

# Особенности филаментации фемтосекундного лазерного излучения в условиях аномальной дисперсии в плавленом кварце. Ч.1. Численное исследование

Е.О.Сметанина, В.О.Компанец, С.В.Чекалин, В.П.Кандидов

*Представлены результаты исследования филаментации фемтосекундного лазерного излучения в плавленом кварце при варьировании длины волны в диапазоне 800–2300 нм. Показано, что при аномальной дисперсии групповой скорости вдоль филамента образуется последовательность «световых пульс» с высокой пространственно-временной локализацией светового поля. Установлена связь процесса образования и распространения световых пульс с формированием изолированного антистоксова крыла спектра суперконтинуума.*

**Ключевые слова:** филаментация, генерация суперконтинуума, световые пули.

## 1. Введение

Трансформация пространственно-временного распределения интенсивности и частотно-углового спектра фемтосекундного излучения при филаментации в конденсированных средах исследовалась во многих работах [1–4]. На основе этих исследований разрабатываются методы сжатия импульсов и генерации широкополосного излучения суперконтинуума (СК). Изменение формы и спектра импульса при филаментации является результатом совместного влияния сильного нелинейно-оптического взаимодействия излучения со средой и волновых эффектов дисперсии и дифракции. При этом в конденсированных средах материальная дисперсия существенно влияет на трансформацию формы импульса. В условиях нормальной дисперсии групповой скорости (ДГС) импульс распадается на субимпульсы с различными групповыми скоростями, которые «разлетаются» во времени при распространении излучения в среде [5, 6]. При аномальной ДГС в условиях фазовой самомодуляции световое поле «стягивается» к центру импульса, предотвращая его распад [7, 8]. Однако, согласно численному моделированию [9], импульсы супергауссовой формы, в отличие от гауссовых, при аномальной ДГС распадаются на субимпульсы.

Длина филамента при аномальной ДГС оказывается значительно больше, чем при нормальной [10]. В условиях аномальной ДГС пучок излучения с мощностью, в тысячи раз превышающей критическую мощность самофокусировки, распадается на множество филаментов, в

которых длительность импульса излучения уменьшается [11]. Численно показано [12], что пространственно-временная динамика формы импульса излучения на центральной длине волны  $\lambda_0 = 800$  нм в области нормальной ДГС в плавленом кварце приводит к формированию Х-волны, тогда как на  $\lambda_0 = 1600$  нм импульс излучения при аномальной ДГС трансформируется в пространственно-временной волновой солитон с длительностью в несколько периодов светового поля. Согласно численным исследованиям процесса филаментации в плавленом кварце импульсного излучения на длине волны 1550 нм в приближении 5-го порядка теории дисперсии [7] при аномальной ДГС формируется квазипериодическая последовательность пространственно-временных локализаций светового поля длительностью в несколько оптических периодов.

Важным проявлением изменений пространственных и временных характеристик излучения является генерация когерентного СК, т. е. трансформация спектра импульса, в результате которой его спектральная ширина становится сравнимой с основной частотой излучения [1–3, 13]. Первые эксперименты по генерации широкополосного излучения были выполнены при фокусировке лазерных импульсов (530 нм, длительность 4 пс, мощность 5 ГВт) в конденсированные среды (кальцит, кварц, хлорид натрия и стекло) [14]. Во всех материалах сдвиг частоты в антистоксову область превышал стоксов сдвиг. Генерацию широкополосного излучения авторы [14] объяснили фазовой самомодулирующей лазерного импульса в условиях проявления электронной керровской нелинейности. В экспериментах [15], проведенных в различных конденсированных средах, установлено, что при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов ( $\lambda_0 = 796$  нм) и ширине запрещенной зоны среды меньше определенного порогового значения отсутствует генерация СК. Этот порог определяется условием  $U_i/(h\omega_0) > 2$ , где  $U_i$  – ширина запрещенной зоны материала, а  $\omega_0$  – частота излучения. При этом ширина антистоксовой полосы СК возрастает с увеличением ширины запрещенной зоны, превышающей пороговое значение. На основе экспериментов, выполненных с фемтосекундными импульсами ( $\lambda_0 = 785, 393$  и 262 нм)

**Е.О.Сметанина, В.П.Кандидов.** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Россия, Воробьевы горы; e-mail: smetanina@physics.msu.ru, kandidov@physics.msu.ru

**В.О.Компанец, С.В.Чекалин.** Институт спектроскопии РАН, Россия, Московская обл., 142190 Троицк, ул. Физическая, 5; e-mail: kompanetsvo@isan.troitsk.ru, chekalin@isan.troitsk.ru

Поступила в редакцию 14 мая 2012 г., после доработки – 12 июля 2012 г.

при филаментации их в различных оптических материалах, сформулировано общее положение, согласно которому уширение спектра СК в голубую область не зависит от параметров среды и излучения, а определяется только отношением  $U_i/(\hbar\omega_0)$ , возрастая с его увеличением [16]. При этом антистоксово уширение не зависит от интенсивности лазерного импульса [17].

В условиях нормальной ДГС, согласно экспериментам [18] по филаментации в плавленом кварце излучения с  $\lambda_0 = 810$  нм, интенсивность спектральных компонент в антистоксовой полосе монотонно убывает с увеличением отстройки их длин волн от центральной длины волны. Монотонное уменьшение интенсивности спектральных компонент СК с отстройкой их длин волн как в стоксову, так и в антистоксову область спектра зарегистрировано при филаментации импульсов с энергиями 0.4–200 мкДж в воде, хлороформе и стекле на  $\lambda_0 = 810$  нм [17], а также в различных лазерных материалах (YAG, сапфир, KGW, YVO<sub>4</sub>, GdVO<sub>4</sub>) на  $\lambda_0 = 775$  нм [19]. При этом монотонное уширение спектра в голубую область до 530 нм наблюдалось в кристалле YAG при  $\lambda_0 = 1100$ –1600 нм.

Однако существует ряд работ, в которых обнаружены спектры СК с немонотонной огибающей при филаментации в конденсированных средах. Немонотонное изменение интенсивности антистоксовых компонент СК в зависимости от длины волны зарегистрировано в кристаллах BaF<sub>2</sub> на  $\lambda_0 = 800$  нм при увеличении пиковой мощности до  $1000P_{cr}$  ( $P_{cr}$  – критическая мощность самофокусировки) [20] и в LiF при увеличении пиковой интенсивности до 30 ТВт/см<sup>2</sup> [21]. При филаментации фемтосекундного импульса в области аномальной ДГС в плавленом кварце ( $\lambda_0 = 1500$  нм) зарегистрирован широкий максимум в окрестности  $\lambda \simeq 600$  нм, который простирается от 400 до 1000 нм в антистоксовой области СК [22]. Авторы [22] обращают внимание на то, что «провал» спектральных компонент СК формируется в области нулевой ДГС в плавленом кварце. Пик в видимой области спектра СК зарегистрирован при множественной филаментации в плавленом кварце импульсов мощностью 100 ГВт при  $\lambda_0 = 1540$  нм [23]. Максимум спектральной интенсивности на  $\lambda = 670$  нм в антистоксовой области СК при филаментации в плавленом кварце излучения на  $\lambda_0 = 1600$  нм, получен численно в [12].

В настоящей работе исследованы особенности трансформации формы и спектра импульсов излучения фемтосекундной длительности при филаментации в плавленом кварце в условиях аномальной ДГС. Представлены результаты численного исследования филаментации излучения с центральной длиной волны, перестраиваемой в диапазоне 800–2300 нм, что соответствует нормальной, нулевой и аномальной ДГС.

## 2. Математическая модель филаментации фемтосекундного излучения в плавленом кварце

Для численного исследования пространственно-временной и спектральной трансформации фемтосекундного излучения в плавленом кварце использовалось приближение метода медленно меняющейся амплитуды [24], которое авторами названо методом медленно меняющейся волны. Согласно этому методу уравнение в бегущей системе координат для комплексной амплитуды поля  $A(r, t, z)$  на несущей частоте  $\omega_0$  имеет вид

$$2ik_0 \frac{\partial A(r, t, z)}{\partial z} = \hat{T}^{-1} \Delta_{\perp} A(r, t, z) + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{1 + \Omega/\omega_0} \times [k^2(\omega_0 + \Omega) - (k_0 + k'_\omega \Omega)^2] \tilde{A}(r, \Omega, z) e^{i\Omega t} d\Omega + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T} [\Delta n_K(r, t, z)] + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T}^{-1} [\Delta n_p(r, t, z) A(r, t, z)] - ik_0 \hat{T}^{-2} [\sigma N_e(r, t, z) A(r, t, z)] - ik_0 \alpha(r, t, z) A(r, t, z), \quad (1)$$

где  $\tilde{A}(r, \Omega, z)$  – временной фурье-образ огибающей;  $\Omega = \omega - \omega_0$  – частотный сдвиг в спектре импульса гармоники на частоте  $\omega$  от центральной частоты  $\omega_0$ ;  $k_0 = \omega_0 n(\omega_0)/c_0$  – волновое число;  $c_0$  – скорость света в вакууме;  $n_0 \approx 1.45$  – коэффициент преломления плавленого кварца. Зависимость  $k(\omega) = \omega n(\omega)/c_0$  и параметр  $k'_\omega = \partial k/\partial \omega|_{\omega=\omega_0}$  с функцией  $n(\omega)$ , аппроксимированной по формуле Селлмейера [25], описывают материальную дисперсию в плавленом кварце. Оператор  $\hat{T} = 1 - (i/\omega_0) \partial/\partial t$  позволяет воспроизвести волновую нестационарность при самомодуляции импульса, которая проявляется в увеличении крутизны заднего фронта импульса и формировании ударной волны огибающей [26]. Приращение показателя преломления  $\Delta n_K(r, t, z)$ , вызванное керровской нелинейностью среды, представляется в виде свертки [27]:

$$\Delta n_K(r, t, z) = n_2 \left[ (1 - g) I(r, t, z) + g \int_{-\infty}^t h(1 - \tau) I(r, t, z) d\tau \right], \quad (2)$$

где  $I(r, t, z)$  – интенсивность светового поля;  $n_2 \approx 3.54 \times 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/Вт – коэффициент керровской нелинейности при квазистационарном излучении [25, 28];  $g = 0.18$  – частичный вклад рамановского отклика. Функция запаздывающего нелинейного отклика [25]

$$h(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_2}\right), \quad \tau_1 = 32 \text{ фс}, \quad \tau_2 = 12.5 \text{ фс}. \quad (3)$$

Нелинейность  $\Delta n_p$  и сечение тормозного поглощения  $\sigma$  светового поля в плазме определяются выражениями

$$\Delta n_p(r, t, z) = -\frac{4\pi e^2 N_e(r, t)}{2n_0 \omega_0^2 m_e}, \quad (4)$$

$$\sigma = \frac{k_0 4\pi e^2 v_c}{n_0^2 \omega_0^2 m_e \omega_0}, \quad (5)$$

где  $v_c \approx 10^{14}$  с<sup>-1</sup> – частота электрон-ионных столкновений;  $m_e$  и  $e$  – масса и заряд электрона. Концентрация свободных электронов в лазерной плазме  $N_e$  подчиняется кинетическому уравнению

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = W(I)(N_0 - N_e) + v_i N_e, \quad (6)$$

где  $N_0$  – концентрация нейтральных атомов (для кварца  $N_0 = 2 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>);  $W(I)$  – скорость полевой ионизации, определяемая формулой Келдыша [29];

$$v_i = \frac{e^2 |A|^2}{2U_i m_e (\omega_0^2 + v_c^2)} v_c \quad (7)$$

– частота лавинной ионизации. Ширина запрещенной зоны для плавленого кварца  $U_i \approx 9$  эВ. Для излучения на длине волны 800 нм с интенсивностью  $I \sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, характерной для режима филаментации, частота  $v_i \approx 10^{14}$  с<sup>-1</sup>, и ла-

винная ионизация вносит существенный вклад в увеличение концентрации электронов в течение импульса фемтосекундной длительности. В уравнении (6) не учитывается рекомбинация электронов, характерное время которой составляет несколько сотен фемтосекунд. Ослабление светового поля определяется потерями на генерацию лазерной плазмы

$$\alpha = \frac{K\hbar\omega_0}{I} W(I)(N_0 - N_e), \quad (8)$$

где  $K = [U_i/(\hbar\omega_0) + 1]$  – порядок многофотонности процесса ионизации.

Падающее на образец излучение имело вид спектрально-ограниченного импульса с гауссовым распределением амплитуды поля в пространстве и во времени:

$$A(r, t, z = 0) = A_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2a_0^2} - \frac{t^2}{2\tau_0^2}\right), \quad (9)$$

где  $a_0$  – радиус пучка;  $\tau_0$  – параметр, определяющий длительность импульса. Система уравнений (1)–(8) с условием (9) рассматривалась нами в осесимметричной постановке.

В результате численного моделирования определялись распределения комплексной амплитуды поля  $A(r, t, z)$  и концентрации электронов самонаведенной лазерной плазмы  $N_e(r, t, z)$  по времени  $t$  и пространственным координатам  $r, z$ . Кроме того, вычислялись интенсивность спектральной компоненты в плоскости поперечного сечения

$$S(r, \omega, z) = \text{const} \left| \int_{-\infty}^{\infty} A(r, z, t) e^{-i\omega t} dt \right|^2$$

и спектральная плотность мощности СК

$$S(\omega, z) = \text{const} \int_0^{\infty} S(r, \omega, z) dr. \quad (10)$$

Расчетный спектр импульса  $S_{\text{comp}}(\lambda, z)$ , эквивалентный полученному в физическом эксперименте, имеет вид

$$S_{\text{comp}}(\lambda, z) = S(\omega(\lambda), z) \frac{2\pi c_0 n(\lambda)}{\lambda^2}. \quad (11)$$

Сценарий филаментации фемтосекундного лазерного импульса определяется совокупностью факторов, таких как керровская самофокусировка и самомодуляция излучения, ограничение интенсивности и дефокусировка излучения в лазерной плазме и, наконец, волновые процессы дифракции и дисперсии излучения в среде. С точки зрения численного моделирования генерация СК – многопараметрическая задача, анализ которой на всем множестве физических параметров является крайне сложным и одновременно малопродуктивным. В связи с этим выполнена серия численных экспериментов для излучения с центральной длиной волны, перестраиваемой в диапазоне  $\lambda_0 = 800\text{--}2300$  нм, при равных значениях параметров подобия, которые определяют начальную стадию филаментации, обусловленную керровской самофокусировкой излучения. Такими параметрами являются дифракционная длина  $L_d = ka_0^2$  и отношение пиковой мощности  $P$  к критической мощности  $P_{\text{cr}}$ . При выборе дифракционной длины  $L_d$  значения радиуса пучка взяты равными нескольким десяткам микрометров, что близко к используемым в лабораторном эксперименте [8, 30]. Во всем рассматриваемом диапазоне длин волн дифракционная длина пучка  $L_d \approx 3$  см, а пиковая мощность  $P = 5P_{\text{cr}}$ , что соответствует режиму одного филамента. Длительность  $2\tau_0$  импуль-

сов по уровню  $1/e$  составила 80 фс, что соответствует длительности импульсов по полувысоте  $\tau_p = 70$  фс.

Таким образом, условия распространения излучения в среде до плоскости, в которой формируется нелинейный фокус и возникает плазма, различаются только влиянием ДГС, которое зависит от длины волны. В нелинейном фокусе генерация лазерной плазмы, ограничивающей рост интенсивности при самофокусировке, определяется порядком многофотонности  $K$ , который изменяется от 6 для  $\lambda_0 = 800$  нм до 17 для  $\lambda_0 = 2300$  нм. В рассматриваемой постановке задачи удается выделить влияние длины волны на пространственно-временную и спектральную трансформацию излучения, которое имеет многофакторный характер и проявляется в изменении формы импульса при изменении ДГС, в образовании ударной волны огибающей и в формировании спектра СК.

### 3. «Световые пули» и спектр СК в филаменте

Рассмотрим пространственно-временную и спектральную трансформацию импульсного излучения с центральной длиной волны  $\lambda_0 = 1900$  нм, энергией  $W = 3.77$  мкДж и пиковой интенсивностью  $I_0 = 2.7 \times 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>. Для этой длины волны ДГС в плавленом кварце является аномальной, и параметр  $k_2$ , определяющий изменение длительности импульса вследствие ДГС, равен  $-23$  фс<sup>2</sup>/см. В процессе филаментации излучения происходит квазипериодическая локализация светового поля в пространстве и во времени, в результате чего вдоль направления его распространения формируется последовательность световых пуль (рис.1). Пиковая интенсивность в световой пуле возрастает в сотни раз и достигает  $5.2 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, радиус (по интенсивности) ее поперечного сечения составляет  $\sim 6$  мкм, а длительность – несколько периодов осцилляций поля. Световая пуля образуется в центральных временных слоях импульса, где интенсивность максимальна. При дальнейшем распространении в кварце световая пуля смещается к хвосту импульса, ее пиковая интенсивность уменьшается. Со смещением пули к хвосту в центральных временных слоях импульса происходит повторная локализация светового поля, вызванная самофокусировкой, и формируется новая пуля. Такой цикл генерации световых пуль в центре импульса повторяется многократно, по-

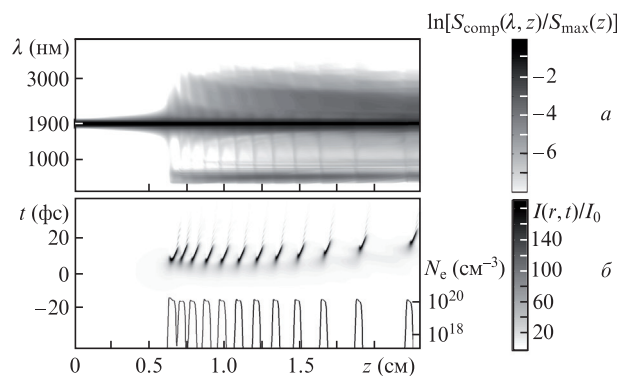


Рис.1. Тоновые картины изменения с расстоянием  $z$  нормированных спектра импульса  $S_{\text{comp}}(\lambda, z)/S_{\text{max}}(z)$  (а) и формы импульса на оси  $I(r = 0, t, z)/I_0$  (б). На рис.1,б внизу – распределение концентрации электронов лазерной плазмы  $N_e(z)$  на оси. Центральная длина волны  $\lambda_0 = 1900$  нм, пиковая мощность  $P = 53$  МВт ( $P = 5P_{\text{cr}}$ ), длительность импульса (по уровню  $e^{-1}$ )  $2\tau_0 = 80$  фс, радиус пучка  $a_0 = 80$  мкм.

скольку при аномальной ДГС мощность «стекается» к центру от хвоста и переднего фронта импульса, где световое поле приобретает положительную самомодуляцию фазы. Количество пуль, генерация которых поддерживается аномальной ДГС, возрастает с увеличением мощности излучения.

До образования световых пуль спектр излучения  $S_{\text{comp}}(\lambda)$  монотонно и симметрично уширяется относительно центральной длины волны  $\lambda_0$ . Появление каждой световой пули с высокой плотностью энергии неразрывно связано с генерацией лазерной плазмы и сильной фазовой самомодуляцией светового поля, вызывающей уширение спектра (рис.1). Поэтому положение и протяженность плазменных каналов совпадают с областями образования световых пуль, которые можно рассматривать как излучающие области СК в филаменте. На расстоянии  $z$ , где появляется каждая новая световая пуля, происходит генерация излучения СК, спектр которого простирается в антистоксову область вплоть до  $\lambda = 300$  нм. При этом спектр СК  $S_{\text{comp}}(\lambda)$ , который генерирует каждая пуля в месте своего образования, является монотонно и симметрично уширенным относительно центральной длины волны.

На рис.1 уширение спектра, рассчитанное в точках образования световых пуль, видно по тонким нитям между центральной длиной волны 1900 нм и антистоксовой областью. Резкие увеличения ширины спектра, соответствующие образованию очередной световой пули, отчетливо видны в интервале 0.95–1.75 см. В процессе распространения и исчезновения световой пули в спектре  $S_{\text{comp}}(\lambda)$

формируется минимум шириной  $\sim 1000$  нм, разделяющий центральную часть спектра и антистоксово крыло, которое лежит в окрестности  $\lambda = 600$  нм. С увеличением числа образовавшихся пуль возрастает интенсивность спектральных компонент антистоксова крыла, в его спектре появляются интерференционные максимумы.

Для анализа влияния длины волны падающего излучения  $\lambda_0$  на вид спектра СК  $S_{\text{comp}}(\lambda_0, \lambda)$  выполнена серия численных экспериментов по филаментации излучения с  $\lambda_0$ , варьируемой в интервале 800–2300 нм. Результаты численного исследования обобщены на рис.2 и 3 в виде спектральной карты СК, на которой интенсивность его спектральных компонент представлена поверхностью на плоскости с координатами  $\lambda, \lambda_0$ . В этом представлении глобальный максимум поверхности  $S_{\text{comp}}(\lambda_0, \lambda)$ , который соответствует компоненте на центральной длине волны  $\lambda_0$  в спектре, лежит на биссектрисе, изображенной на рис.2 и 3 тонкой штриховой линией. Интенсивности спектральных компонент СК нормированы на максимальные значения  $S_{\text{max } \lambda_0}$  для каждой центральной длины волны. В логарифмической шкале глобальный максимум на спектральной карте  $S_{\text{comp}}(\lambda_0, \lambda)/S_{\text{max } \lambda_0}$  равен нулю.

При построении карты СК использовались спектры  $S_{\text{comp}}(\lambda_0, \lambda)$ , которые формируются в филаменте на расстоянии  $z(\lambda_0)$ , характерном для излучения с центральной длиной волны  $\lambda_0$ . На рис.2,а представлена спектральная карта  $S_{\text{comp}}(\lambda_0, \lambda)$  для тех расстояний, на которых возникает нелинейный фокус и начинает формироваться первая световая пуля при филаментации излучения с длиной волны

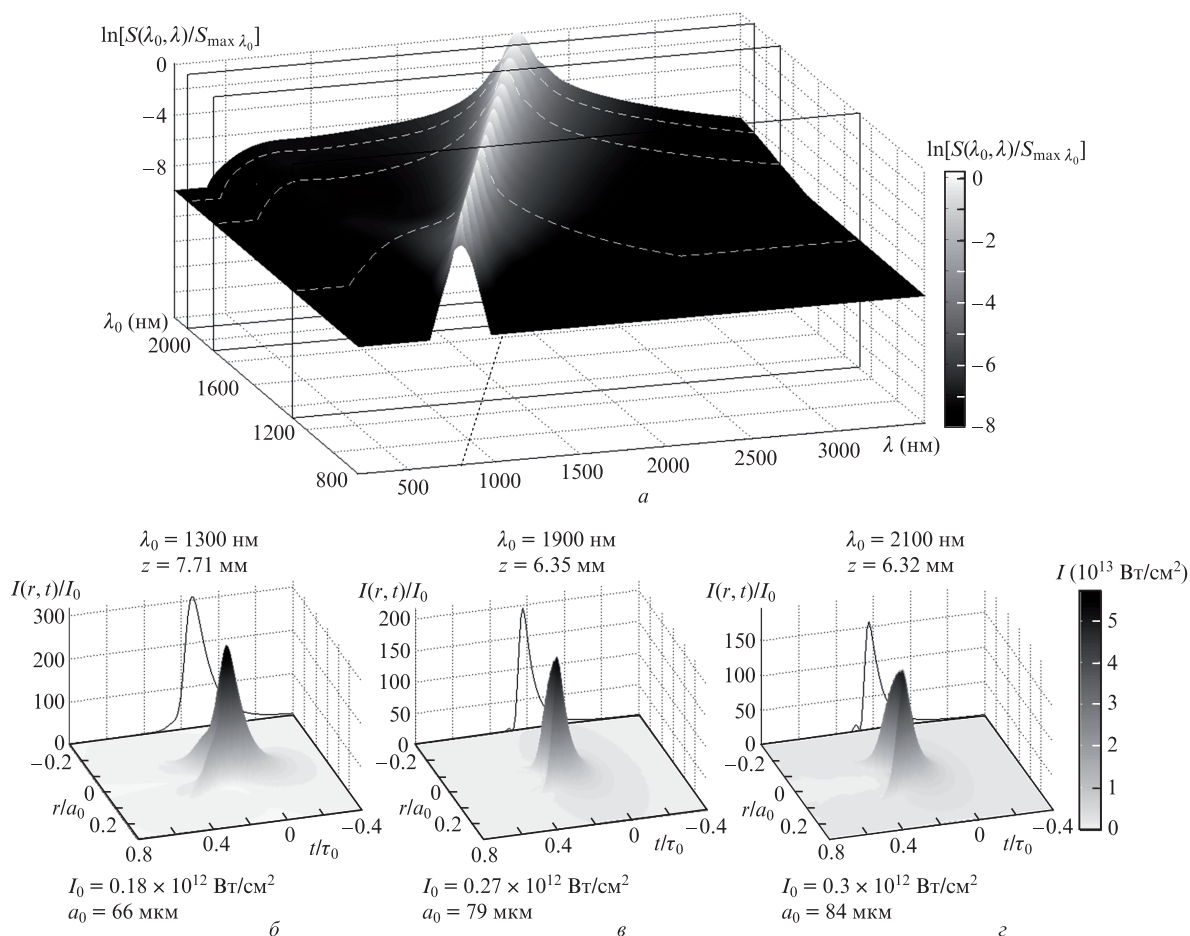


Рис.2. Спектральная карта СК  $S_{\text{comp}}(\lambda_0, \lambda)$  для длин волн  $\lambda_0 = 800\text{--}2300$  нм (а) и пространственно-временные распределения интенсивности  $I(r, t)$  для  $\lambda_0 = 1300, 1900$  и  $2100$  нм (б–г) в точках нелинейного фокуса.



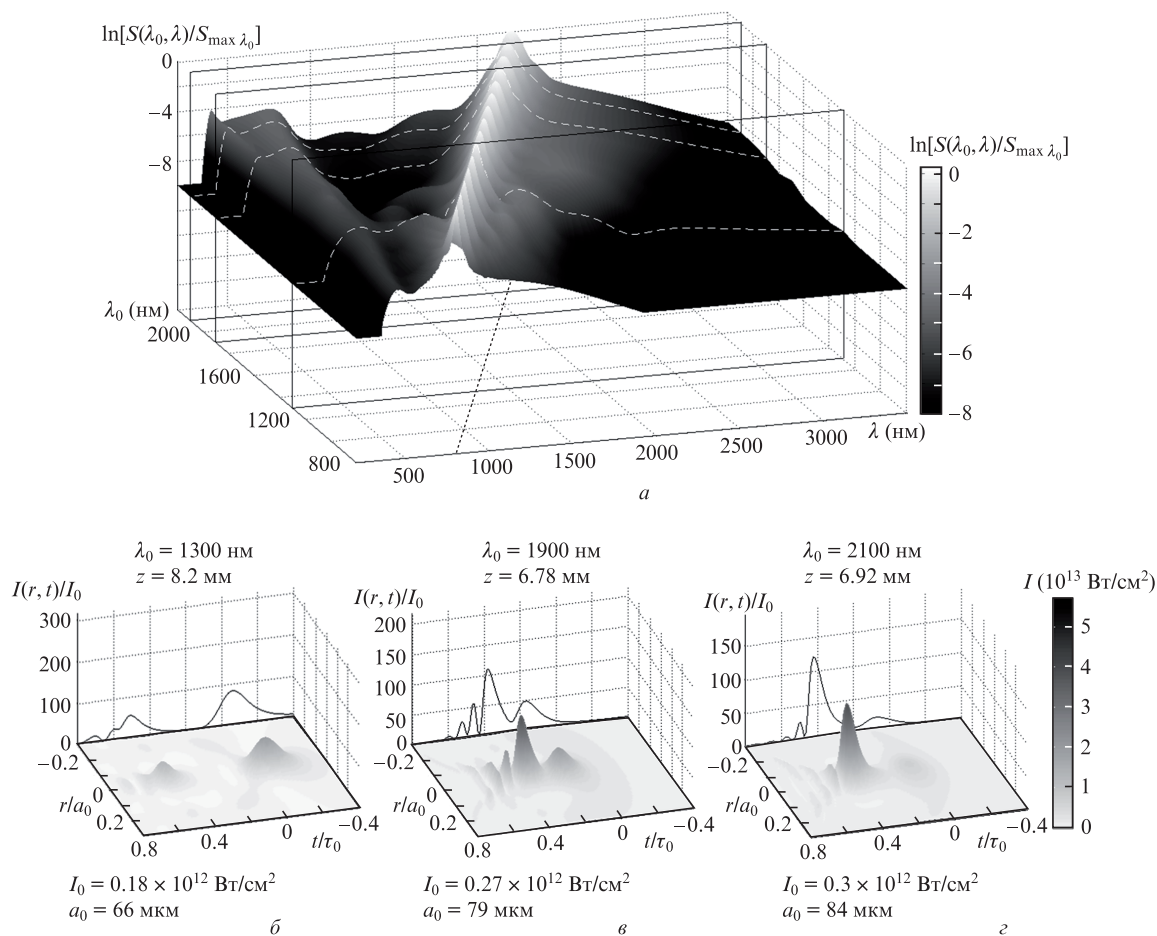


Рис.3. То же, что и на рис.2, при длине излучающей области ~1 мм.

$\lambda_0$ . На этих расстояниях источник СК можно считать точечным. На рис.2,б–г приведены пространственно-временные распределения интенсивности  $I(r, t)$  и профили импульсов на оси  $I(r = 0, t)$  при нулевой ДГС и  $\lambda_0 = 1300$  нм, а также при аномальной ДГС и  $\lambda_0 = 1900$  и  $2100$  нм. Спектры СК  $S_{\text{comp}}(\lambda)$ , формирующиеся для падающего излучения на этих длинах волн, изображены белыми штриховыми линиями на спектральной карте. Видно, что в нелинейном фокусе спектр импульса монотонно уширяется от центральной длины волны  $\lambda_0$  как в стоксову, так и в антистоксову область. Уширение спектра излучения происходит в результате фазовой самомодуляции светового поля в филаменте. При этом антистоксово уширение обусловлено фазовой самомодуляцией на хвосте импульса, где существенную роль играет увеличение крутизны фронта огибающей. На рис.2 увеличение крутизны заднего фронта импульса иллюстрируют профили  $I(r = 0, t)$ . При увеличении центральной длины волны  $\lambda_0$  происходит сильное увеличение крутизны заднего фронта импульса. Временной градиент интенсивности на хвосте импульса возрастает и антистоксово уширение спектра оказывается значительно больше, чем при нулевой ДГС. Следует отметить, что наибольшая пиковая интенсивность как в единицах  $I_0$ , так и в абсолютных единицах ( $\text{Вт}/\text{см}^2$ ), достигается при филаментации в условиях нулевой ДГС излучения с  $\lambda_0 = 1300$  нм. Однако крутизна заднего фронта импульса и, следовательно, антистоксово уширение СК значительно меньше при нулевой ДГС, чем при аномальной.

При увеличении протяженности излучающей области, создаваемой первой световой пучкой в филаменте, спектр СК качественно изменяется. Спектральная карта СК при одинаковой протяженности излучающих областей, составившей ~1 мм, представлена на рис.3. В спектрах СК возникает дополнительная модуляция, которая позволяет четко отделить режимы филаментации в условиях нормальной и нулевой ДГС от режима филаментации в условиях аномальной ДГС. При длинах волн  $\lambda_0 = 1400$ – $2300$  нм, лежащих в области аномальной ДГС, формируется четкий широкий минимум в антистоксовой области СК, отделяющий монотонно уширенную центральную часть спектра от антистоксова крыла спектральных компонент в области  $\lambda = 600$  нм. При нормальной ДГС глубина модуляции спектра  $S_{\text{comp}}(\lambda)$  невелика. Из пространственно-временных распределений интенсивности  $I(r, t)$  видно, что в условиях нулевой ДГС импульс распадается на субимпульсы, интенсивности которых в три раза ниже пикового значения в нелинейном фокусе (рис.2). В то же время световая пучка, формируемая в условиях аномальной ДГС, является относительно устойчивым образованием, которое смещается к хвосту импульса, медленно уменьшаясь по интенсивности. Смещение световой пучки обусловлено тем, что она представляет собой волновой пакет, спектр которого смещен в длинноволновую область от центральной длины волны  $\lambda_0$ , и его групповая скорость оказывается меньше, чем у падающего излучения. При значительном смещении световой пучки она исчезает, и в центральных временных слоях импульса, в ко-

торые «стягивается» мощность вследствие аномальной ДГС, формируется новая пуля.

### 4. Источники излучения антистоксова крыла СК

Для определения положения источников антистоксова излучения СК в фемтосекундном импульсе проведена обработка данных численного эксперимента для излучения с центральными длинами волн  $\lambda_0 = 1300$  и  $1900$  нм, результаты которой представлены на рис.4. Обработка выполнена для излучения с  $\lambda_0 = 1900$  нм на расстоянии  $z = 6.35$  мм, соответствующем образованию одной световой пули, и с  $\lambda_0 = 1300$  нм на расстоянии  $z = 7.71$  мм, где образовался нелинейный фокус и сформировался «рыбопо-

добный» спектр, характерный для филаментации при нулевой ДГС [8]. В частотно-угловых спектрах СК  $S(\theta, \lambda)$ , тоновые изображения которых приведены на рис.4, *в, жс*, выделены спектры СК в антистоксовой полосе  $\lambda = 400-1100$  нм  $S_{as}(\theta, \lambda)$  (рис.4, *з, э*). Пространственно-временные распределения интенсивности антистоксова излучения  $I_{as}(r, t)$ , полученные из его спектра  $S_{as}(\theta, \lambda)$  обратным преобразованием Фурье, представлены тоновыми картинками на полуплоскости с координатами  $r, t$  (рис.4, *б, е*). Распределения интенсивности  $I(r, t)$  излучения в филаменте во всей полосе частот изображены на рис.4, *а, д*. Из сравнения распределений интенсивности  $I_{as}(r, t)$  и  $I(r, t)$  видно, что источники антистоксова излучения СК сосредоточены на хвосте импульса в области с наибольшей крутизной заднего фронта. При этом данные источники находятся как

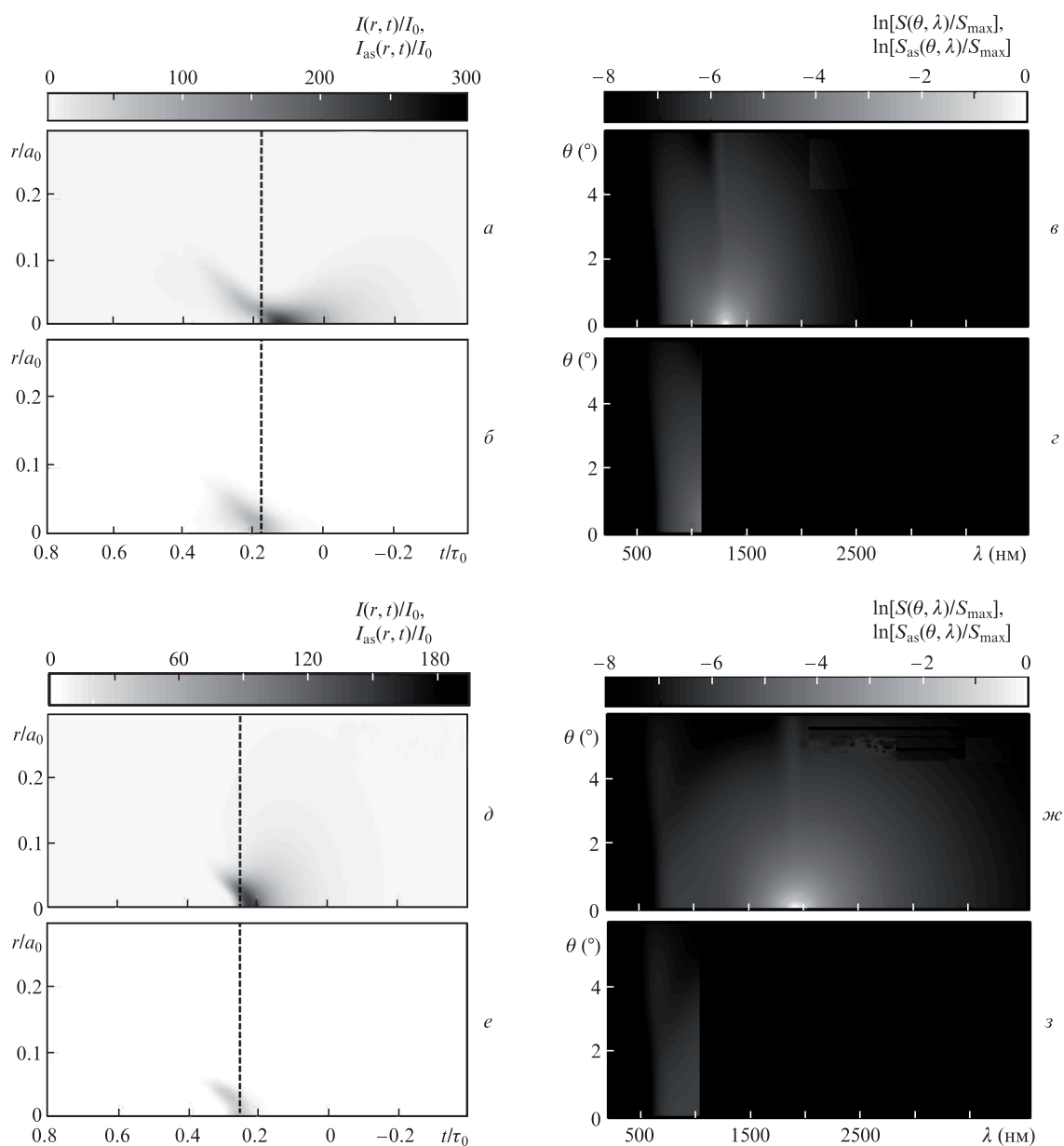


Рис.4. Пространственно-временные распределения интенсивности  $I(r, t)$  излучения в филаменте (*а, д*), интенсивности  $I_{as}(r, t)$  источников излучения в антистоксовой спектральной полосе (*б, е*), а также частотно-угловые спектры СК  $S(\theta, \lambda)$  (*в, жс*) на фиксированных расстояниях  $z = 7.71$  и  $6.35$  мм при филаментации излучения с  $\lambda_0 = 1300$  (*а-в*) и  $1900$  нм (*д-жс*) соответственно в плавленом кварце. На рис.4, *з* и *э* показана антистоксова область частотно-углового спектра  $S_{as}(\theta, \lambda)$  в полосе  $\lambda = 400-1100$  нм. Штриховой прямой отмечен момент времени, в который интенсивность источников антистоксового излучения максимальна.

на оси пучка, где их интенсивность наибольшая, так и на заднем фронте кольцевых структур филамента, где временные градиенты интенсивности значительны.

## 5. Заключение

Таким образом, при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в условиях аномальной ДГС вдоль филамента образуется квазипериодическая последовательность световых пучков с сильной пространственно-временной локализацией светового поля. Световая пуля образуется в центральных временных слоях импульса и смещается к хвосту импульса при его распространении. Возникновение световых пучков в филаменте непосредственно связано с генерацией плазмы. При образовании световой пули спектр излучения монотонно уширяется, а при ее смещении к хвосту импульса формируется изолированное антистоксово крыло СК.

В плавленом кварце при увеличении центральной длины волны излучения и переходе тем самым от нулевой ДГС ( $\lambda_0 = 1300$  нм) к аномальной частотно-угловой спектр СК изменяет свою форму от «рыболоподобного», характерного для нулевой ДГС, к «О-образному», характерному для аномальной ДГС. Однако в условиях аномальной ДГС в спектре присутствуют и расходящиеся компоненты конической эмиссии антистоксова крыла СК. При достаточно протяженной излучающей области антистоксово крыло отделено от центральной «О-образной» части спектра широким минимумом. При большем смещении в область аномальной ДГС сдвиг изолированного антистоксова крыла в синюю область возрастает, а его ширина уменьшается. При  $\lambda_0 = 1300$  нм в условиях нулевой ДГС локализованное в пространстве и во времени излучение остается вблизи центральных временных слоев импульса, тогда как на хвосте импульса возникают рефокусировки излучения. При  $\lambda_0 = 1900$  и  $2100$  нм вследствие «перетекания» мощности от хвоста и переднего фронта импульса к его центру, вызванного аномальной ДГС, создаются условия для повторного образования световой пули, что в итоге приводит к формированию последовательности пучков. В плоскости образования каждой пули спектр СК монотонно уширен в стоксову и антистоксову области. Ее смещение к хвосту импульса сопровождается формированием изолированного антистоксова крыла СК. Источники излучения антистоксовых компонент СК находятся на заднем фронте импульса, крутизна которого увеличивается с увеличением центральной длины волны падающего излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №11-02-00556а и 12-02-31690). В.О.Компанец и С.В.Чекалин благодарят за поддержку научную школу Е.А.Виноградова (грант №НШ-1049.2012.2). Исследования В.П.Кандидова и Е.О.Сметаниной поддержаны грантом Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ №НШ-6897.2012.2 и грантом Минобрнауки РФ №8393.

1. Kandidov V.P., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Liu W., Becker A., Akozbek N., Bowden C.M., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **77**, 149 (2003).
2. Chin S.L., Hosseini S.A., Liu W., Luo Q., Theberge F., Akozbek N., Becker A., Kandidov V., Kosareva O., Schroeder H. *Can. J. Phys.*, **83**, 863 (2005).
3. Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
4. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **39**, 205 (2009).
5. Болонский И.В., Кадан В.Н., Шпотюк О.И., Дмитрук И.Н., Павлов И.А. *Письма в ЖЭТФ*, **89**, 636 (2009).
6. Minardi S., Gopal A., Couairon A., Piskarskas R., Dubietis A., Di Trapani P. *Opt. Lett.*, **34**, 3020 (2009).
7. Berge L., Skupin S. *Phys. Rev. E*, **71**, 065601(R) (2005).
8. Кандидов В.П., Сметанина Е.О., Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В. *ЖЭТФ*, **140**, 484 (2011).
9. Schrauth S.E., Shim B., Slepikov A.D., Vuong L.T., Gaeta A.L., Gavish N., Fibich G. *Opt. Express*, **19**, 9309 (2011).
10. Moll K.D., Gaeta A.L. *Opt. Lett.*, **29**, 995 (2004).
11. Bergé L., Mauger S., Skupin S. *Phys. Rev. A*, **81**, 013817 (2010).
12. Liu J., Li R., Xu Z. *Phys. Rev. A*, **74**, 043801 (2006).
13. Желтиков А.М. *УФН*, **176**, 623 (2006).
14. Бондаренко Н.Г., Еремина И.В., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **12**, 125 (1970).
15. Brodeur A., Chin S.L. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 4406 (1998).
16. Naguro Ch., Suda A., Kawano H. *Appl. Opt.*, **41**, 3735 (2002).
17. Liu W., Petit S., Becker A., et al. *Opt. Commun.*, **202**, 189 (2002).
18. Nguyen N.T., Saliminia A., Liu W., Chin S.L., Vallée R. *Opt. Lett.*, **28**, 1591 (2006).
19. Bradler M., Baum P., Riedle E. *Appl. Phys. B*, **97**, 561 (2009).
20. Dharmadhikari A.K., Rajgara F.A., Mathur D. *Appl. Phys. B*, **82**, 575 (2006).
21. Dachraoui H., Oberer C., Michelswirth M., Heinzmann U. *Phys. Rev. A*, **82**, 043820 (2010).
22. Saliminia A., Chin S.L., Vallée R. *Opt. Express*, **13**, 5731 (2005).
23. Naudeau M.L., Law R.J., Luk T.S., Nelson T.R., Cameron S.M. *Opt. Express*, **14**, 6194 (2006).
24. Brabec T., Krausz F. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3282 (1997).
25. Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics* (New York: Academic Press, 2007).
26. Ахманов С.А., Высолюх В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).
27. Stolen R.H., Gordon J.P., Tomlinson W.J., Haus H.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 1159 (1989).
28. Olivier T., Billard F., Akhouayri H. *Opt. Express*, **12**, 1377 (2004).
29. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1945 (1964).
30. Сметанина Е.О., Дормидонов А.Е., Компанец В.О. *Оптический журнал*, **7**, 75 (2010).