

# Параметр подобия процесса образования световых пульс среднего ИК диапазона

Е.Д.Залозная, В.О.Компанец, А.Е.Дормидонов, С.В.Чекалин, В.П.Кандидов

*Исследовано влияние соотношения дифракционной и дисперсионной длин фемтосекундного волнового пакета среднего ИК диапазона на пороговую мощность филаментации и образование световой пули (СП) при нелинейно-оптическом взаимодействии с твердотельными диэлектриками в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. Установлено, что отношение пороговой мощности филаментации и образования СП к критической мощности стационарной самофокусировки не зависит от длины волны излучения и характеристик среды и определяется параметром подобия, который равен отношению дифракционной длины к дисперсионной. С увеличением параметра подобия пороговая мощность филаментации и образования световой пули возрастает.*

**Ключевые слова:** световые пули, филаментация, волновой пакет, параметр подобия, пороговая мощность, дисперсия групповой скорости.

## 1. Введение

Феномен появления световых пульс (СП) в фемтосекундном филаменте привлекает внимание исследователей возможностью формирования в объеме среды предельно сжатых волновых пакетов (ВП) в отсутствие каких-либо направляющих структур. Понятие СП введено в работе [1], где в безаберрационном приближении [2] рассмотрено уравнение для медленно меняющихся амплитуд ВП в среде с кубической нелинейностью, записанное в приближении второго порядка теории дисперсии. СП с высокой локализацией светового поля в пространстве и времени образуются в керровской среде в условиях аномальной дисперсии групповой скорости (АДГС), которая подобно дифракции осуществляет во времени фазово-амплитудную конверсию ВП при фазовой самомодуляции. Тем самым осуществляется компрессия как в пространстве, так и во времени, в результате которой формируется СП. Для большинства прозрачных диэлектриков аномальная дисперсия групповой скорости лежит в области длин волн среднего ИК диапазона, и исследования СП активно развиваются в связи с созданием мощных параметрических генераторов света (ПГС) в этом диапазоне.

Возможность формирования СП при филаментации фемтосекундного излучения в прозрачных диэлектриках в условиях АДГС численно исследована в работе [3] на основе однонаправленного нелинейного уравнения в диспергирующей среде, записанного в спектральном пространстве для светового поля. Образование СП и их последовательности при фемтосекундной филаментации

численно рассмотрено в [4] в приближении медленно меняющейся волны [5]. Впервые длительность СП была измерена в [6, 7] при филаментации в плавленом кварце импульсного излучения на длине волны 1800 нм. В центральной наиболее сжатой области ВП диаметром 50 мкм длительность СП составляла около двух оптических осцилляций на несущей длине волны. При этом асимметричный временной профиль СП существенно отличается от гауссова, и отношение длительности СП по уровню 0.5 к ширине автокорреляционной функции равно 0.44–0.5. Появление второй СП в филаменте при увеличении энергии импульса зарегистрировано по характерному трехгорбому виду автокорреляционной функции. Эволюция пространственно-временного распределения интенсивности в СП исследована в [8] с помощью изящной трехмерной кросс-корреляционной техники с использованием методики [9] на основе образца в виде остроугольного клина, перемещение которого позволяет исследовать трансформацию параметров ВП и возникновение СП с увеличением расстояния вдоль филамента при неизменных параметрах входного излучения. Восстановленная на основании этих экспериментов структура СП, образующихся в сапфире при филаментации импульсного излучения на длине волны 1800 нм, соответствует длительности 40 фс при диаметре 15 мкм и состоит из центрального ядра высокой интенсивности, окруженного областью низкой интенсивности с бессель-подобной структурой, которая поддерживает локализацию энергии в ядре при распространении. Зарегистрировано расщепление второй СП в плавленом кварце при увеличении энергии импульса [10].

Формирование СП неразрывно связано с генерацией широкополосного суперконтинуума. Образование каждой СП сопровождается «выбросом» дискретной порции антистоксова излучения в видимом диапазоне [11–13]. В результате формируется изолированное антистоксово крыло суперконтинуума, сдвиг которого в коротковолновую область возрастает, а спектральная ширина сокращается с увеличением длины волны воздействующего излучения [11, 14–18].

Е.Д.Залозная, А.Е.Дормидонов, В.П.Кандидов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы  
В.О.Компанец, С.В.Чекалин. Институт спектроскопии РАН, Россия, 108840 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5;  
e-mail: chekalin@isan.troitsk.ru

Поступила в редакцию 16 февраля 2017 г.

Современное состояние многочисленных исследований генерации широкополосного суперконтинуума при филаментации фемтосекундного лазерного излучения в прозрачных диэлектриках представлено в обзоре [19]. Изучение общих закономерностей формирования СП и ее спектра при филаментации в условиях АДГС является актуальной проблемой современной нелинейной фемтосекундной оптики, решение которой позволит масштабировать результаты лабораторных и теоретических исследований на современные мощные лазерные системы среднего ИК диапазона, в частности системы атмосферной оптики. На решение этой проблемы направлена работа [20], в которой для спектра СП получено общее уравнение, определяющее антистоксов сдвиг изолированной полосы ее суперконтинуума в различных средах. Общность полученного дисперсионного уравнения подтверждают результаты всех известных экспериментальных исследований, выполненных в различных конденсированных средах с фемтосекундным излучением при фиксированной и перестраиваемой длине волны среднего ИК диапазона [15–18, 21–28]. Установленная закономерность позволяет для любого диэлектрика с известной дисперсионной зависимостью предсказать положение максимума антистоксова крыла суперконтинуума, излучаемого СП.

Область существования СП в пространстве переменных, определяющих энергию ВП и дисперсию его групповой скорости в среде, определена в работе [29] на основе анализа интегралов движения уравнения для медленно меняющейся амплитуды ВП в среде с керровской нелинейностью. Экспериментальные исследования влияния параметра  $|k_2|$ , определяющего дисперсию групповой скорости, на динамику ВП в плавленом кварце и сапфире выполнены в работе [27] методом трехмерных изображений. Зарегистрирован распад во времени ВП на длине волны 1450 нм, для которой в рассматриваемых средах численное значение  $|k_2| = 11 \text{ фс}^2/\text{мм}$ , а также компрессия ВП на длинах волн 1800 и 2250 нм, для которых  $|k_2| > 60 \text{ фс}^2/\text{мм}$ . Согласно теоретическим исследованиям самокомпрессии солитонно-подобного ВП в нелинейной среде, выполненным в [30], нелинейность материальной дисперсии может подавить неустойчивость излучения короткой длительности при филаментации. Как показано в работе [31], при пиковой мощности ВП, втрое превышающей критическую мощность стационарной самофокусировки, формируется последовательность СП, если дисперсионная и дифракционная длины близки, и только одна СП при сильном различии этих длин. В работе [32] исследовано влияние соотношения между дисперсионной и дифракционной длинами на формирование СП и суперконтинуума в плавленом кварце и фторидах при филаментации импульсного излучения, пиковая мощность которого в 1.5–2 раза больше критической мощности стационарной самофокусировки. Установлено, что при дисперсионной длине, значительно превышающей дифракционную, формирование СП и коротковолновый сдвиг антистоксова крыла суперконтинуума зависят от энергии импульса, тогда как при близких значениях характерных длин такой зависимости не наблюдается, что свидетельствует о согласованности компрессии ВП в пространстве и времени в процессе образования СП.

В настоящей работе исследуется влияние отношения дифракционной длины к дисперсионной длине фемтосекундного ВП на пороговую мощность его филаментации и образование СП при распространении в твердотельных

диэлектриках в условиях аномальной дисперсии групповой скорости.

## 2. Постановка задачи

Численное исследование филаментации выполнено в приближении медленно меняющейся волны, которое описывает распространение в нелинейной диспергирующей среде ВП с длительностью, близкой к периоду одной оптической осцилляции [5]. В системе координат, движущейся с групповой скоростью, уравнение для огибающей ВП  $A(r, t, z)$  с центральной частотой  $\omega_0$  имеет вид [11]

$$2ik_0 \frac{\partial A}{\partial z} = \hat{T}^{-1} \Delta_{\perp} A + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{1 + \Omega/\omega_0} (k^2(\omega_0 + \Omega) - (k_0 + k_1 \Omega)^2) \tilde{A}(r, \Omega, z) \exp(i\Omega t) d\Omega + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T}[\Delta n_k A] + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T}^{-1}[\Delta n_p A] - ik_0 \hat{T}^{-2}[\sigma N_e A] - ik_0 \alpha A. \quad (1)$$

Здесь  $\tilde{A}(r, \Omega, z)$  – фурье-образ огибающей ВП;  $\Omega = \omega - \omega_0$  – частотный сдвиг гармоники суперконтинуума на частоте  $\omega$  от несущей  $\omega_0$ ;  $k_0 = k(\omega_0)$ ;  $k(\omega) = \omega n(\omega)/c_0$ , где  $n(\omega)$  – дисперсионная зависимость для конкретного материала, описываемая формулой Селмейера;  $c_0$  – скорость света в вакууме;  $k_1^{-1}$  – групповая скорость;  $\Delta n_k$  и  $\Delta n_p$  – приращения показателя преломления, вызванные керровской нелинейностью и нелинейностью наведенной лазерной плазмы;  $\sigma$  – сечение обратного тормозного поглощения;  $N_e$  – концентрация электронов;  $\alpha$  – коэффициент ослабления при фотоионизации;  $\hat{T} = 1 - (i/\omega_0)(\partial/\partial t)$  – оператор волновой нестационарности. Уравнение (1) рассматривалось совместно с кинетическим уравнением, в котором скорость генерации электронов определялась по формуле Келдыша [33]. Получаемая таким образом система уравнений описывает дифракцию и дисперсию ВП, эффект самоукручения временного фронта, нестационарные изменения показателя преломления среды, ослабление излучения, вызванное тормозным поглощением и потерями на фотоионизацию.

ВП, падающий на входную грань образца, задавался в виде спектрально-ограниченного импульса с гауссовым распределением амплитуды поля в плоскости поперечного сечения и во времени:

$$A(r, t, z = 0) = A_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2a_0^2} - \frac{\tau^2}{2\tau_0^2}\right), \quad (2)$$

где  $a_0$  и  $\tau_0$  – радиус и половина длительности ВП по уровню интенсивности  $e^{-1}$ ;  $A_0$  – пиковая амплитуда светового поля.

Для исследования влияния соотношения дифракционной ( $L_{\text{dif}} = ka_0^2$ ) и дисперсионной ( $L_{\text{disp}} = \tau_0^2/|k_2|$ , где  $k_2 = \partial^2 k/\partial \omega^2$ ) длин входного излучения на филаментацию и формирование СП рассматривалось распространение фемтосекундных ВП в плавленом кварце,  $\text{CaF}_2$  и  $\text{LiF}$  на длинах волн 2000, 3000 и 3100 нм соответственно, которые лежат в области аномальной дисперсии групповой скорости этих сред. Поскольку в эксперименте варьирование параметра  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$  для спектрально-ограниченного излучения осуществлялось изменением радиуса входного пучка  $a_0$  при смене линз, фокусирующих излучение на

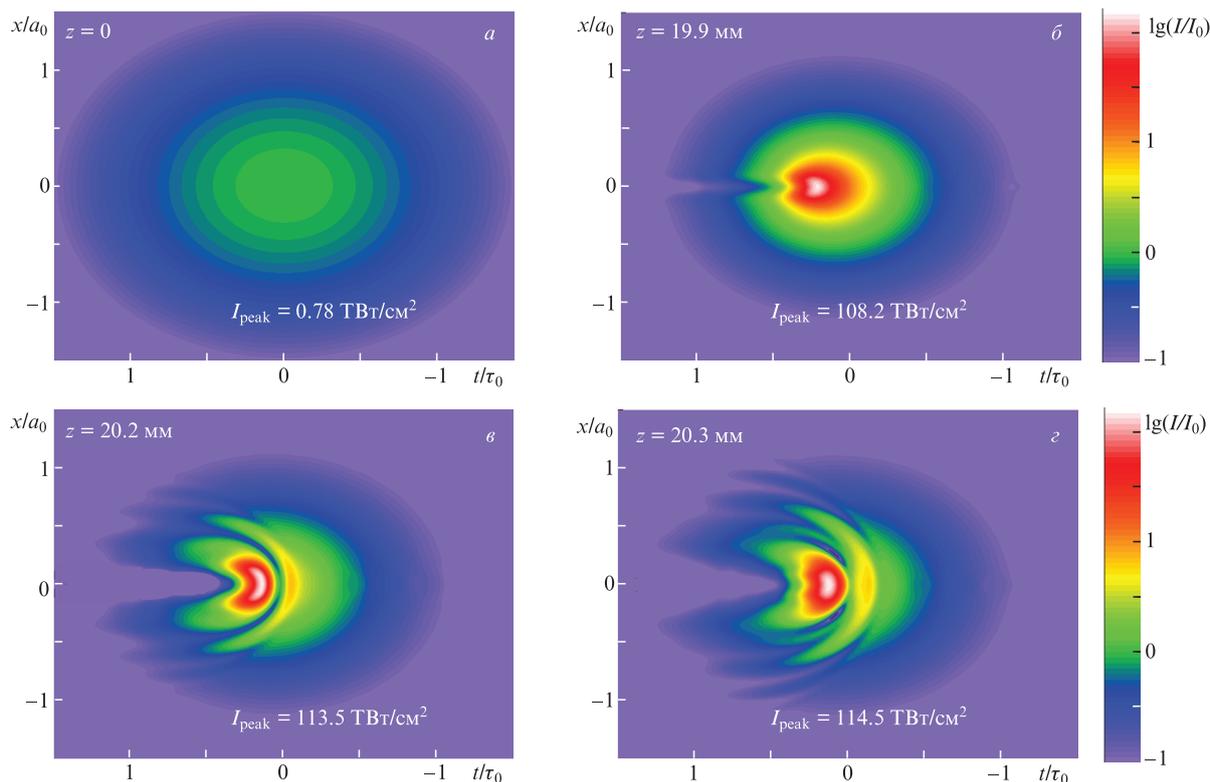


Рис.1. Тоновые картины пространственно-временного распределения интенсивности  $I(r, t)$ , представленные в логарифмическом масштабе яркости  $\lg(I(r, t)/I_0)$  для волнового пакета с пиковой энергией 12.8 мкДж на длине волны 3100 нм в LiF на характерных расстояниях  $z = 0$  (а), 19.9 (б), 20.2 (в) и 20.3 мм (з). Цветные варианты этого рисунка, а также рис.5 размещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

входную грань образца, численно моделировалось распространение ВП с различной энергией и дифракционной длиной  $L_{\text{dif}}$  при постоянной дисперсионной длине  $L_{\text{disp}}$ .

На длине волны 2000 нм параметр  $\tau_0 = 30$  фс, и в плавном кварце с  $k_{2\text{SiO}_2} = -100$  фс<sup>2</sup>/мм дисперсионная длина  $L_{\text{disp}} = 9$  мм. Увеличение радиуса пучка от 10.5 до 160 мкм соответствует изменению дифракционной длины в диапазоне 0.5–115 мм и отношению  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$  в интервале 0.12–13. На длинах волн 3000 и 3100 нм  $\tau_0 = 60$  фс, и в LiF и CaF<sub>2</sub> при параметрах дисперсии на рассматриваемых длинах волн  $k_{2\text{LiF}} = -267$  фс<sup>2</sup>/мм,  $k_{2\text{CaF}_2} = -105$  фс<sup>2</sup>/мм соответствующие дисперсионные длины  $L_{\text{disp}}$  равны 13.5 и 34 мм. При численном моделировании изменение  $L_{\text{dif}}$  проводилось в таком диапазоне, чтобы соотношение  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$  варьировалось в том же интервале, что и в случае плавного кварца.

На рис.1 в качестве примера представлены тоновые картины пространственно-временных распределений интенсивности  $\lg(I(r, t)/I_0)$  в ВП для ряда характерных расстояний от входа излучения в среду ( $I_0$  – пиковая интенсивность исходного ВП). Рисунок демонстрирует эволюцию распределения интенсивности при распространении в LiF волнового пакета с  $L_{\text{dif}} = L_{\text{disp}}$  при пиковой мощности  $P = 1.2P_{\text{cr}}$ , где  $P_{\text{cr}} = 3.77\pi n_0/(2k_0^2 n_2)$  – критическая мощность стационарной самофокусировки. Следует отметить, что пространственно-временная самокомпрессия трехмерного ВП определяется его энергией [30]. Однако при неизменной длительности фемтосекундного излучения, реализуемой в экспериментах со спектрально-ограниченными импульсами, эквивалентной энергетической характеристикой, определяющей нелинейно-оптическое

взаимодействие со средой, является пиковая мощность  $P$ , которая обычно используется в практических оценках.

Распределение  $\lg(I(r, t)/I_0)$  на рис.1,а ( $z = 0$ ) соответствует падающему излучению, для которого линии равной интенсивности имеют вид концентрических окружностей. На рис.1,б показано возникновение СП в ВП. Поскольку в рассматриваемом случае дисперсионная длина близка к дифракционной ( $L_{\text{dif}} \approx L_{\text{disp}}$ ), сжатие волнового пакета в плоскости поперечного сечения происходит согласованно с компрессией его во времени, и линии равной интенсивности остаются окружностями до возникновения СП и начала генерации плазмы, которая регистрируется в распределении интенсивности по появлению узкого расходящегося хвоста, вызванного дефокусировкой в плазме. Образование плазмы является критерием формирования высокоинтенсивной СП (рис.1,в), и расстояние  $z = 19.9$  мм можно рассматривать как расстояние до старта филаментации ( $L_{\text{fil}}$ ). Характер дальнейшего распространения ВП представлен на рис.1,в, где область высокой интенсивности в СП максимально сжимается во времени и вытягивается в плоскости поперечного сечения, и на рис.1,з, где радиус области высокой интенсивности в центральной части ВП уменьшается, а длительность, наоборот, возрастает. При дальнейшем распространении ВП интенсивность в СП падает, и последующие пули не образуются.

### 3. Порог филаментации ВП и образования СП

Введем понятие пороговой мощности филаментации фемтосекундного импульса ( $P_{\text{th}}$ ) как минимальной мощ-

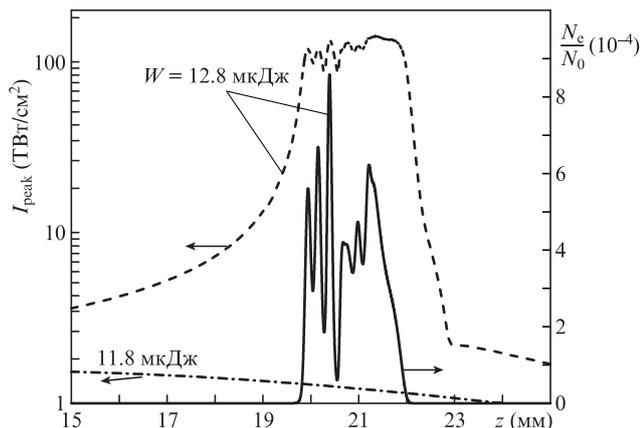


Рис.2. Изменение с расстоянием пиковой интенсивности  $I_{\text{peak}}(r = 0, z)$  и концентрации электронов  $N_e(r = 0, z)$  на оси при филаментации в LiF импульсного излучения на длине волны 3100 нм при  $W = 11.8$  ( $P_{\text{th}} < P_{\text{cr}}$ ) и 12.8 мкДж ( $P_{\text{th}} = P_{\text{cr}}$ ).

ности, при которой формируется СП. На рис.2 представлены изменения с расстоянием пиковой интенсивности  $I_{\text{peak}}(r = 0, z)$  и концентрации электронов  $N_e(r = 0, z)$  на оси, которые воспроизводят сценарий формирования СП в LiF. Приведенные результаты получены при численном исследовании распространения фемтосекундных ВП на длине волны 3100 нм с различной пиковой мощностью. В ВП с энергией  $W = 11.8$  мкДж интенсивность на оси уменьшается с расстоянием. При незначительном увеличении энергии до  $W = 12.8$  мкДж интенсивность в ВП и концентрация электронов резко возрастают на расстоянии  $z = 19.9$  мм, что свидетельствует о возникновении филамента и образовании СП. Полученное таким образом значение пиковой мощности примем за пороговую мощность  $P_{\text{th}}$  филаментации и образования СП.

При распространении в условиях АДГС ВП с мощностью, равной пороговой мощности филаментации  $P_{\text{th}}$ , в диэлектрике формируется одна СП, характеризующаяся возрастанием интенсивности до 140 ТВт/см<sup>2</sup> и определяемая по резкому увеличению концентрации свободных электронов на оси филамента. Если  $P < P_{\text{th}}$ , СП не образуется, о чем можно судить по спадающему характеру изменения интенсивности ВП и отсутствию плазмы (см. рис.2).

Значения пороговой мощности филаментации и образования СП в зависимости от  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$ , полученные для плавленого кварца, LiF и CaF<sub>2</sub>, приведены на рис.3. Видно, что значения пороговой мощности  $P_{\text{th}}$ , отнесенные к критической мощности стационарной самофокусировки  $P_{\text{cr}}$ , для ВП с различной длиной волны во всех рассмотренных диэлектриках ложатся на одну кривую зависимости от отношения  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$ . Это означает, что отношение  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$  является параметром подобия процесса возникновения филаментации и образования СП при распространении ВП среднего ИК диапазона в прозрачном диэлектрике в условиях АДГС.

Экспериментальные исследования образования СП выполнены на фемтосекундном комплексе на основе перестраиваемого параметрического усилителя TOPAS, совмещенного с регенеративным усилителем Spitfire Pro. Зависимость пороговой мощности  $P_{\text{th}}/P_{\text{cr}}$  образования СП от параметра  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$  получена в плавленом кварце для импульсов с длиной волны 1900 нм и длительностью по половине высоты 50 фс. Выходной пучок диаметром 3.0–3.5 мм (по половине высоты) фокусировался на вход-

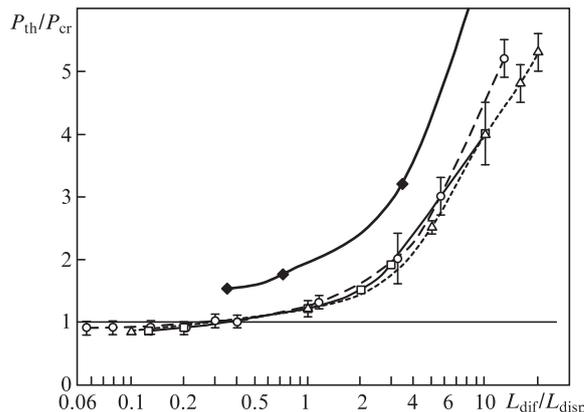


Рис.3. Пороговая мощность филаментации и образования СП, отнесенная к критической мощности стационарной самофокусировки, в зависимости от параметра подобия  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$  (эксперимент – плавленый кварц (◆), LiF (□), CaF<sub>2</sub> (Δ)).

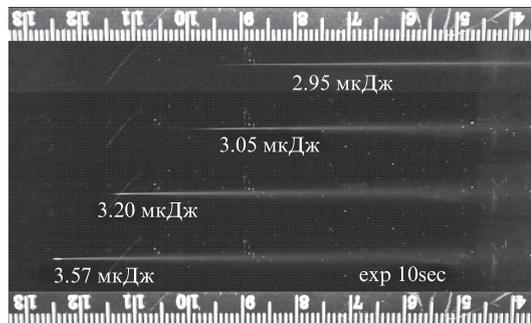


Рис.4. Экспериментально полученные изображения излучения суперконтинуума, рассеянного в образце, и свечение плазмы, генерируемой в плавленом кварце при филаментации импульса на длине волны 1900 нм длительностью 50 фс (по половине высоты) при увеличении энергии.

ную грань прямоугольного образца длиной 15 см. Для изменения дифракционной длины входного излучения использовались линзы с различным фокусным расстоянием  $F$ . Так, при  $F = 1$  м диаметр пучка на входной грани образца составлял 280 мкм (по уровню 0.5) и дифракционная длина  $L_{\text{dif}} = 158$  мм; при  $F = 0.585$  м  $L_{\text{dif}} = 44$  мм, при  $F = 0.295$  м  $L_{\text{dif}} = 9$  мм. Для определения порога образования СП энергия импульсов увеличивалась до появления характерного свечения рассеянного в образце излучения антистоксова крыла СК, которое регистрировалось фотокамерой через боковую грань образца при экспозиции 10 с. На рис.4 приведены в качестве примера треки импульсов, зарегистрированные при различной энергии излучения, диаметром 135 мкм на входной грани образца при фокусировке с  $F = 0.585$  м. Рассеянное излучение суперконтинуума появляется при энергии 2.95 мкДж, что соответствует пиковой мощности 53 МВт, равной пороговой  $P_{\text{th}}$  для образования СП в плавленом кварце.

Зависимость относительной пороговой мощности  $P_{\text{th}}/P_{\text{cr}}$  от параметра  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$ , построенная по экспериментальным результатам (рис.3), подобна кривой, полученной численно. Систематическое отклонение экспериментально полученных значений пороговой мощности от рассчитанных связано с линейными потерями в образце, которые растут с увеличением расстояния до старта филаментации при возрастании дифракционной длины. Так, при  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} = 16$  измеренная пороговая мощность

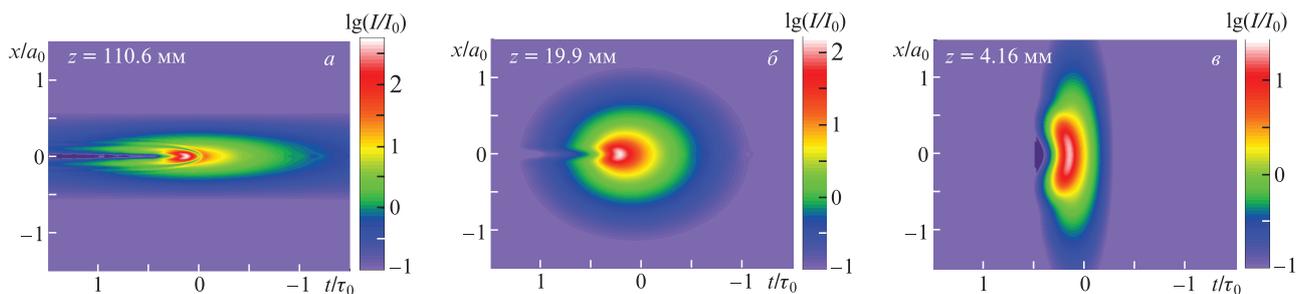


Рис.5. Тоновые картины пространственно-временного распределения  $I(r, t)$  в волновом пакете, представленные в логарифмическом масштабе яркости  $\lg(I(r, t)/I_0)$  на характерных расстояниях в LiF при параметре подобия  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} = 10$  и пиковой мощности  $P_0 = P_{\text{th}} = 4P_{\text{cr}}$  (а), при  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} = 1$  и  $P_0 = P_{\text{th}} = 1.2P_{\text{cr}}$  (б), при  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} = 0.1$  и  $P_0 = P_{\text{th}} = 0.85P_{\text{cr}}$  (в).

$P_{\text{th}} = 8.6P_{\text{cr}}$ , в то время как рассчитанное значение  $P_{\text{th}} = 4.8P_{\text{cr}}$ .

#### 4. Анализ результатов

Для физической интерпретации полученной зависимости пороговой мощности  $P_{\text{th}}/P_{\text{cr}}$  от параметра подобия  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$  рассмотрим эволюцию пространственно-временного распределения интенсивности ВП. При  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} \gg 1$  самофокусировка ВП в пространстве отстает от трансформации его во времени. В этом случае на начальном этапе распространения до проявления нелинейных эффектов происходит сильное расплывание ВП во времени, вызванное дисперсией, что приводит к уменьшению его пиковой интенсивности (рис.5,а). Зарождение СП все же возможно, если интенсивность и, следовательно, нелинейная модуляция фазы светового поля будут достаточно велики, чтобы произошла компрессия ВП в пространстве и времени (рис.5,а). Поскольку пиковая интенсивность ВП значительно уменьшается в начале распространения из-за дисперсии, пороговая мощность импульса  $P_{\text{th}}$ , необходимая для образования филамента, оказывается значительно больше критической мощности стационарной самофокусировки  $P_{\text{cr}}$ . Так, в ВП с параметром  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} = 10$  филаментов и СП образуются в LiF при пороговой мощности  $P_{\text{th}} = 4P_{\text{cr}}$ , с  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} = 13$  – в плавленом кварце при  $P_{\text{th}} = 5.2P_{\text{cr}}$ , с  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} = 20$  – в CaF<sub>2</sub> при  $P_{\text{th}} = 5.3P_{\text{cr}}$  (см. рис.3).

Обнаруженный рост порога филаментации при увеличении отношения дифракционной длины ВП к его дисперсионной длине подтверждает аналитические оценки, полученные в работе [30] для ВП, продольный размер которого много меньше поперечного. Согласно этой работе, порог самофокусировки такого ВП при адиабатическом сокращении длительности зависит от поперечного размера и возрастает пропорционально квадрату его ширины.

При  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} \approx 1$  сжатие ВП в пространстве и во времени происходит согласованно, вследствие чего распределение интенсивности  $I(r, t)$  остается подобным первоначальному вплоть до образования СП с высокой интенсивностью и возникновения дефокусировки в наведенной лазерной плазме (рис.5,б). В этом случае линии равной интенсивности в ВП остаются окружностями вплоть до начала генерации плазмы. При согласованной самокомпрессии излучения в пространстве и времени пороговая мощность  $P_{\text{th}}$  незначительно превышает критическую мощность стационарной самофокусировки  $P_{\text{cr}}$ . Так, в LiF и CaF<sub>2</sub> при  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} = 1$  пороговая мощность филаментации  $P_{\text{th}} = 1.2P_{\text{cr}}$  (см. рис.3). Такое превышение связано с

влиянием высших порядков дисперсии, приводящих к искажению формы импульса.

Если  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} \ll 1$ , расстояние, на котором проявляются дисперсионные эффекты, велико, и пространственное сжатие ВП близко к стационарному, при котором ожидалось, что  $P_{\text{th}} = P_{\text{cr}}$ . Однако оказалось, что пороговая мощность  $P_{\text{th}}$  филаментации фемтосекундного ВП и образования СП меньше критической мощности стационарной самофокусировки  $P_{\text{cr}}$  (см. рис.3). В этом случае при пиковой мощности  $P_{\text{th}} < P_{\text{cr}}$  сжатие ВП во времени, вызванное фазовой самомодуляцией в керровской среде, нарастает с расстоянием вследствие образования узкого пика при преобладающем пространственном сжатии в центральных временных слоях. В результате возникает связь компрессии ВП в пространстве и во времени, которая приводит к снижению пороговой мощности филаментации фемтосекундного ВП в условиях АДГС и образования СП. При дальнейшем распространении интенсивность импульса в приосевой области увеличивается и образуется СП (рис.5,в). Для всех трех рассмотренных сред при  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} \approx 0.1$  пороговая мощность филаментации  $P_{\text{th}}$  составляет  $(0.85-0.9)P_{\text{cr}}$ .

#### 5. Заключение

Отношение дифракционной длины ВП к его дисперсионной длине  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$  является параметром подобия, определяющим процесс образования филамента и возникновения световой пули при нелинейно-оптическом взаимодействии мощного фемтосекундного лазерного излучения среднего ИК диапазона с прозрачными диэлектриками в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. Пороговая мощность  $P_{\text{th}}$  образования филамента и СП в волновом пакете при распространении в различных диэлектриках, отнесенная к критической мощности стационарной самофокусировки  $P_{\text{cr}}$ , не зависит от длины волны излучения и параметров нелинейной диспергирующей среды, а определяется параметром подобия  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$ . Изменение относительной пороговой мощности  $P_{\text{th}}/P_{\text{cr}}$  филаментации фемтосекундного ВП и образования СП в прозрачных диэлектриках подчиняется единой зависимости от введенного параметра подобия. Пороговая мощность  $P_{\text{th}}/P_{\text{cr}}$  монотонно возрастает с увеличением параметра  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$  в области его значений, больших единицы. Превышение  $P_{\text{th}}$  над  $P_{\text{cr}}$  при  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} > 1$  вызвано дисперсионным расплыванием ВП в начале распространения еще до возникновения нелинейных эффектов, что приводит к уменьшению его пиковой мощности и, как следствие, к увеличению пороговой мощности филаментации. Так, при  $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} = 10$  пороговая мощ-

ность  $P_{th} > 4P_{cr}$ . При параметре подобия  $L_{dif}/L_{disp} \approx 1$  происходит согласованная компрессия ВП как в пространстве, так и во времени, при которой  $P_{th} \approx 1.2P_{cr}$ , что обусловлено искажением формы импульса, вызванным высшими порядками дисперсии. При  $L_{dif}/L_{disp} \ll 1$  пороговая мощность филаментации меньше критической мощности самофокусировки ( $P_{th} = (0.85-0.9)P_{cr}$ ), что связано с ростом интенсивности при самофокусировке и образованием в центре ВП узкого пика, длительность которого меньше длительности падающего импульса.

Работа выполнена в рамках Программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом» при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00624). Эксперименты выполнены на уникальной научной установке «Многоцелевой фемтосекундный лазерно-диагностический спектрометрический комплекс» Института спектроскопии РАН.

1. Silberberg Y. *Opt. Lett.*, **15**, 1282 (1990).
2. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988, с. 312).
3. Berge L., Skupin S. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 113902 (2008).
4. Smetanina E.O., Dormidonov A.E., Kandidov V.P. *Laser Phys.*, **22**, 1189 (2012).
5. Brabec T., Krausz F. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3282 (1997).
6. Smetanina E.O., Kompanets V.O., Dormidonov A.E., Chekalin S.V., Kandidov V.P. *Laser Phys. Lett.*, **10**, 10540 (2013).
7. Чекалин С.В., Компанец В.О., Сметанина Е.О., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **43**, 326 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 326 (2013)].
8. Majus D., Tamošauskas G., Gražulevičiūtė I., Garejev N., Lotti A., Couairon A., Dubietis A. *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 193901 (2014).
9. Кандидов В.П., Сметанина Е.О., Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В. *ЖЭТФ*, **140**, 484 (2011).
10. Gražulevičiūtė I., Šuminas R., Tamošauskas G., Couairon A., Dubietis A. *Opt. Lett.*, **40**, 3719 (2015).
11. Сметанина Е.О., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **42**, 913 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 913 (2012)].
12. Чекалин С.В., Компанец В.О., Докукина А.Э., Дормидонов А.Е., Сметанина Е.О., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **45**, 401 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 401 (2015)].
13. Chekalin S.V., Dokukina A.E., Dormidonov A.E., Kompanets V.O., Smetanina E.O., Kandidov V.P. *J. Phys. B: Atomic, Molec. Opt. Phys.*, **48**, 094008 (2015).
14. Сметанина Е.О., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **42**, 920 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 920 (2012)].
15. Smetanina E.O., Kompanets V.O., Chekalin S.V., Dormidonov A.E., Kandidov V.P. *Opt. Lett.*, **38**, 16 (2013).
16. Durand M., Lim K., Jukna V., McKee E., Baudelet M., Houard A., Richardson M., Mysyrowicz A., Couairon A. *Phys. Rev. A*, **87**, 043820 (2013).
17. Vasa P., Dharmadhikari J.A., Dharmadhikari A.K., Sharma R., Singh M., Mathur D. *Phys. Rev. A*, **89**, 043834 (2014).
18. Dormidonov A.E., Kompanets V.O., Chekalin S.V., Kandidov V.P. *Opt. Express*, **23**, 29202 (2015).
19. Dubietis A., Tamošauskas G., Šuminas R., Jukna V., Couairon A. *Lithuanian J. Phys.*, **57**, 113 (2017).
20. Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **104**, 173 (2016).
21. Saliminia A., Chin S. L., Vallée R. *Opt. Express*, **13**, 5731 (2005).
22. Naudeau M.L., Law R.J., Luk T.S., Nelson T.R., Cameron S.M., Rudd J.V. *Opt. Express*, **14**, 6194 (2006).
23. Silva F., Austin D.R., Thai A., Baudisch M., Hemmer M., Faccio D., Couairon A., Biegert J. *Nat. Commun.*, **3**, 807 (2012).
24. Darginavičius J., Majus D., Jukna V., Garejev N., Valiulis G., Couairon A., Dubietis A. *Opt. Express*, **21**, 25210 (2013).
25. Dharmadhikari J. A., Deshpande R. A., Nath A., Dota K., Mathur D., Dharmadhikari A. K. *Appl. Phys. B*, **117**, 471 (2014).
26. Liang H., Krogen P., Grynko R., Novak O., Chun-Lin Chang, Gregory J., Stein Gr.J., et al. *Opt. Lett.*, **40**, 1069, (2015).
27. Gražulevičiūtė I., Garejev N., Majus D., Jukna V., Tamošauskas G., Dubietis A. *J. Opt.*, **18**, 0255022016 (2016).
28. Garejev N., Tamošauskas G., Dubietis A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **34**, 88 (2017).
29. Bergé L., Skupin S. *Phys. Rev. E*, **71**, 065601 (2005).
30. Balakin A.A., Litvak A.G., Mironov V.A., Skobelev S.A. *J. Opt.*, **19**, 095503 (2017).
31. Залозная Е.Д., Дормидонов А.Е., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **29**, 184 (2016).
32. Чекалин С.В., Компанец В.О., Дормидонов А.Е., Залозная Е.Д., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **47**, 252 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 252 (2017)].
33. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1945 (1965).