и на оптимальной для дихроического фильтра длиной волны 1900 нм. Сравнительный анализ частотно-угловых спектров оптического вихря и гауссового пучка (рис. 4аI, аII) показал, что уширение спектров носит, в целом, близкий характер. В частности, в частотно-угловом спектре обоих пучков можно наблюдать отчетливо

выделенные центральную, стоксову и антистоксову области. При этом в гауссовом пучке стоксова область спектра имеет большую относительную интенсивность и ширину как по углу, так и по длине волны, чем в вихревом пучке, и в ней наблюдается максимум в области длин волн больше 2 мкм. Большее по сравнению с оптическим вихрем спектральное уширение гауссового пучка связано с тем, что его самофокусировка происходит на оси, где возникают существенно большие градиенты интенсивности, и в условиях аномальной дисперсии групповой скорости сильнее растет крутизна волнового фронта импульса, чем при кольцевой самофокусировке оптического вихря. В условиях нелинейности такая временная динамика импульса сопровождается более сильным по сравнению с оптическим вихрем уширением не только частотного, но и углового спектра гауссова пучка.

В то же время спектр вихревого пучка имеет ряд особенностей. Прежде всего, это отсутствие компоненты, распространяющейся вдоль оптической оси (темная горизонтальная полоса в частотно-угловом спектре), во всем диапазоне длин волн, что характерно для пучков с фазовой дислокацией. При уширении спектра в процессе самовоздействия эта темная полоса воспроизводится для всех длин волн. Важной особенностью частотно-углового спектра вихревого пучка является появление дополнительных (к нулевому углу) темных горизонтальных полос, свидетельствующих об отсутствии (или существенном ослаблении) излучения под определенными углами. В центральной области спектра можно наблюдать от двух до трех таких полос с характерной шириной около 0.12 рад (рис. 4аII).

Для измерения частотного спектра интегрально по углу излучения в схему дополнительно ставилась собирающая линза, которая фокусировала излучение на входную щель спектрографа. Измеренные и построенные в логарифмическом масштабе эти спектры содержат те же особенности частотного уширения, которые были отмечены ранее (рис. 4б). В частности, на графиках хорошо видны пики, соответствующие центральной, стоксовой и антистоксовой областям спектра. Можно отметить, что дополнительный пик на длине волны больше 2 мкм наблюдается и в спектре оптического вихря, но существенно меньшей амплитуды, чем в спектре гауссового пучка. В целом, ширина частотного спектра гауссового пучка больше, чем оптического вихря, в 1.4 раза по уровню 10^{-1} и в 2 раза по уровню 10^{-2} .

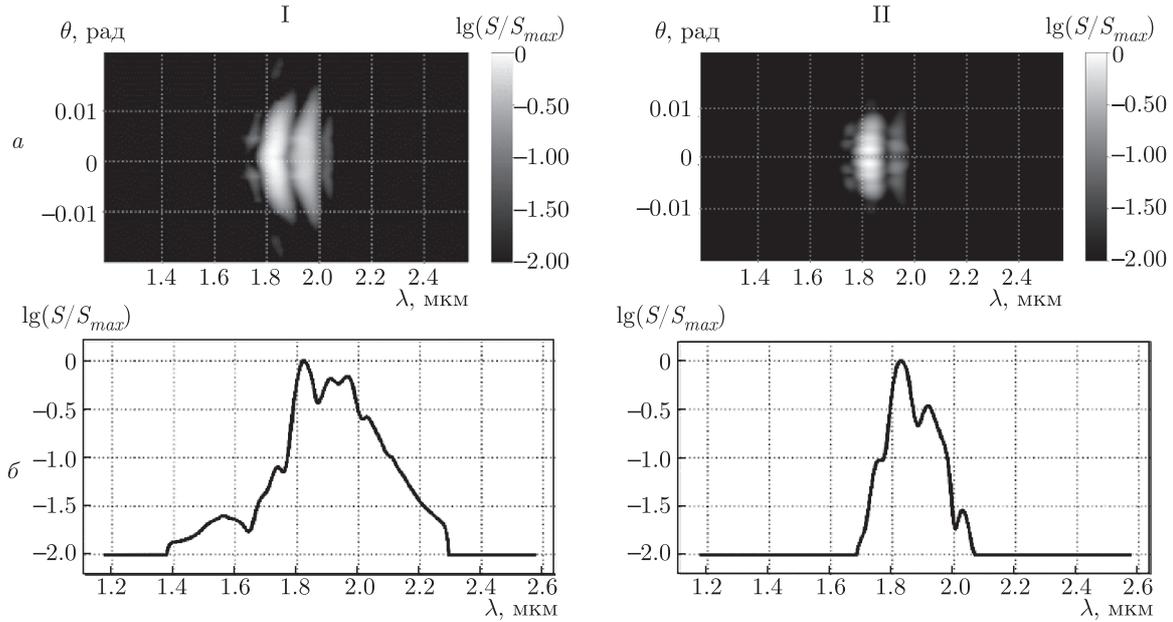


Рис. 4. Экспериментальные частотно-угловые (а) и частотные (б) спектры суперконтинуума филамента, в плавленом кварце фемтосекундного излучения на центральной длине волны 1850 нм для гауссового пучка (I) и оптического вихря (II). Спектры получены при небольшом превышении критической мощности в начале устойчивого режима филаментации

4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЛАМЕНТАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ В ПЛАВЛЕНОМ КВАРЦЕ

Численное моделирование самовоздействия фемтосекундных вихрей в образце плавленого кварца проводилось с помощью решения замкнутой системы нелинейных уравнений относительно медленно меняющейся комплексной амплитуды $A(r, t, z)$ и концентрации электронов плазмы $N_e(r, t, z)$ с учетом оператора волновой нестационарности \hat{T} [13,19]:

$$\begin{aligned}
 2ik_0 \frac{\partial A(r, t, z)}{\partial z} = & \\
 = \hat{T}^{-1} \left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{m^2}{r^2} \right] A(r, t, z) + & \\
 + \hat{T}^{-1} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(k^2(\omega_0 + \Omega) - (k_0 + k_1\Omega)^2 \right) \times & \\
 \times \tilde{A}(r, \Omega, z) \exp\{i\Omega t\} d\Omega + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T} \Delta n_k A(r, t, z) + & \quad (1) \\
 + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T}^{-1} \Delta n_{pl} A(r, t, z) + i\hat{T}^{-2} \sigma A(r, t, z) - & \\
 - ik_0(\alpha + \delta) A(r, t, z), & \\
 \frac{\partial N_e(r, t)}{\partial t} = R_E(N_0 - N_e(r, t)) + & \\
 + \nu_i N_e(r, t) - \beta N_e(r, t), &
 \end{aligned}$$

где в правой части (1) присутствуют слагаемые, ответственные за дифракцию, дисперсию, керровскую и плазменную нелинейности, а также поглощение излучения. Комплексная амплитуда светового поля вихря задавалась в виде $A(r, t, z) \exp\{im\varphi\}$, что предполагает сохранение топологического заряда m при распространении импульса. При описании дифракции вихря в осесимметричном приближении появляется слагаемое $-m^2/r^2$, которое возникает при записи лапласиана в цилиндрических координатах. Материальная дисперсия описывалась эмпирической формулой Селлмейера для $k(\omega)$ [20] без дополнительных приближений, ω_0 — несущая частота импульса, $\Omega = \omega - \omega_0$. Приращение показателя преломления Δn_k , вызванное керровской нелинейностью, учитывает как мгновенную, так и инерционную составляющие. Плазменная добавка к показателю преломления Δn_{pl} зависит от концентрации свободных электронов N_e . В свою очередь, кинетическое уравнение для расчета N_e учитывает полевую ионизацию согласно модели Келдыша [21], лавинную ионизацию и рекомбинацию, которые описываются соответственно коэффициентами $R_E(I)$, $\nu_i(I)$ и β . Коэффициенты σ , α и δ в (1) учитывают соответственно обратное тормозное, нелинейное и линейное поглощения.

Предполагалось, что оптический вихрь на входе в среду имеет вид

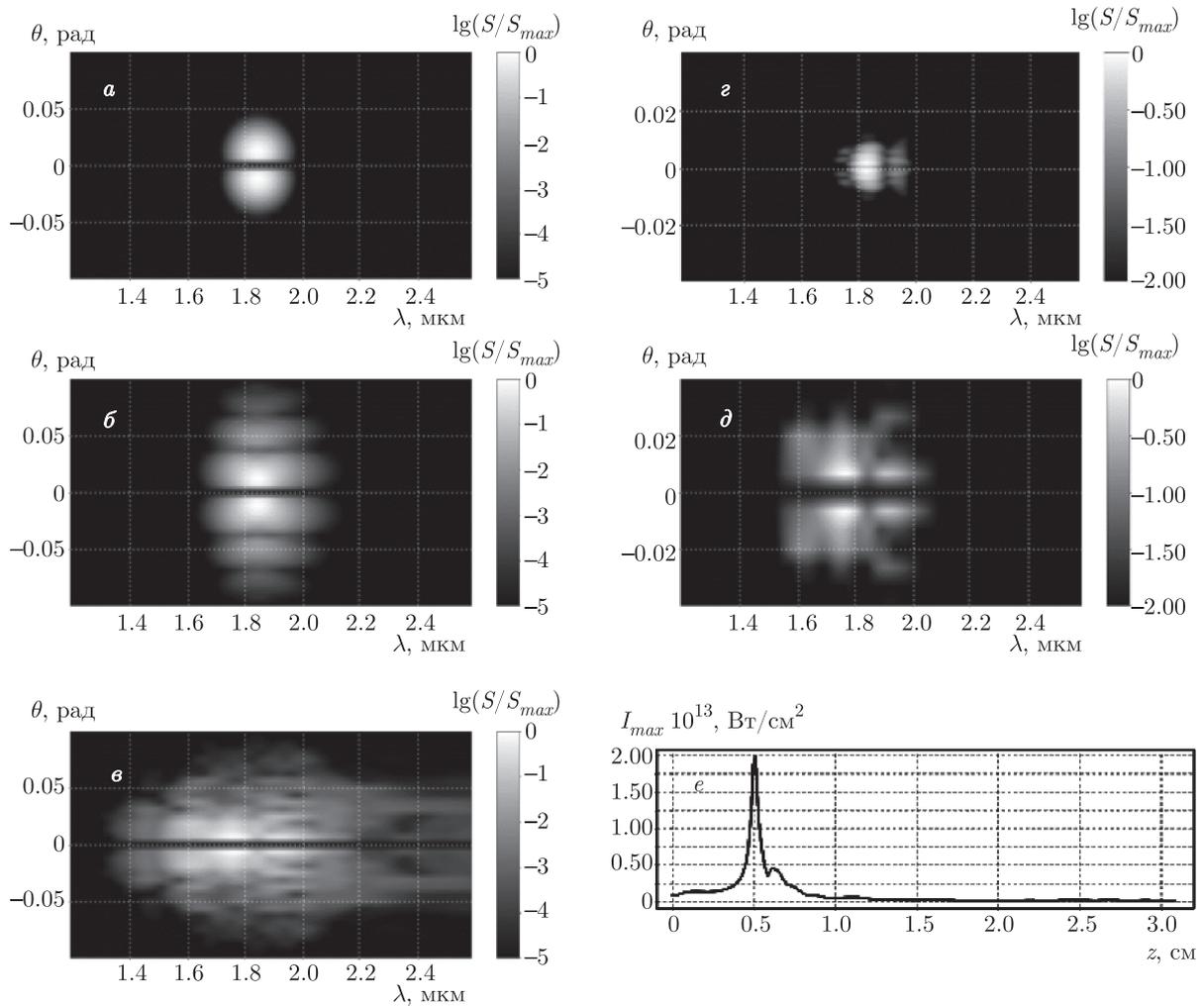


Рис. 5. Частотно-угловые спектры (а-д) и пиковая интенсивность (е) при распространении оптического вихря в плавленом кварце. Численный расчет: а — на входе в образец при $z = 0$ см, б — до нелинейного фокуса на расстоянии $z = 0.13$ см, в, д — после прохождения образца при $z = 3$ см, г — экспериментальный спектр на выходе из образца

$$A^{(m)}(x, y, z = 0, t) = A_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^m \exp \left\{ -\frac{r^2}{2r_0^2} \right\} \times \exp \left\{ -\frac{t^2}{2t_0} \right\} \exp \{ im\varphi(x, y) \}, \quad (2)$$

где $\varphi(x, y) = \arctg 2(x, y)$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Рассматривался гауссов импульс с параметрами, близкими к экспериментальным: длительностью $t_0 = 67$ фс на центральной длине волны $\lambda_0 = 1850$ нм (дисперсионный коэффициент $k_2 = -71.5$ фс²/мм [20]). Пространственный размер кольцевого пучка, формируемого после прохождения фазового транспаранта и собирающей линзы, на входной грани образца плавленого кварца равнялся $r_0 = 28$ мкм, топологический заряд $m = 1$. Превышение мощности над критической составляло $R = P_0/P_{cr}^{(1)} = 1.5$, максимальная

начальная интенсивность при этом составляет $I_{max0} = 9.0 \cdot 10^{11}$ Вт/см². При такой пиковой мощности образование филамента происходило, как и в эксперименте (рис. 3), на расстоянии 0.5 см от входной плоскости образца.

Частотно-угловой спектр вихря на входе в среду имеет бимодальную структуру с отсутствующей нулевой пространственной гармоникой, что объясняется наличием фазовой сингулярности на оси пучка (рис. 5а). В ходе распространения оптического вихря самофокусировка и самокомпрессия приводят к уширению частотно-углового спектра излучения по обеим координатам. Приблизительно на расстоянии $z = 0.06$ см уширение спектра по углу достигает 0.05 рад и в нем можно наблюдать дополнительные тем-

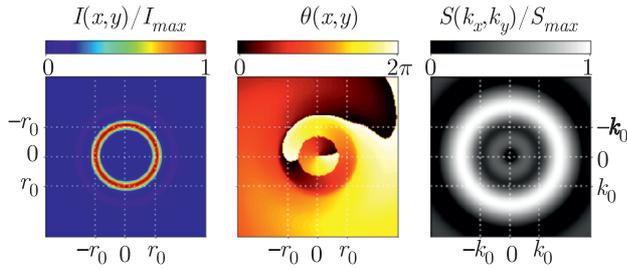


Рис. 6. Распределения интенсивности $I(x, y)$ (а), фазы $\theta(x, y)$ (б) и углового спектра $S(k_x, k_y)$ (в) вихревого пучка при самофокусировке на расстоянии, соответствующем образованию нескольких колец в спектре

ные полосы вдоль оси частот (длин волн). При приближении к нелинейному фокусу наблюдается увеличение числа таких полос, т. е. фактически минимумов спектральной интенсивности под определенными углами (рис. 5б). Чередование максимумов и минимумов по угловой координате означает формирование структуры излучения в виде вложенных колец.

В окрестности первого нелинейного фокуса ($z = 0.5$ см) радиус кольцевого распределения интенсивности начинает уменьшаться, энергия излучения перетекает по направлению к оптической оси. Пиковая интенсивность в фокусе достигает значений $2.0 \cdot 10^{13}$ Вт/см² (рис. 5е). Заметим, что наиболее четкая полосатая картина в частотно-угловом спектре наблюдается до нелинейного фокуса (рис. 5б), пока характер изменения кольцевых распределений интенсивности в пространстве одинаков в каждом временном слое импульса.

Объяснить формирование полосатой структуры спектра можно, рассматривая стационарную самофокусировку оптических вихрей. В процессе распространения при возрастании пиковой интенсивности импульса во временном слое формируются два пространственных кольца — одно представляет собой самофокусирующуюся моду, которая постепенно уменьшается в радиусе и ширине, а другое — расходящееся на периферию излучение. Первая мода является высокоинтенсивной. На рис. 6а ее максимальные значения представлены красным цветом. Вторая — гораздо менее интенсивная с максимумом синего цвета в той же шкале, ее радиус составляет приблизительно $1.5r_0$. Угловой спектр каждой моды представляет собой кольцевую структуру из эквидистантно расположенных колец.

При наложении этих мод в результирующем угловом спектре возникает система колец (рис. 6в). Наиболее четкой картина колец в спектре становится

на тех расстояниях z , когда в распределении фазы пучка за счет дополнительного нелинейного набега образуются несколько областей, соответствующих вложенным друг в друга по апертуре спиральным «фазовым пластинкам», сдвинутых друг относительно друга на π . На рис. 6б можно увидеть три такие области, которые имеют криволинейные линии скачка фазы. Граница центральной области расположена на расстоянии около $0.7r_0$ от оси, вторая граница примерно в два раза дальше. Расстояния между кольцами в спектре, а также их характерная толщина, определяются параметрами кольцевой структуры каждой моды, которые, в свою очередь, нелинейно меняются в процессе самовоздействия. Так, на рис. 6в высокоинтенсивное кольцо в спектре генерируется самофокусирующейся модой, внутреннее слабоинтенсивное кольцо — модой, уходящей на периферию, а внешнее слабоинтенсивное кольцо — суперпозицией вторичных максимумов, генерируемых указанными модами.

Описанная динамика формирования углового спектра не зависит от длины волны, поэтому в частотно-угловом спектре образуются горизонтальные полосы (рис. 5б). После прохождения образца (рис. 5в) полосатая структура спектра замывается. Уширение как в коротковолновую, так и в длинноволновую части, становится больше, чем в первом нелинейном фокусе, при этом максимум спектральных компонент смещается в антистоксову область, что отчетливо видно на рис. 5д, где изображена центральная часть спектра.

В сравнении с экспериментальным (рис. 5г) среднее уширение углового спектра в расчетах почти в два раза больше, что, по всей видимости, связано с более высоким превышением критической мощности. В обоих спектрах отсутствует нулевая пространственная гармоника, что подтверждает наличие сингулярности фазы на оси. Как в экспериментальном, так и в расчетном спектрах можно выделить три достаточно хорошо локализованные частотные области: одна — вблизи центральной длины волны $\lambda_0 = 1850$ нм, другая — коротковолновая часть (антистоксова), и третья — длинноволновая область (стоксова). Однако в численном расчете большая часть энергии импульса трансформировалась в антистоксову область. В целом, наблюдается качественное сходство картины уширения спектра в обоих случаях. Отметим, что для количественного сравнения результатов численных расчетов с выполненными экспериментами следует перейти к моделированию самовоздействия аксиально-несимметричных оптических вихрей.

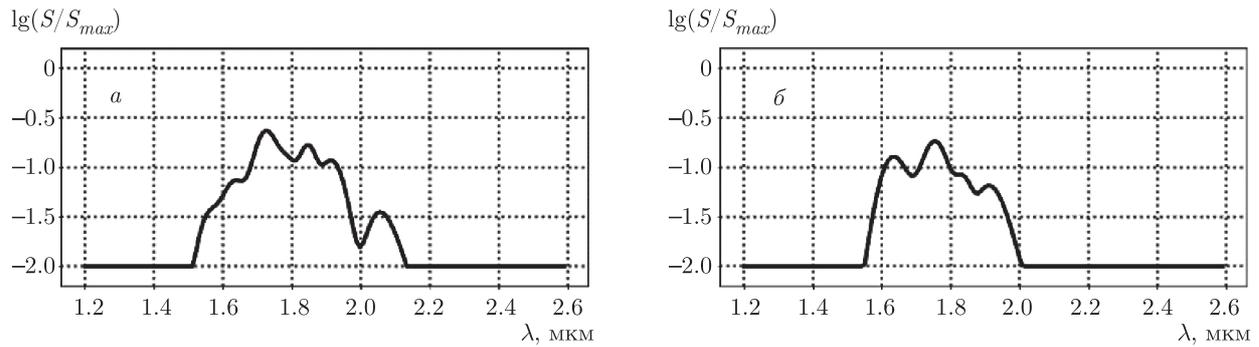


Рис. 7. Частотный спектр импульса на выходе из образца гауссового пучка (а) и оптического вихря (б). Численный эксперимент

На рис. 7 изображены частотные спектры оптических вихрей на выходе из образца, которые представляют собой проинтегрированные по углу частотно-угловые спектры. Видно, что численные спектры на рис. 7 качественно соответствуют экспериментальным (рис. 4б) при заметном в расчетах смещении «центра тяжести» спектрального распределения в антистоксову область. Характерная ширина спектров по уровню 10^{-2} составляет около 400 нм. При этом, как в численных расчетах, так и в эксперименте, ширина спектра оптического вихря на выходе из образца плавленого кварца меньше, чем у гауссового пучка.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные экспериментальные и численные исследования самовоздействия оптического вихря на центральной длине волны 1850 нм при распространении в образце плавленого кварца выявили характерные особенности трансформации его частотно-углового спектра. Установлено, что уширение спектра сопровождается появлением в окрестности нелинейного фокуса локализованных максимумов в стоксовой и антистоксовой частях. В уширенном спектре наблюдается полосатая структура — дополнительные темные полосы вдоль частотной координаты. Численные эксперименты позволили в рамках простой модели качественно объяснить появление этих полос, которые свидетельствуют о формировании структуры излучения в виде вложенных конусов. Показано, что в условиях аномальной дисперсии групповой скорости при одинаковом превышении критической мощности уширение спектра в оптическом вихре меньше, чем

в гауссовом пучке, так как фазовая дислокация препятствует самофокусировке излучения на оси и, соответственно, достижению больших градиентов интенсивности.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-00624).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Кандидов, С. А. Шленов, О. Г. Косарева, КЭ **39**, 205 (2009).
2. J. Kasparian and J.-P. Wolf, Opt. Express **16**, 466 (2008).
3. Г. А. Аскаръян, ЖЭТФ **42**, 1567 (1962).
4. R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. H. Townes, Phys. Rev. Lett. **13**, 479 (1964).
5. L. Berge and S. Skupin, Phys. Rev. Lett. **100**, 113902 (2008).
6. S. V. Chekalin, A. E. Dokukina, A. E. Dormidonov, V. O. Kompanets, E. O. Smetanina, and V. P. Kandidov, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys **48**, 094008 (2015).
7. P. Polynkin, M. Kolesik, and J. Moloney, Opt. Express **17**, 575 (2009).
8. В. В. Котляр, А. А. Ковалев, *Ускоряющиеся и вихревые лазерные пучки*, Физматлит, Москва (2018).
9. L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, Phys. Rev. A **45**, 8185 (1992).

10. D. N. Neshev, A. Dreischuh, G. Maleshkov, M. Samoc, and Y. S. Kivshar, *Opt. Express* **18**, 18368 (2010).
11. Р. А. Власов, В. М. Волков, Д. Ю. Дедков, *КЭ* **43**, 157 (2013).
12. Е. В. Васильев, С. А. Шленов, *КЭ* **46**, 1002 (2016).
13. Е. В. Васильев, С. А. Шленов, В. П. Кандидов, *Опт. и спектр.* **126**, 24 (2019).
14. E. V. Vasilyev, S. A. Shlenov, and V. P. Kandidov, *Laser Phys. Lett.* **15**, 115402 (2018).
15. A. A. Dergachev, F. I. Soyfer, and S. A. Shlenov, *Proc. 19th International Conference Laser Optics ICLO 2020*, IEEE (2020).
16. F. C. Cheong, B. Varghese, S. Sindhu, C. M. Liu, S. Valiyaveettil, A. A. Bettiol, J. A. Van Kan, F. Watt, W. S. Chin, C. T. Lim, and C. H. Sow, *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Proc.* **87**, 71 (2007).
17. С. В. Чекалин, *УФН* **176**, 657 (2006).
18. V. I. Kruglov, Yu. A. Logvin, and V. M. Volkov, *J. Mod. Opt.* **39**, 2277 (1992).
19. T. Brabec and F. Krausz, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3282 (1997).
20. I. H. Malitson, *J. Opt. Soc. Amer.* **55**, 1205 (1965).
21. Л. В. Келдыш, *ЖЭТФ* **20**, 1307 (1965).