

О.Г. Косарева, Н.А. Панов, В.П. Кандидов

## Сценарий многофиламентации и генерации суперконтинуума мощного фемтосекундного лазерного импульса

*Международный лазерный центр МГУ, г. Москва*

Поступила в редакцию 30.08.2004 г.

Исследованы формирование и развитие многих филаментов в мощном фемтосекундном лазерном импульсе. Методом численного моделирования на основе трехмерной в пространстве нестационарной модели распространения импульса продемонстрированы «рождение», «конкуренция» и «умирание» филаментов. Исследовано влияние расстояния между неоднородностями на поперечном профиле входного пучка на эффективность преобразования энергии в излучение суперконтинуума, и установлено, что уменьшение этого расстояния приводит к увеличению эффективности преобразования.

### Введение

Явление распада поля лазерного импульса на нити (далее *многофиламентация*) было обнаружено в жидкостях в середине 60-х гг. XX в. [1]. С появлением мощных фемтосекундных лазеров стало возможным наблюдение многих филаментов в газах, в том числе и в атмосферном воздухе [2, 3]. Изучению нескольких филаментов в атмосфере посвящены работы [4, 5]. В [4] было исследовано слияние двух филаментов при геометрической фокусировке лазерного пучка. Интерференция колец конической эмиссии, расходящихся от каждого из филаментов, образовавшихся из двух начальных неоднородностей на поперечном профиле интенсивности импульса, наблюдалась в [5]. Кроме того, в [5] общие свойства интерференционных картин колец многих филаментов были объяснены на основе простой феноменологической модели. Образование многих филаментов при большом отрицательном чирпе исходного импульса (0,5–9,5 пс при длительности спектрально ограниченного импульса около 100 фс) было исследовано в [6].

Многофиламентация при достаточном превышении мощности импульса над критической мощностью самофокусировки возникает практически при любых отклонениях поперечного профиля пучка от унимодального. Причинами таких отклонений являются флуктуации распределения интенсивности светового поля, возникающие при усилении лазерного импульса [7], и последующее увеличение амплитуды этих флуктуаций вследствие самофокусировки в элементах оптических систем [8]. Кроме того, на этапе формирования филаментов существуют случайные искажения в турбулентной атмосфере [9]. Поэтому многофиламентация практически неизбежно возникает при распространении мощного лазерного импульса в реальных средах.

Филаментация фемтосекундных импульсов обычно сопровождается генерацией широкополосного излучения в диапазоне длин волн от 400 до примерно 4500 нм [10]. Этот эффект, называемый *генерацией суперконтинуума*, может быть использован при создании лазерного лидара для широкополосного зондирования атмосферы [11].

Пространственная структура суперконтинуума при филаментации рассматривалась экспериментально в работах [8, 12–15]. В [11, 12] было обнаружено, что излучение суперконтинуума в коротковолновой части спектра генерируется как на оси филамента, так и в кольцах окружающих филамент; в длинноволновой части спектра излучение суперконтинуума генерируется только на оси филамента. В воздухе интерференция полей суперконтинуума в коротковолновой области наблюдалась в [14] и была детально изучена в [8]. В [15] была обнаружена интерференция коротковолнового крыла суперконтинуума при распространении фемтосекундного лазерного импульса в воде.

Большинство теоретических работ, посвященных филаментации и генерации суперконтинуума, выполнено в приближении осесимметричной геометрии [16–18], что в принципе не позволяет рассматривать многофиламентацию. В работах [19–21] было проведено исследование нестационарной многофиламентации в координатах  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ,  $t$ . Один из методов управления многофиламентацией был предложен в [20]. Кроме того, в работе [8] были теоретически изучены пространственные распределения суперконтинуума в длинноволновой и коротковолновой частях спектра при многофиламентации. В то же время не было проведено исследование механизма возникновения многих филаментов в фемтосекундном лазерном импульсе.

В настоящей статье детально исследуется сценарий последовательного рождения и исчезновения

филаментов в мощном фемтосекундном лазерном импульсе. Показано увеличение эффективности генерации суперконтинуума при увеличении расстояния между начальными возмущениями интенсивности на профиле пучка.

## Математическая постановка задачи

Распространение импульса в объемной среде описывается уравнением для медленно меняющейся комплексной амплитуды светового поля  $E(x, y, z, t)$

$$2ik\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g}\frac{\partial}{\partial t}\right)E = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{2k^2}{n_0}\Delta n E, \quad (1)$$

где  $v_g$  — групповая скорость;  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число;  $n_0$  — показатель преломления среды; нелинейная добавка к показателю преломления  $\Delta n$  определяется формулой

$$\Delta n = \Delta n_{kerr} - \frac{2pe^2 N_e}{m(\omega^2 + v_c^2)}\left(1 + i\frac{v_c}{\omega}\right), \quad (2)$$

где  $\Delta n_{kerr}$  — нелинейная добавка к показателю преломления, связанная с керровской нелинейностью;  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона соответственно;  $\omega$  — частота лазерного излучения, соответствующая длине волны  $\lambda = 810$  нм;  $v_c = N_a v_e \sigma_c$  — частота столкновений электронов с нейтральными частицами [22];  $N_a$  — концентрация нейтральных частиц (молекул или атомов);  $v_e$  — среднеквадратическая скорость электронов, приобретаемая под действием поля  $E$ ;  $\sigma_c$  — сечение столкновений;  $N_e$  — концентрация электронов. Первое слагаемое в (2) описывает безынерционную керровскую нелинейность, второе — нелинейность самонаведенной лазерной плазмы.

Совместно с уравнением (1) решается уравнение для концентрации электронов  $N_e(x, y, z, t)$ :

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = P(|E|^2)(N_a - N_e) + v_i N_e - \beta N_e^2. \quad (3)$$

Первый член в правой части (3) описывает рост концентрации свободных электронов за счет многофотонной ионизации. Вероятность многофотонной ионизации  $P(|E|^2)$  определяется согласно [23]. Второй член в правой части (3) описывает рост свободных электронов за счет лавины. Здесь  $v_i$  — частота лавинной ионизации, определяемая согласно [22]:

$$v_i = \frac{1}{W_g} \frac{e^2 E^2}{2m(\omega^2 + v_c^2)} v_c, \quad (4)$$

где  $W_g$  — потенциал ионизации молекул — компонентов воздуха (азота и кислорода) — или ширина запрещенной зоны для воды. Электрон-ионная рекомбинация описывается третьим членом в правой части уравнения (3). Коэффициент  $\beta$  (см<sup>3</sup>/с) определяется в соответствии с [24]:

$$\beta = \frac{8,75 \cdot 10^{-27}}{T^{9/2}} N_e, \quad (5)$$

где  $T$  — температура электронов в плазме, эВ.

Таким образом, модель (1)–(5) описывает дифракцию лазерного импульса, его керровскую самофокусировку, дефокусировку в самонаведенной лазерной плазме, возникающей за счет многофотонной ионизации и электронной лавины, потери энергии на ионизацию среды и поглощение в плазме. В предложенной модели мы пренебрегаем изменением формы ультракороткого импульса вследствие материальной дисперсии и эффекта запаздывания керровской нелинейности.

Поскольку в данной статье основное внимание уделяется влиянию неунимодального пространственного профиля входного пучка на многофиламентацию излучения, изменение формы ультракороткого импульса вследствие материальной дисперсии в среде не учитывалось. Авторами [16] было показано, что материальная дисперсия влияет на форму импульса и количественное значение эффективности преобразования начальной энергии импульса в суперконтинуум, в то время как пространственное распределение плотности энергии излучения меняется несущественно. В самом деле, в воздухе диаметр филамента составляет 50–100 мкм, т.е. длина его дифракционного расплывания для излучения на длине волны 810 нм не более  $\sim 2$  см. В то же время характерный временной масштаб, возникающий в процессе самофокусировки излучения, составляет 10 фс. Соответствующая этому временному масштабу длина дисперсионного расплывания  $\sim 1$  м. Таким образом, пространственные эффекты, определяющие картину многофиламентации, развиваются быстрее, чем временные. В воде диаметр филамента около 10 мкм [25], и длина дифракционного расплывания уменьшается до 200 мкм. Для временного масштаба 10 фс длина дисперсионного расплывания в воде равна 1000 мкм, т.е. и в конденсированной среде пространственные эффекты развиваются быстрее временных.

Нелинейную добавку к показателю преломления, связанную с керровской нелинейностью, можно записать в виде

$$\Delta n_{kerr} = \frac{1}{2} n_2 \left\{ (1 - \tilde{n}) |E(t)|^2 + \tilde{n} \int_{-\infty}^t H(t-t') |E(t')|^2 dt' \right\}, \quad (6)$$

где

$$H(t) = \text{step}(t) \Omega^2 \exp\left(-\frac{\Gamma t}{2}\right) \frac{\sin \Lambda t}{\Lambda}$$

— функция отклика; для воздуха  $\Lambda^2 = \Omega^2 - \frac{\Gamma^2}{4}$ ,

$\Omega = 20,6$  ТГц,  $\Gamma = 26$  ТГц;  $n_2$  — коэффициент керровской нелинейности среды; коэффициент  $\tilde{n} = 1/2$  характеризует соотношение между мгновенным и инерционным вкладами в  $\Delta n_{kerr}$  [26, 27]. Характерное время отклика немгновенного слагаемого в (6)

составляет 76 фс. Поскольку длительность импульса, для которого проводится численное моделирование, не превышает 45 фс, вклад безынерционной части можно учесть эффективно, интегрируя (6) для гауссовой формы временного распределения излучения. В результате нелинейная добавка (6) может быть представлена в безынерционном виде [5]:

$$\Delta n_{kerr}(t) = \frac{1}{2} n_{2eff}(t) |E(t)|^2,$$

где для импульса длительностью 45 фс  $n_{2eff}(t) \approx 0,6n_2$ . При расчетах значение  $n_2$  принималось равным  $10^{-19}$  см<sup>2</sup>/Вт, и соответствующая критическая мощность самофокусировки для короткого импульса длительностью 45 фс  $P_{cr} = 10$  ГВт.

В воде вклад керровской нелинейности  $\Delta n_{kerr}(t)$  вычислялся как безынерционный [25], и полагалось  $n_{2eff} = n_2 = 2 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/Вт. Соответствующая критическая мощность самофокусировки  $P_{cr} = 4$  МВт.

При филаментации мощного фемтосекундного импульса на длине волны 810 нм в атмосферном воздухе пиковая интенсивность составляет  $5 \cdot 10^{13} - 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, а максимальная концентрация свободных электронов не превышает  $10^{17}$  см<sup>-3</sup> (при концентрации молекул компонентов воздуха  $N_a = 2,7 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>). Частота столкновений электронов с нейтральными частицами  $\nu_c$  составляет  $\sim 2 \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup>. Время между столкновениями  $\sim 500$  фс превышает длительность импульса, используемую в экспериментах по филаментации и в численном моделировании, рассматриваемом в данной работе. Лавинная ионизация в воздухе за время прохождения импульса не происходит. Время рекомбинации  $\sim 1$  нс, рассчитанное для концентрации электронов  $10^{17}$  см<sup>-3</sup> и температуры плазмы 5 эВ, много больше длительности импульса. Скоростное уравнение (3) в случае атмосферного воздуха преобразуется к виду

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = P(|E|^2)(N_a - N_e).$$

Нелинейная добавка к показателю преломления (2) записывается как

$$\Delta n = \Delta n_{2eff} |E|^2 - 2\pi e^2 N_e / (m\omega^2).$$

В воде концентрация нейтральных частиц  $N_a = 3,3 \cdot 10^{22}$  см<sup>-3</sup> более чем в 1000 раз превышает концентрацию молекул воздуха. При интенсивности излучения  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> частота ионизации  $\nu_i \sim 2 \cdot 10^{14}$  с<sup>-1</sup> и время  $1/\nu_i = 5$  фс меньше длительности импульса. Таким образом, рост концентрации свободных электронов происходит как за счет многофотонной, так и за счет лавинной ионизации. Частота столкновений в воде при интенсивности  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>  $\nu_c \sim 2 \cdot 10^{15}$  с<sup>-1</sup> сравнима с частотой излучения  $\omega = 2,3 \cdot 10^{15}$  с<sup>-1</sup>. Нелинейная добавка к показателю преломления  $\Delta n$  и уравнение для плотности плазмы рассматриваются в виде (2), (3) соответственно.

В процессе численных расчетов через определенные расстояния  $\Delta z$  выводились следующие распределения:

плотность энергии

$$J(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y, z, \tau) d\tau,$$

профили интенсивности

$$I(x = 0, y, \tau),$$

профили спектральной интенсивности  $S(x, y, \omega)$ , которые определялись с помощью преобразования Фурье:

$$S(x, y, z, \omega) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, y, z, \tau) e^{i\omega\tau} d\tau \right|^2, \quad (7)$$

где  $\tau = t - z/v_g$  — бегущее время.

## Сценарий многофиламентации фемтосекундного лазерного импульса

При распространении лазерных импульсов с пиковой мощностью, в несколько раз превосходящей критическую мощность самофокусировки, возможно формирование нескольких филаментов, взаимодействие которых существенно нестационарно. При численном моделировании этого явления распределение комплексной амплитуды поля на входе в воду (при  $z = 0$ ) задается в виде суммы двух гауссовых функций:

$$E(x, y, 0, \tau) = e^{-\tau^2/2\tau_0^2} \left\{ E_1 \exp \left[ -\frac{x^2 + (y - y_0)^2}{2a_1^2} \right] + E_2 \exp \left[ -\frac{x^2 + (y + y_0)^2}{2a_2^2} \right] \right\}, \quad (8)$$

где  $\tau_0 = 27$  фс — длительность импульса по уровню  $e^{-1}$ ;  $y_0 = 0,22$  мм; радиусы пучков  $a_1 \equiv a_0 = 0,22$  мм,  $a_2 = 0,055$  мм;  $E_1 = \sqrt{8\pi I_1/c}$ ,  $I_1 = 2,25 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $E_2 = \sqrt{8\pi I_2/c}$ ,  $I_2 = 8,1 \cdot 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>. Дифракционная длина возмущения радиуса  $a_0$  равна  $l_d = ka_0^2 = 37,5$  см. Пиковая мощность импульса превышает критическую мощность самофокусировки гауссова пучка примерно в 4 раза. При  $z = 0$  парциальная мощность неоднородности радиусом  $a_1$  составляет 58% полной мощности, неоднородности радиусом  $a_2$  — 42% полной мощности. При  $\tau = -\infty$  начальная концентрация свободных электронов  $N_e(x, y, z, \tau = -\infty) = 10^{10}$  см<sup>-3</sup> [28].

Для исследования нестационарного формирования филаментов рассмотрим эволюцию вдоль оси  $z$  пространственного распределения плотности энергии  $J(x, y)$ , поскольку практически всегда в экспериментах с импульсами фемтосекундной длительности регистрируется именно эта величина (рис. 1).

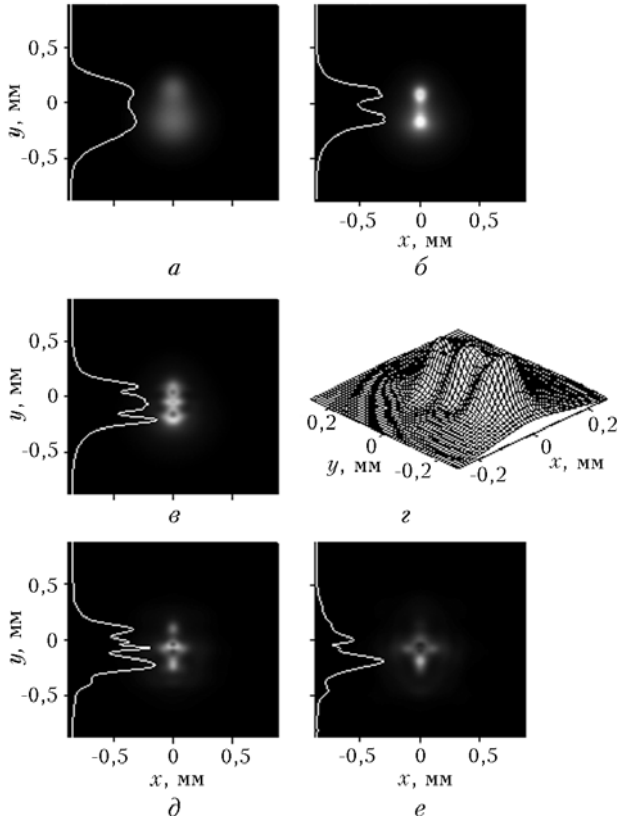


Рис. 1. Поперечные распределения плотности энергии на различных расстояниях  $z$ :  $a$  — ( $z = 0$ ) начальные условия;  $b$  — ( $z = 0,2l_d$ ) независимое развитие двух филаментов;  $c, z$  — ( $z = 0,3l_d$ ) рождение «дочернего» филамента как результат взаимодействия кольцевых структур «родительских»;  $d$  — ( $z = 0,45l_d$ ) начало распада верхнего филамента;  $e$  — ( $z = 0,55l_d$ ) «гибель» верхнего филамента

На расстоянии  $0 < z < 0,2l_d$  растет интенсивность неоднородностей. Формирование филаментов происходит практически независимо, как и в случае распространения импульса в режиме одного филамента. При данном соотношении парциальных мощностей исходных неоднородностей два филамента оказываются сформированными примерно на одном и том же расстоянии  $z \approx 0,2l_d$  (рис. 1,  $b$ ) — под расстоянием формирования развитого филамента мы подразумеваем такое расстояние вдоль оси  $z$ , на котором пиковая интенсивность неоднородности достигает пороговой интенсивности для ионизации (для воды  $I \sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>). При распределении плотности энергии на  $z \geq 0,2l_d$  формируются кольца вследствие дефокусировки в плазме, наведенной каждым из филаментов (см. локальные минимумы в районе максимумов плотности энергии на рис. 1,  $b$ ).

Кольцевые структуры образовавшихся «родительских» филаментов интерферируют, и к  $z = 0,3l_d$  образуется «дочерний» развитый филамент с координатами ( $x = 0, y = -0,22a_0$ ), чему соответствует рис. 1,  $c$ . На рис. 1,  $z$  изображено «рождение» третьего филамента в виде поверхности.

При  $z \geq 0,4l_d$  центр тяжести распределения  $J(x, y, z)$  начинает смещаться в сторону отрицательных значений  $y$ , т.е. неоднородность с большей парциальной мощностью начинает доминировать. Это связано с тем, что к расстоянию  $z = 0,45l_d$  импульс теряет около 30% своей первоначальной энергии, главным образом вследствие поглощения в плазме. Филаменты «борются» за энергию. В результате «конкурентной борьбы» (рис. 1,  $d$ ) исчезает один из «родительских» филаментов, а к  $z = 0,55l_d$  высокоинтенсивные максимумы сохраняются только в области  $y < 0$  (рис. 1,  $e$ ), т.е. в результате конкуренции «выживает» только один филамент с координатами ( $x = 0, y = -0,42a_0$ ), сформированный в области начального возмущения с большей парциальной мощностью.

Для более детального исследования процессов независимого развития «родительских» филаментов, интерференции кольцевых структур, расходящихся от них, и образования «дочернего» филамента рассмотрим рис. 2.

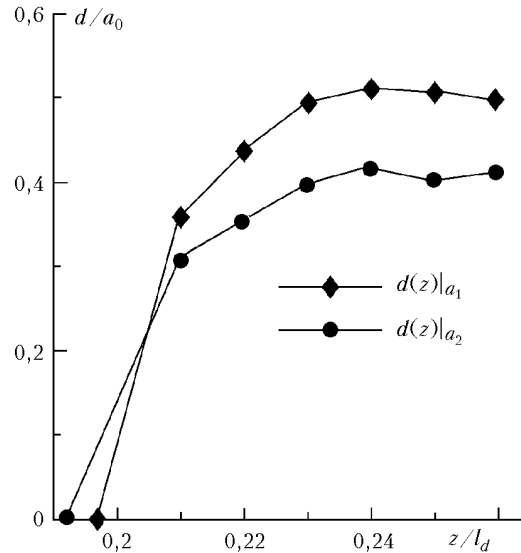


Рис. 2. Графики зависимостей диаметров  $d$  колец «родительских» филаментов от координаты распространения  $z$ . Квадратики соответствуют возмущению радиуса  $a_1$ , кружки — радиуса  $a_2$

Как видно из рис. 2, кольца конической эмиссии образуются на расстоянии  $z \approx 0,2l_d$  и быстро растут, достигая к  $z = 0,23l_d$  диаметров  $d(z = 0,23l_d)|_{a_1} \approx 0,5a_0$  и  $d(z = 0,23l_d)|_{a_2} \approx 0,4a_0$ . На этом расстоянии стадия независимого развития «родительских» филаментов заканчивается, кольцевые структуры сближаются на минимальное расстояние  $\sim 0,3a_0$  и начинается их интерференция. На графике  $d(z)$  это соответствует прекращению роста диаметра колец. При дальнейшем распространении к расстоянию  $z \approx 0,26l_d$  в результате конструктивной интерференции кольцевых структур «родительских» филаментов образуется развитый «дочерний» филамент со своим кольцом конической эмиссии, и говорить о кольцах «родительских» филаментов уже нельзя.

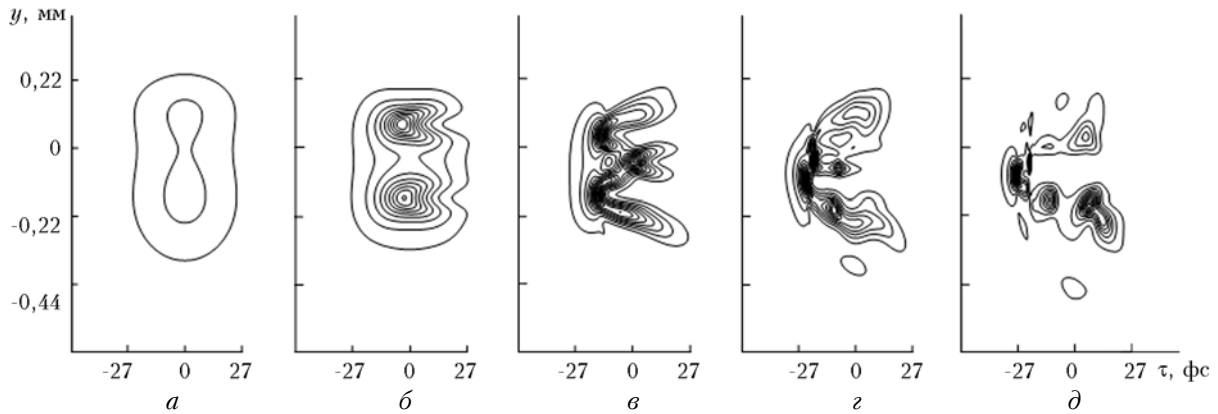


Рис. 3. Линии равной интенсивности  $I(x=0, y, \tau)$  на расстояниях  $z$ :  $a$  — ( $z=0$ ) начальные условия;  $б$  — ( $z=0,2l_d$ ) независимое развитие двух филаментов;  $в$  — ( $z=0,3l_d$ ) рождение «дочернего» филамента как результат взаимодействия кольцевых структур «родительских»;  $г$  — ( $z=0,45l_d$ ) начало распада верхнего филамента;  $д$  — ( $z=0,55l_d$ ) «гибель» верхнего филамента. Минимальный уровень  $0,04I_{\max}$ , шаг между линиями  $0,04I_{\max}$  ( $I_{\max}$  — пиковая интенсивность при  $z=0,55l_d$ )

Численное моделирование позволяет построить разрешенные во времени распределения интенсивности  $I(x=0, y, \tau)$ , которые несут много информации о процессе взаимодействия филаментов (рис. 3). На рис. 3,  $a$  изображено начальное распределение  $I(x=0, y, z=0, \tau)$  на входе в нелинейную среду. На рис. 3,  $б$  и соответствующем ему рис. 1,  $б$  изображены стадии независимого развития двух «родительских» филаментов из начальных возмущений, причем оба филамента являются уже развитыми, так как образовали кольцевые структуры.

К расстоянию  $z=0,3l_d$  (рис. 3,  $в$ ) за счет интерференции колец конической эмиссии, расходящихся от родительских филаментов, образуется третий «дочерний» филамент. Существенно отметить, что филаменты появляются на различных временных слоях, например, «дочерний» филамент образовался на временном слое  $\tau=0,9$  фс, в то время как «родительские» филаменты на  $\tau=-14,5$  фс, расположенном в верхней полуплоскости, и  $\tau=-16,9$  фс — в нижней полуплоскости.

В процессе распространения лазерного импульса его энергия уменьшается за счет диссипации в плазме и ионизации молекул воды. На расстоянии  $z > 0,45l_d$  (рис. 3,  $г$ ) происходит «конкуренция» филаментов, так что к  $z=0,55l_d$  остается единственный филамент в нижней полуплоскости (рис. 3,  $д$ ).

Таким образом, можно выделить следующие этапы взаимодействия нескольких филаментов при распространении мощного фемтосекундного лазерного импульса:

- независимое развитие начальных возмущений на пространственном профиле пучка в развитые «родительские» филаменты;
- интерференцию колец интенсивности, которые расходятся в плоскости поперечного сечения от первоначально образованных «родительских» филаментов,
- появление «дочерних» филаментов в результате этой интерференции;

- конкуренцию филаментов, проявляющуюся в перекачке энергии от одного филамента к другому;
- «выживание» одного (или нескольких) филаментов в результате конкуренции.

## Генерация суперконтинуума многих филаментов

Коротковолновое излучение суперконтинуума генерируется как на осях филаментов, так и в кольцах, расходящихся от каждого филамента. При многофиламентации возможна интерференция этих колец [8]. В длинноволновой части спектра генерация суперконтинуума обнаружена только на осях филаментов [12, 13].

Для изучения пространственного распределения суперконтинуума в воздухе начальные условия на входе в нелинейную среду (воздух) были приняты в виде (8), где  $E_1 = \sqrt{8\pi I_1/c}$ ,  $I_1 = 1,93 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $E_2 = \sqrt{8\pi I_2/c}$ ,  $I_2 = 6,93 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>, энергия импульса составляла  $W_0 = 5$  мДж, радиусы пучков  $a_1 \equiv a_0 = 0,18$  мм,  $a_2 = 0,045$  мм, длина, которая использовалась для нормировки координаты пространства  $z$ , составляла  $l_d = ka_0^2 = 25,1$  см. Пиковая мощность импульса превышает критическую мощность самофокусировки гауссова пучка примерно в 11 раз. В случае близкого расположения начальных возмущений на поперечном профиле пучка значение  $y_0$  было выбрано равным  $0,75a_0$ . В верхнем ряду рис. 4 показано последовательное формирование многих филаментов из двух начальных неоднородностей. Заметим, что в воздухе наблюдаются все основные этапы сценария многофиламентации.

Два филамента развиваются независимо из начальных возмущений, и к расстоянию  $z=0,08l_d$  первый «родительский» филамент, образовавшийся из начального возмущения, расположенного в верхней полуплоскости, образует кольца конической эмиссии.

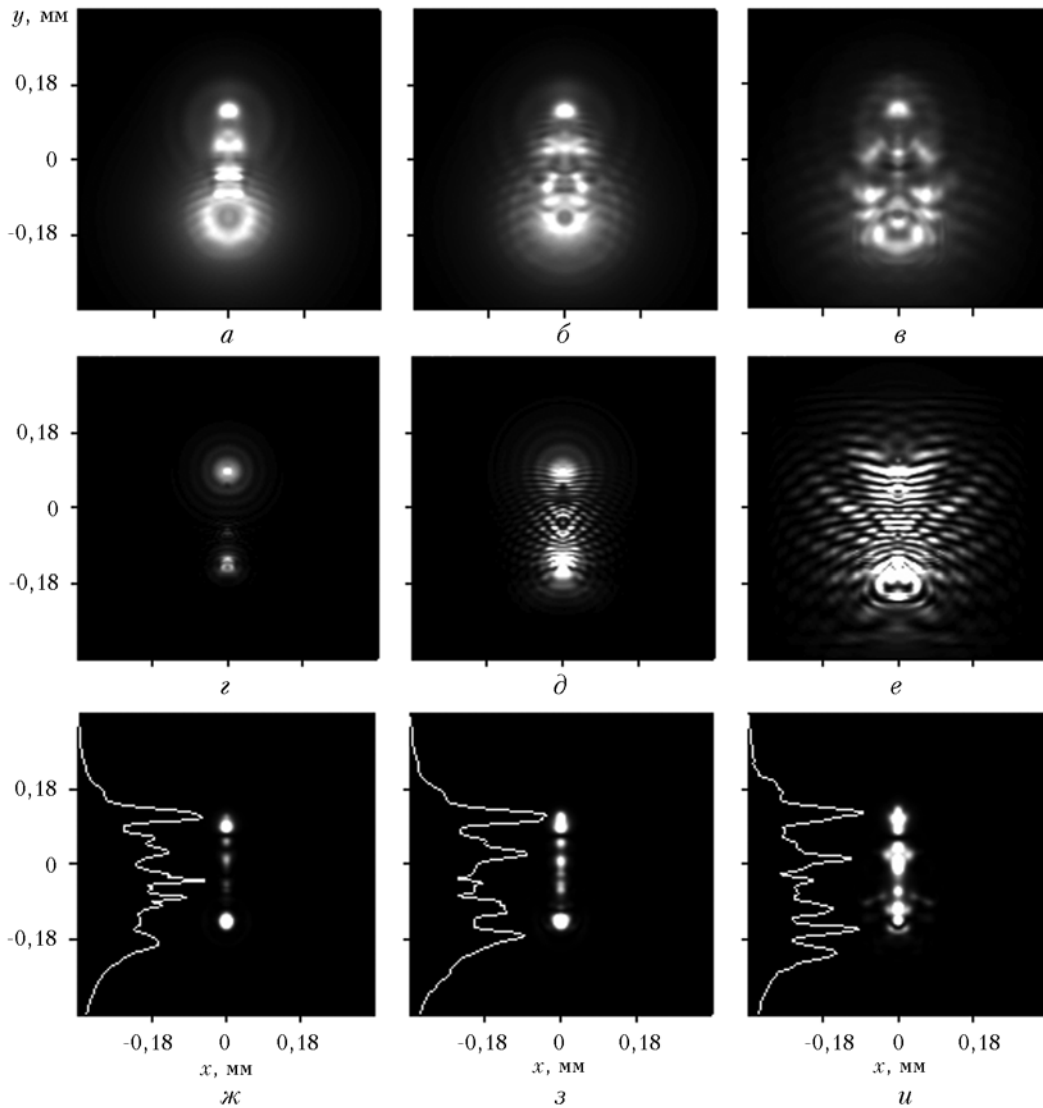


Рис. 4. Пространственные распределения плотности энергии  $J(x, y, z)$  – верхний ряд ( $a$ – $в$ ), спектральной интенсивности суперконтинуума  $S(x, y, z, \lambda)$  в коротковолновой области ( $\lambda = 650$  нм) – средний ряд ( $г$ – $е$ ), спектральной интенсивности суперконтинуума  $S(x, y, z, \lambda)$  в длинноволновой области ( $\lambda = 850$  нм) – нижний ряд ( $ж$ – $и$ ) на ряде расстояний  $z$ : ( $a, г, ж$ ) –  $z = 0,10l_d$ , ( $б, д, з$ ) –  $z = 0,11l_d$ , ( $в, е, и$ ) –  $z = 0,13l_d$

Из этих колец образуются первые «дочерние» филаменты (рис. 4, $a$ ). После образования колец, расходящихся от расположенного в нижней полуплоскости филамента, возникает сложная картина интерференции полей многих филаментов (как «родительских», так и «дочерних»), результатом которой является «рождение» новых филаментов (рис. 4, $б$ ). К расстоянию  $z = 0,13l_d$  образуется около восьми филаментов (рис. 4, $в$ ).

При изучении пространственных распределений суперконтинуума на ряде расстояний  $z$  по формуле (7) определялась спектральная интенсивность  $S(x, y, z, \lambda)$ . Рассмотрим эволюцию пространственного распределения величины  $S(x, y, z, \lambda = 650$  нм), т.е. в коротковолновой области спектра (см. рис. 4, средний ряд). Расстояния регистрации суперконтинуума в численном эксперименте соответствуют расстояниям регистрации плотности

энергии (см. рис. 4, $a$ – $в$ ). Как показано на рис. 4, $г$ , генерация суперконтинуума начинается на осях филаментов вследствие фазовой самомодуляции в условиях керровской нелинейности среды. Затем в процессе дефокусировки в самонаведенной лазерной плазме спектральные компоненты в высокочастотной области суперконтинуума начинают появляться в кольцах, окружающих филаменты (рис. 4, $г, д$ ). Детальное объяснение распространения высокочастотных компонент в виде колец, окружающих филамент, дано в [16]. Одновременное развитие нескольких филаментов приводит к интерференции колец высокочастотных компонент, расходящихся от разных филаментов (см. рис. 4, $д, е$ ). Наличие интерференции показывает, что широкополосное излучение, генерируемое каждым из многих филаментов, рожденных в одном импульсе, когерентно.

В длинноволновой области спектра генерация суперконтинуума происходит преимущественно на осях филаментов (см. рис. 4, нижний ряд). Чтобы подтвердить это, на рис. 4, ж–и вместе с распределениями  $S(x, y, z, \lambda = 850 \text{ нм})$  приведены графики плотности энергии излучения при  $x = 0$ :  $J(x = 0, y, z)$  – белые сплошные линии. Как видно, всякая область активной генерации длинноволнового крыла суперконтинуума связана с соответствующим филаментом. В то же время максимумы спектральных компонент на длине волны  $\lambda = 850 \text{ нм}$  могли сформироваться ранее вдоль оси  $z$ . Поскольку известно, что длинноволновые компоненты суперконтинуума распространяются вдоль осей филаментов [16], то возможно ожидать регистрации максимумов этих компонент, соответствующих положению родившихся (и, возможно, уже исчезнувших или значительно сместившихся) филаментов при любых расстояниях  $z$  меньше расстояния регистрации. Примером такого максимума может служить пик, расположенный в точке  $(x = 0, y = -0,135 \text{ мм})$  на рис. 4, ж. Филамент, сформировавший этот максимум, образовался на расстоянии  $z \approx 0,08l_d$  при тех же значениях  $(x = 0, y = -0,135 \text{ мм})$ , что приблизительно соответствует максимуму возмущения на профиле входного пучка.

Пространственное распределение спектральной интенсивности, полученное в вычислительном эксперименте, представлено на рис. 4, z–u для расстояния между возмущениями  $y_0 = y_{short} = 0,75a_0$ . Для большего расстояния между возмущениями  $y_0 = y_{long} = 0,9a_0$  область интерференции колец конечной эмиссии в коротковолновой области уменьшается. Практически интересным представляется сравнить эффективность преобразования лазерного импульса в суперконтинуум для большего и меньшего расстояний между начальными возмущениями. Энергия суперконтинуума в коротковолновой  $W_{blue}$  и длинноволновой  $W_{red}$  области спектра определяется следующими выражениями:

$$W_{blue}(z) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(x, y, z, \lambda) dx dy d\lambda,$$

$$W_{red}(z) = \int_{\lambda_3}^{\lambda_4} S(x, y, z, \lambda) dx dy d\lambda,$$

где  $\lambda_1 = 400$ ,  $\lambda_2 = 750$ ,  $\lambda_3 = 850$ ,  $\lambda_4 = 1000 \text{ нм}$ . Эффективность преобразования энергии лазерного импульса в суперконтинуум определяется отношением энергии коротковолновой (длинноволновой) части спектра к полной энергии лазерного импульса на входе в нелинейную среду  $W_0$ . На рис. 5 изображены зависимости отношений  $W_{blue}/W_0$  и  $W_{red}/W_0$  от расстояния  $z$  соответственно.

Как видно из рис. 5, энергия суперконтинуума возрастает с расстоянием. В коротковолновой области спектра на расстоянии  $z = 0,10l_d$  эффективность преобразования достигает  $8,0 \cdot 10^{-4}$  для более близкого расположения возмущений и  $5,9 \cdot 10^{-4}$  для

более дальнего расположения. В длинноволновой области спектра эффективность преобразования в суперконтинуум также больше в случае близкого расположения начальных возмущений.

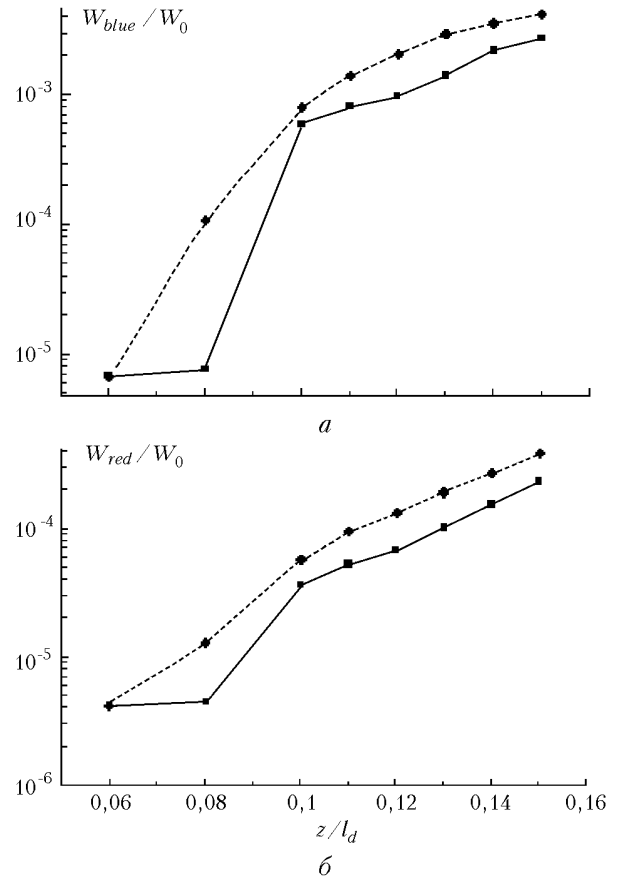


Рис. 5. Зависимости энергии суперконтинуума в коротковолновой  $W_{blue}$  (а) и длинноволновой  $W_{red}$  (б) областях спектра от расстояния  $z$ . Сплошная линия соответствует дальнейшему расположению начальных возмущений, пунктирная линия – ближайшему расположению;  $W_0$  – энергия лазерного импульса при  $z = 0$

Таким образом, близкое расположение начальных неоднородностей является более предпочтительным для перекачки энергии с основной длины волны в белый свет. Это соответствует экспериментальным данным по влиянию масштабирования размеров пучка на сигнал суперконтинуума и нелинейной флуоресценции [29].

## Выводы

1. Сценарий формирования многих филаментов при распространении фемтосекундного лазерного импульса с неунимодальным поперечным распределением интенсивности включает:

- независимое развитие начальных возмущений на пространственном профиле пучка в развитые филаменты, образующие плазменные «микрочаналы»;
- интерференцию колец в распределении интенсивности, которые расходятся в плоскости

поперечного сечения от первоначально образованных «родительских» филаментов;

– появление «дочерних» филаментов в результате этой интерференции;

– конкуренцию филаментов, проявляющуюся в перекачке энергии от одного филамента к другому;

– «выживание» одного (или нескольких) филаментов в результате конкуренции.

2. При многофиламентации пространственное распределение излучения суперконтинуума в длинноволновой области спектра представляет собой совокупность осесимметричных пиков с центрами на оси соответствующих филаментов. В коротковолновой области наблюдается интерференция колец конической эмиссии суперконтинуума, расходящихся от каждого филамента.

3. Уменьшение расстояния между начальными возмущениями на профиле интенсивности пучка приводит к увеличению эффективности преобразования лазерного импульса в излучение суперконтинуума.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-16939, ERO, контракт № 62558-03-M-0029) и гранта CRDF GAP № RPO-1390-TO-03.

1. Chiao R.Y., Johnson M.A., Krinsky S., Smith H.A., Townes C.H., Garmire E. A new class of trapped light filaments // IEEE. J. Quantum. Electron. 1966. V. 2. N 9. P. 467–469.
2. Schillinger H., Sauerbrey R. Electrical conductivity of long plasma channels in air generated by self-guided femtosecond laser pulses // Appl. Phys. B. 1999. V. 68. N 4. P. 753–756.
3. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air // Opt. Lett. 1995. V. 20. N 1. P. 73–75.
4. Tzortzakis S., Berge L., Couarion A., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. Breakup and fusion of self-guided femtosecond light pulses in air // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. N 24. P. 5470–5473.
5. Chin S.L., Petit S., Liu W., Iwasaki A., Nadeu M.-C., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Andrianov K.Yu. Interference of transverse rings in multifilamentation of powerful femtosecond laser pulses in air // Opt. Commun. 2002. V. 210. N 9. P. 329–341.
6. Mechain G., Couairon A., Andre Y.-B., Amico C.D., Franco M., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A., Sauerbrey R. Long-range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionization // Appl. Phys. B. 2004. V. 79. N 3. P. 379–382.
7. Ito S., Ishikawa H., Miura T., Takasago K., Endo A., Torizuka K. Seven-terawatt Ti:sapphire laser system operating at 50 Hz with high beam quality for laser Compton femtosecond X-ray generation // Appl. Phys. B. 2003. V. 76. N 5. P. 497–503.
8. Liu W., Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Kandidov V.P. Experimental observation and simulations of the self-action of white light laser pulse propagating in air // New Journ. of Phys. 2004. V. 6. N 6. P. 6.1–6.22.
9. Chin S.L., Talebpour A., Yang J., Petit S., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Tamarov M.P. Filamentation of femtosecond laser pulses in turbulent air // Appl. Phys. B. 2002. V. 74. N 1. P. 67–76.
10. Kasparian J., Sauerbrey R., Mondelain D., Niedermeier S., Yu J., Wolf J.-P., Andre Y.-B., Franco M., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A., Rodriguez M., Wille H., Wöste L. Infrared extension of the supercontinuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere // Opt. Lett. 2000. V. 25. N 18. P. 1397–1399.
11. Kasparian J., Rodrigues M., Mejean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., Andre Y.-B., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.-P., Wöste L. White-light filaments for atmospheric analysis // Science. 2003. V. 301. N 5629. P. 61–64.
12. Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A. Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air // Opt. Lett. 1996. V. 21. N 1. P. 62–64.
13. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chien C.Y., Chin S.L. Conical emission from laser–plasma interactions in the filamentation of powerful ultrashort laser pulses in air // Opt. Lett. 1997. V. 22. N 17. P. 1332–1334.
14. Kandidov V.P., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Liu W., Becker A., Aközbebek N., Bowden C.M., Chin S.L. Self-transformation of a powerful femtosecond laser pulse into a white-light laser pulse in bulk optical media (or supercontinuum generation) // Appl. Phys. B. 2003. V. 77. N 2–3. P. 149–165.
15. Cook K., Kar A.K., Lamb R.A. White-light supercontinuum interference of self-focused filaments in water // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83. N 19. P. 3861–3863.
16. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. Коническая эмиссия мощного фемтосекундного лазерного импульса в атмосфере // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 5. С. 335–348.
17. Kolesik M., Katona G., Moloney J.V., Wright E.M. Physical factors limiting the spectral extent and band gap dependence of supercontinuum generation // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. N 14. P. 043905–1–4.
18. Aközbebek N., Scalora M., Bowden C.M., Chin S.L. White-light continuum generation and filamentation during the propagation of ultra-short laser pulses in air // Opt. Commun. 2001. V. 191. N 3–6. P. 353–362.
19. Mlejnek M., Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M. Optically Turbulent Femtosecond Light Guide in Air // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. N 15. P. 2938–2941.
20. Mechain G., Couairon A., Prade B., Mysyrowicz A. Organizing multiple femtosecond filaments in air // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. N 3. P. 035003–1–4.
21. Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Liu W., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Aközbebek N., Kandidov V.P. Competition of multiple filaments during the propagation of intense femtosecond laser pulses // Phys. Rev. A. 2004. (In press).
22. Паўсер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
23. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. Ионизация атомов в переменном электрическом поле // Ж. эксперим. и теор. физ. 1966. Т. 50. № 5. С. 1393–1410.
24. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. Начальная фазовая модуляция мощного фемтосекундного лазерного импульса как средства управления его филаментацией и генерацией суперконтинуума в воздухе // Квант. электрон. 2003. Т. 33. № 6. С. 525–530.
25. Liu W., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Iwasaki A., Becker A., Kandidov V.P., Chin S.L. Femtosecond laser pulse filamentation versus optical breakdown in H<sub>2</sub>O // Appl. Phys. B. 2003. V. 76. N 3. P. 215–229.
26. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air // Opt. Lett. 1998. V. 23. N 5. P. 382–384.



27. *Nibbering E.T.J., Grillon G., Franco M.A., Prade B.S., Mysyrowicz A.* Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N<sub>2</sub>, and O<sub>2</sub> by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses // *J. Opt. Soc. Amer. B.* 1997. V. 14. N 3. P. 650.
28. *Feng Q., Moloney J.V., Newell A.C., Wright E.M., Cook K., Kennedy P.K., Hammer D.X., Rockwell B.A., Thompson C.R.* Theory and simulation on the threshold of water breakdown induced by focused ultrashort laser pulses // *IEEE. J. Quantum. Electron.* 1997. V. 33. N 2. P. 127–137.
29. *Luo Q., Hosseini S.A., Liu W., Gravel J.-F., Kosareva O.G., Panov N.A., Aközбек N., Kandidov V.P., Roy G., Chin S.L.* Effect of beam diameter on the propagation of intense femtosecond laser pulses // *Appl. Phys. B.* 2004. (In press.).

*O.G. Kosareva, N.A. Panov, V.P. Kandidov.* **Scenario of multiple filamentation and supercontinuum generation in a high-power femtosecond laser pulse.**

We study the formation and development of multiple filaments in a high-power femtosecond laser pulse. By means of 3D+time numerical simulations, we have shown the «birth», «competition» and «death» of filaments along the propagation direction. The effect of the separation distance between the perturbations in the initial beam profile on the conversion efficiency of the input pulse energy into the supercontinuum energy has been investigated. The decrease in the separation distance between two perturbations is shown to be the reason for the increase in the supercontinuum conversion efficiency.