

## Динамическая мелкомасштабная самофокусировка фемтосекундного лазерного импульса

В.П. Кандидов, О.Г. Косарева, С.А. Шленов,  
Н.А. Панов, В.Ю. Федоров, А.Е. Дормидонов

### Аннотация

Численно исследовано формирование множества филаментов в лазерном импульсе с первоначальными возмущениями интенсивности и при распространении в турбулентной атмосфере. Показано, что конкуренция между нелинейными фокусами может привести к замедлению образования филаментов в процессе распространения. В турбулентной атмосфере число филаментов увеличивается с расстоянием. Нестационарная интерференция при дефокусировке в лазерной плазме является причиной зарождения вторичных филаментов. Динамическая конкуренция сформировавшихся филаментов в течение импульса сокращает их протяженность и длину плазменных каналов.

**Ключевые слова:** мелкомасштабная самофокусировка, фемтосекундные импульсы, филаментация.

Явление мелкомасштабной самофокусировки привлекло внимание исследователей еще в 1970-80<sup>-х</sup> годах в связи с проблемой усиления мощных наносекундных импульсов в твердотельных лазерных системах [1, 2]. В настоящее время интерес к этому явлению обусловлен в основном современными задачами фемтосекундной лазерной оптики. При распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов в газах и конденсированных средах формируются протяженные филаменты, в которых концентрируется значительная часть энергии излучения [3, 4, 5]. Филаментация сопровождается образованием плазменных каналов, сдвигом частотного спектра импульса. Сейчас исследуется возможность использования этих свойств лазерного излучения для разработки новых методов фемтосекундной лазерной технологии в микрофотонике, лазерном зондировании окружающей среды, в дистанционном управлении электрическим разрядом [6].

Формирование филаментов обусловлено совместным проявлением керровской самофокусировки среды и нестационарной абберационной дефокусировки излучения в наведенной лазерной плазме. В импульсах гига- и тераваттной мощности образуется хаотический пучок филаментов, которые зарождаются в результате мелкомасштабной самофокусировки лазерного излучения. Стохастизация пучка из множества филаментов в фемтосекундном лазерном импульсе является следствием пространственной неустойчивости высокоинтенсивного светового поля в среде с

керровской нелинейностью [7]. Возмущения интенсивности и фазы излучения на выходе лазерной системы, флуктуации показателя преломления среды приводят к случайному от импульса к импульсу расположению филаментов в пучке и, как следствие этого, к нерегулярному сигналу обратного рассеяния в фемтосекундном лидаре [8].

С точки зрения нелинейной оптики филаменты представляют собой следы движущихся фокусов [9]. В отличие от самофокусировки наносекундных импульсов в оптических стеклах, рост интенсивности в нелинейных фокусах фемтосекундных импульсов ограничивается не двухфотонным поглощением, а нелинейной рефракцией в лазерной плазме, наведенной в результате многофотонной и туннельной ионизации [10, 11].

Экспериментально филаментация регистрируется CCD камерой по появлению в плоскости наблюдения множества «горячих» точек в распределении плотности энергии в каждом импульсе или по генерации суперконтинуума. В [12, 13] импульсы Титан-сапфирового лазера длительностью 42 фс и энергией 40 мДж при распространении на 35 м распались на 6 — 8 филаментов, первоначально зарождающихся из небольшого числа неоднородностей в распределении плотности энергии на выходном окне лазерной системы. На установке «Teramobile» [14] наблюдалось на расстоянии 55 м более 20 филаментов в импульсе длительностью 600 фс и энергией 230 мДж. С уменьшением длительности импульса до 100 фс и соответственно увеличением пиковой мощности до 2 ТВт возникали первоначально несколько десятков филаментов протяженностью более десяти метров, которые в дальнейшем распались на сотни мелкомасштабных «горячих» точек в распределении плотности энергии в поперечном сечении импульса [15].

Теоретически филаментация исследуется численным решением системы уравнений относительно медленно меняющейся амплитуды светового поля и концентрации электронов в наведенной лазерной плазме [16, 12, 13]. В полной постановке размерностью  $3D + 1$ , когда учитываются нестационарность кубичной нелинейности, материальная дисперсия и флуктуации показателя преломления среды, задача о стохастическом формировании в импульсе тераваттной мощности многих десятков и сотен филаментов требует чрезмерно больших вычислительных мощностей и не поддается решению на крупных кластерах, содержащих, например, до 128 процессоров [15]. В [16] получена пространственно-временная картина развития филаментов в импульсе, в котором на гауссовое распределение интенсивности в поперечном сечении наложены крупномасштабные гармонические возмущения. Распад и слияние первоначально образовавшихся филаментов авторы определили, как оптическую турбулентность. Развитие множества филаментов из двух возмущений в распределении интенсивности на

выходе лазерной системы исследовано в [13] для объяснения замирания сигнала обратного рассеяния при импульсно-периодическом зондировании воздушной среды. Стохастическое зарождение множества филаментов при распространении лазерных импульсов в турбулентной атмосфере рассмотрено в [17] в квазистационарном приближении с феноменологической моделью ограничения интенсивности в движущихся фокусах. В [15] использована редуцированная модель, в которой для расчета концентрации электронов в плазменном канале вводится аппроксимация временного профиля импульса в окрестности нелинейного фокуса гипотетическим гауссовым пичком постулированной длительности. Это позволило уменьшить размерность исследуемой задачи и рассчитать распределение плотности энергии в сечении при филаментации фемтосекундных импульсов с параметрами, близкими к генерируемым на установке «Teramobile».

В настоящей работе численно исследуется динамическая мелкомасштабная самофокусировка фемтосекундного лазерного импульса, которая проявляется в формировании множества филаментов. Рассматривается развитие филаментов при распространении в регулярной среде импульса с небольшим числом первоначальных возмущений и первоначально невозмущенного импульса в турбулентной атмосфере.

### Модель формирования филаментов

Для импульса длительностью  $10^{-13} - 10^{-14}$  с применимо приближение медленно меняющихся амплитуд и его огибающая  $E(x, y, z, t)$  в бегущем времени  $t$  удовлетворяет уравнению:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{2k^2}{n_0} (\Delta n_k + \Delta n_p + \Delta \tilde{n}) E. \quad (1)$$

Приращение показателя преломления  $\Delta n_k$  описывает керровскую нелинейность. Электронная компонента этой нелинейности является мгновенной, а время установления отклика, обусловленного вынужденным рассеянием на вращательных переходах молекул газов, сравнимо с длительностью импульса. Поэтому  $\Delta n_k$  представляется в виде свертки [18, 19]:

$$\Delta n_k(t) = \frac{1}{2} n_2 \left\{ |E(t)|^2 + \int_{-\infty}^t h(t-t') |E(t')|^2 dt' \right\} \quad (2)$$

где  $n_2$  — коэффициент керровской нелинейности при квазистационарном излучении. Для воздуха функция отклика  $h(t)$  аппроксимируется выражением [18]:

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

$$\Lambda^2 = \Omega^2 - \frac{\Gamma^2}{4}, \quad \Omega = 20.6 \text{ ТГц}, \quad \Gamma = 26 \text{ ТГц}. \quad (3)$$

Вклад лазерной плазмы в нелинейность  $\Delta n_p$  определяется плазменной частотой  $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N_e / m_e}$ , частотой столкновений  $\nu_c = N_0 v_e \sigma_c$  с нейтральными частицами среды:

$$\Delta n_p = -\frac{\omega_p^2}{2n_0(\omega^2 + \nu_c^2)} \left(1 - i \frac{\nu_c}{\omega}\right), \quad (4)$$

где  $e$ ,  $m_e$  — заряд и масса электрона соответственно,  $N_0$  — концентрация нейтральных частиц,  $v_e$  — скорость электронов,  $\sigma_c$  — сечение столкновений электронов с нейтральными частицами,  $\omega$  — частота лазерного излучения,  $n_0$  — показатель преломления среды. Концентрация электронов  $N_e$  подчиняется кинетическому уравнению:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = R(|E|^2) (N_0 - N_e) + \nu_i N_e - \beta N_e^2. \quad (5)$$

Для скорости многофотонной ионизации  $R(|E|^2)$  используется модель Переломова-Попова-Терентьева [20], для частоты лавинной ионизации, которая существенна для конденсированных сред, — выражение [21]:

$$\nu_i = \frac{1}{W} \frac{e^2 E^2}{2m_e(\omega^2 + \nu_c^2)} \nu_c, \quad (6)$$

где  $W$  — потенциал ионизации или ширина запрещенной зоны,  $\beta$  — скорость рекомбинации.

Флуктуации показателя преломления в среде  $\Delta \tilde{n}(x, y, z)$  определяются пространственным спектром  $F_{\Delta n}$ , который для атмосферной турбулентности  $F_{\Delta n}$  имеет вид [22]:

$$F_{\Delta n}(\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z) = 0,033 C_n^2 (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6} \cdot \exp(-\kappa^2 / \kappa_m^2), \quad \kappa^2 = \kappa_x^2 + \kappa_y^2 + \kappa_z^2, \quad (7)$$

где  $C_n^2$  характеризует величину турбулентных флуктуаций, постоянные  $\kappa_0 = 2\pi/L_0$  и  $\kappa_m = 5,92/l_0$  — нижнюю и верхнюю границы пространственных частот для инерционного интервала турбулентности от внешнего масштаба  $L_0$  до внутреннего  $l_0$ .

Модель (1) не учитывает волновую нестационарность, которая приводит к нелинейному укручению фронтов импульса [23] и не влияет на формирование нелинейных фокусов в его поперечном сечении. Кроме того в (1) не включена

дисперсия групповой скорости, поскольку для рассматриваемых импульсов дисперсионная длина превышает расстояние развития пространственной неустойчивости [24].

### Импульс с возмущениями интенсивности в регулярированной среде

Образование филаментов в импульсе с начальными возмущениями интенсивности рассмотрим на примере суперпозиции двух парциальных когерентных пучков, центры которых сдвинуты друг относительно друга в плоскости поперечного сечения. Парциальные пучки предполагаются гауссовыми с равными амплитудами и ширинами.

$$E(x, y, z = 0, \tau) = \exp\left[-\tau^2 / 2\tau_0^2\right] E(x, y),$$

$$E(x, y) = E_0 \exp\left[-\frac{(y - d/2)^2 + x^2}{2a_0^2}\right] + E_0 \exp\left[-\frac{(y + d/2)^2 + x^2}{2a_0^2}\right] \quad (8)$$

Такая модель соответствует распределению плотности энергии, наблюдаемому на выходе фемтосекундной лазерной системы [25]. В качестве масштаба для пиковой мощности  $P$  импульса (8) можно взять критическую мощность самофокусировки гауссового пучка

$$P_g = \frac{\pi n_0}{2k^2 n_2} R_{cr}, \text{ которая близка к мощности моды}$$

Таунса, описывающей поле в нелинейном фокусе [26]. Для параметра нелинейности  $R_{cr}$  известны

оценки:  $R_{cr}^{ax} = 1$  в приосевом приближении [27],

$R_{cr}^H = 4$  из равенства нулю гамильтониана пучка Н

[28] и  $R_{cr}^{CS} = 3,77$  согласно численному моделированию [29].

Зарождение и начальная стадия образования филаментов определяется керровской самофокусировкой излучения, в процессе которой интенсивность в нелинейных фокусах возрастает до порога фотоионизации среды. (В воздухе атмосферного давления порог многофотонной ионизации составляет порядка  $5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> [30], в воде —  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> [31]). Плазма в нелинейном фокусе вызывает дефокусировку последующих временных слоев импульса, и как следствие этого, появление интерференционных колец в распределении интенсивности и плотности энергии [11]. Плазменный канал стабилизирует измеряемые параметры, характеризующие сформировавшийся филамент — его энергию, поперечный размер. Сильные градиенты светового поля в плазме приводят к генерации суперконтинуума [32].

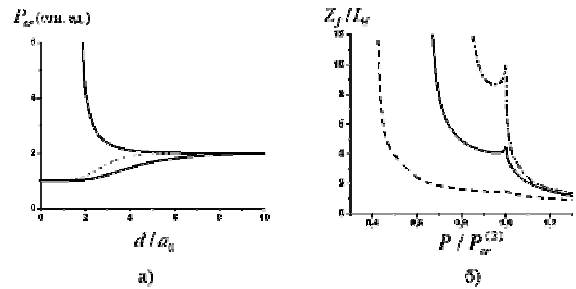


Рис. 1а. Зависимости критических мощностей первой  $P_{cr}^{(1)}$

(нижняя сплошная кривая) и второй  $P_{cr}^{(2)}$  (верхняя сплошная) от расстояния  $d$  между максимумами возмущений в первоначальном распределении интенсивности. Оценка первой критической мощности по гамильтониану  $P_{cr}^{H(1)}$  - штриховая кривая.  $P_{cr}^{(1)}$  и  $P_{cr}^{(2)}$  отнесены к критической мощности самофокусировки  $P_g^{CS}$  гауссового пучка, определенной численно,  $P_{cr}^{H(1)}$  — к критической мощности  $P_g^H$ , вычисленной по гамильтониану.

Рис. 1б. Расстояние до начала филамента  $Z_f$  в зависимости от пиковой мощности  $P$  для импульсов, у которых в распределении интенсивности расстояния между начальными возмущениями  $d = 2.5a_0$  (нижняя кривая),  $3.5a_0$  (средняя),  $4.5a_0$  (верхняя).  $L_d = ka_0^2$  - дифракционная длина парциального пучка.

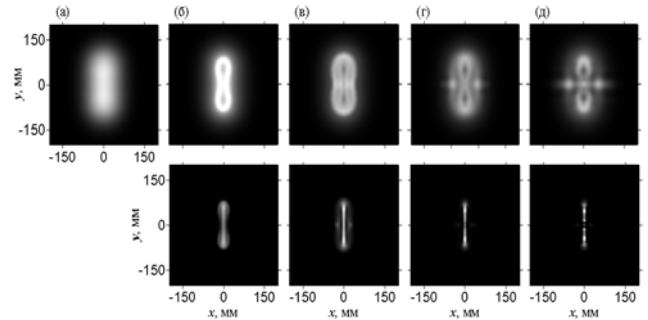
Для качественного анализа начальной стадии образования филаментов рассмотрим стационарную самофокусировку лазерного излучения (8), интенсивность которого совпадает с пиковой в импульсе. Из численного исследования следует, что в этом случае существуют две критические мощности  $P_{cr}^{(1)}$  и  $P_{cr}^{(2)}$ , значения которых зависят от расстояния  $d$  между парциальными пучками (рис. 1а). При пиковой мощности  $P < P_{cr}^{(1)}$  в импульсе нет филаментации, при  $P_{cr}^{(1)} < P < P_{cr}^{(2)}$  в импульсе зарождается один нелинейный фокус и, следовательно, образуется один филамент, при  $P > P_{cr}^{(2)}$  формируются два и более филаментов. При  $d \rightarrow \infty$  излучение распадается на два не связанных парциальных пучка, значения  $P_{cr}^{(1)}$  и  $P_{cr}^{(2)}$  стремятся к  $2P_g^{CS}$ , и образование одного филамента невозможно.

Расстояние до начала филамента  $Z_f$  меняется немонотонно с ростом пиковой мощности  $P$  при неизменном смещении парциальных пучков

( $d/a_0 = \text{const}$ ). При незначительном превышении первой критической мощности  $P \geq P_{cr}^{(1)}$  расстояние  $Z_f$  стремительно уменьшается с ростом  $P$ , при  $P > P_{cr}^{(1)}$  это уменьшение замедляется, и с приближением мощности  $P$  ко второй критической  $P_{cr}^{(2)}$  расстояние самофокусировки  $Z_f$  возрастает с увеличением мощности  $P$  (рис. 1б). Такой характер зависимости  $Z_f(P)$  объясняется конкуренцией первоначальных возмущений, которую можно определить как «стационарную», поскольку она развивается с расстоянием  $z$  и не зависит от времени  $t$ . При мощности  $P \geq P_{cr}^{(1)}$  первоначальные возмущения в начале распространения сливаются в одно, а затем происходит самофокусировка, при которой в соответствие с моделью движущихся фокусов мощность с периферии пучка стягивается к его оси [33]. В этом случае расстояние до начала филамента тем меньше, чем больше мощность  $P$ . При  $P \leq P_{cr}^{(2)}$  начальные возмущения вначале нарастают независимо. Затем происходит протяженная конкуренция между выросшими возмущениями, и накопившаяся в них мощность перетекает на ось пучка, где формируется один нелинейный фокус. «Стационарное» перераспределение мощности в сечении импульса затягивает образование филамента, и расстояние до его начала увеличивается. При  $P > P_{cr}^{(2)}$  расстояние  $Z_f$  вновь монотонно уменьшается с увеличением мощности.

Аналитическая оценка первой критической мощности  $P_{cr}^{H(1)}$  получена из условия равенства нулю гамильтониана  $H$  (рис. 1а) [34]. Из зависимости  $P_{cr}^{H(1)}/P_g^H$  от расстояния  $d$  следует, что оценка по гамильтониану  $H$  дает завышенную критическую мощность в области  $d/a_0 = 2 - 6$ , где нелинейный фокус формируется при сильной конкуренции первоначальных возмущений.

Динамическая самофокусировка рассмотрена при распространении в воде импульса (8) длительностью  $\tau_0 = 27$  фс с парциальными пучками радиуса  $a_0 = 63$  мкм, смещенными на расстояние  $d = 2a_0$  друг относительно друга. Эти параметры соответствуют эксперименту по филаментации в воде сфокусированного импульса [35]. В воде керровскую нелинейность можно считать безынерционной и положить функцию отклика равной:  $h(t) = \delta(t)$ . Коэффициент нелинейности для воды  $n_2 = 10^{-19}$  см<sup>2</sup>/Вт, что соответствует критической мощности самофокусировки  $P_g = 4 \cdot 10^6$  Вт [35]. В воде лавинная ионизация вносит существенный вклад в генерацию плазмы, поскольку при интенсивности в филаменте  $10^{13} - 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> частота ионизации



**Рис. 2.** Тоновые изображения распределений плотности энергии  $J(x, y)$  (верхний ряд) и плотности электронов лазерной плазмы  $N_e(x, y)$  (нижний ряд) в поперечном сечении импульса на различных расстояниях  $z/L_d = 0.0$  (а); 0.15 (б); 0.20 (в); 0.25 (г); 0.30 (д). Плотность энергии  $J(x, y)$  нормирована на  $0.29$  Дж/см<sup>2</sup>, электронов  $N_e(x, y)$  — на  $2.7 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>.

достигает порядка  $v_i \approx 5/\tau_0$ , а частота столкновений  $v_c$  близка к частоте излучения  $\omega_0$ . Распределения в плоскости поперечного сечения для плотности энергии  $J(x, y)$  и концентрации электронов  $N_e(x, y)$  в плазме приведены в виде тоновых изображений на рис. 2 для различных расстояний  $z$ . Первоначально  $J(x, y)$  имеет вытянутое по оси ОУ распределение с двумя слабо выраженными максимумами (рис. 2 а). При пиковой мощности  $P = 5.3 \cdot 10^8$  Вт, которая согласно зависимости на рис. 1а меньше  $P_{cr}^{(2)}$ , но больше  $P_{cr}^{(1)}$ , в импульсе формируется один филамент с плазменным каналом на оси.

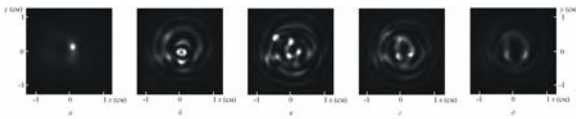
В импульсе энергией  $W = 140$  мкДж и пиковой мощности  $P = 3 \cdot 10^9$  Вт, которая превышает  $P_{cr}^{(2)}$ , формируются два близко расположенных филамента в плоскости  $z = 0.15L_d$ , где  $L_d = ka_0^2$  — дифракционная длина парциального пучка (рис. 2б). Интенсивность между филаментами достигает порога фотоионизации, и плазменные каналы связаны перемычкой. Дефокусировка в плазме вызывает на заднем фронте импульса волны, которые расходятся от филаментов и уносят от них мощность, и в распределении плотности энергии появляются локальные минимумы в центрах филаментов. На расстоянии  $z = 0.20L_d$  интерференция этих волн приводит к образованию максимумов интенсивности, на которых рождаются еще два коротких вторичных филамента (рис. 2в). В последующем ( $z = 0.25L_d$ ) вследствие динамической конкуренции между филаментами на месте вторичных сохраняются локальные максимумы плотности энергии. Однако

плазменные каналы исчезают, поскольку интенсивность в этих местах не достигает порога фотоионизации в течение импульса (рис. 2г). В дальнейшем остаются два сформировавшихся филамента со сложным распределением плотности энергии. Сечения их плазменных каналов имеют вытянутую форму (рис. 2д).

### Импульс в турбулентной атмосфере

В воздухе частота столкновений электронов с нейтральными частицами при интенсивности, достигаемой в филаменте, составляет около  $2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ , и вклад лавинной ионизации в генерацию плазмы пренебрежимо мал при распространении импульсов длительностью менее 500 фс. Кроме того, можно не учитывать электрон-ионную рекомбинацию, время которой порядка 1 нс. Критическая мощность самофокусировки для импульсов длительностью  $10^{-13}$  фс согласно измерениям [5] равна  $6 \cdot 10^9$  Вт.

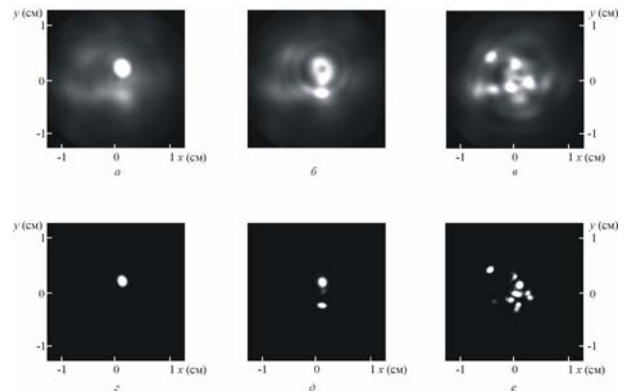
Филаментация в условиях флуктуаций показателя преломления воздушной среды рассматривалась для импульса на длине волны  $\lambda = 0.8$  мкм, длительностью  $\tau_0 = 100$  фс, с пиковой плотностью энергии  $J_0 = 8 \text{ мДж/см}^2$ . Интенсивность имела унимодальное гауссовое распределение ( $d=0$ ) с шириной  $a_0 = 0.92$  см с максимальным значением  $I_0 = 0.45 \cdot 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ . Флуктуации показателя преломления на трассе имитировались фазовым экраном, статистические характеристики которого соответствовали атмосферной турбулентности с параметрами:  $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$ ,  $L_0 = 1 \text{ м}$ ,  $l_0 = 1 \text{ мм}$ .



**Рис. 3.** Распределения интенсивности  $I(x, y)$  в поперечном сечении импульса на расстоянии  $z = 80 \text{ м}$  в турбулентной атмосфере. Пиковая мощность импульса  $P = 20P_{cr}$ . Сечения приведены в моменты времени:  $t/\tau_0 = -0.8$  (а),  $-0.4$  (б),  $0$  (в),  $0.4$  (г),  $0.8$  (д).

Представление о динамике распределения интенсивности  $I(x, y)$  в поперечном сечении импульса дает рис.3, где для ряда моментов времени  $t$  приведены тоновые изображения для  $I(x, y)$  на расстоянии  $z = 80 \text{ м}$ . На переднем фронте импульса ( $t/\tau_0 = -0.8$ ) в центральной части пучка в области «фокусирующей» флуктуации показателя преломления в турбулентной атмосфере зарождается нелинейный фокус (рис. 3а). Во временном слое  $t/\tau_0 = -0.4$  проявляется дефокусировка в плазме, наведенной предыдущими слоями импульса. В центре образующегося филамента возникает

локальный минимум интенсивности (рис. 3б). Кроме того, интерференция волны, расходящейся от филамента, и падающей волны, возмущенной атмосферными флуктуациями, приводит к формированию стохастической картины максимумов интенсивности, в которой просматривается кольцевая структура, наблюдаемая в однородных средах [11]. Образовавшиеся максимумы интенсивности становятся центрами зарождения вторичных филаментов в последующих временных слоях. В центральном временном слое ( $t/\tau_0 = 0$ ) возрастает число глобальных максимумов, а также локальных, обусловленных интерференцией волн (рис. 3в). На хвосте импульса, где мощность падает, дефокусировка в лазерной плазме проявляется особенно сильно, и в сечении импульса остаются лишь размытые возмущения интенсивности небольшой величины и их число сокращается (рис. 3г, д). Заметим, что положения максимумов интенсивности на плоскости  $(x, y)$  меняются в течение импульса, поскольку они зависят от возмущений показателя преломления, вызванных турбулентностью и плазмой от предыдущих филаментов.



**Рис. 4.** Распределения плотности энергии  $J(x, y)$  (верхний ряд) и плотности электронов лазерной плазмы  $N_e(x, y)$  (нижний ряд) в поперечном сечении импульса в турбулентной атмосфере на расстояниях:  $z = 50 \text{ м}$  (а, г),  $60 \text{ м}$  (б, д),  $80 \text{ м}$  (в, е). Плотность энергии  $J(x, y)$  нормирована на  $14 \text{ мДж/см}^2$ , электронов  $N_e(x, y)$  — на  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

Изменение с расстоянием распределений для плотности энергии  $J(x, y)$  и плотности концентрации электронов  $N_e(x, y)$  в плазме приведены на рис. 4. На расстоянии  $z = 50 \text{ м}$  видны «горячая точка» первичного филамента с высокой плотностью энергии (рис.4а) и соответствующий ей плазменный канал с резко возросшей концентрацией электронов (рис. 4г). Наряду с этим, существуют возмущения в распределении плотности энергии, вызванные атмосферной турбулентностью, в

которых высока вероятность возникновения новых филаментов. В результате на расстоянии 60 м формируется еще одна «горячая точка» - вторичный филамент (рис. 4б), и число плазменных каналов увеличивается (рис. 4д). Плазма, созданная первичным филаментом, приводит к образованию локального минимума на его оси и кольцевой структуры в распределении  $J(x, y)$ .

В дальнейшем импульс распадается на множество случайно расположенных филаментов и плазменных каналов (рис. 4в, е). При этом положения этих каналов в сечении импульса может не совпадать с «горячими точками» в распределении плотности энергии. Как показывает анализ динамики плазменных каналов, при рефракции в них возникает локальный наклон волнового фронта, что приводит к появлению слабо расходящихся траекторий филаментов и к заметному смещению плазменных каналов на протяженной атмосферной трассе.

### Заключение

В мощном фемтосекундном лазерном импульсе развивается динамическая самофокусировка, при которой формируется множество филаментов в поперечном сечении импульса. Стационарная конкуренция между нелинейными фокусами на начальной стадии филаментации может быть причиной увеличения расстояния до начала филаментов. Максимумы интенсивности в нестационарной интерференционной картине, возникающей вследствие дефокусировки в лазерной плазме филаментов, являются центрами зарождения вторичных филаментов. В турбулентной атмосфере флуктуации показателя преломления приводят к нерегулярной интерференционной картине и стохастическому распаду импульса на множество филаментов. Направление перетекания мощности в поперечном сечении импульса меняется во времени при их формировании. Динамическая конкуренция между филаментами влияет на их протяженность и длину плазменных каналов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-16939) и Европейского офиса по научным исследованиям армии США (контракт № 62558-03-M-0029).

### Литература

1. Жерихин А.Н., Матвеев Ю.А., Чекалин С.В. *Квант. электроника*, **3**, 1585 (1976).
2. Баранова Н.Б., Быковский Н.Е., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. *Труды ФИАН*, **103**, 84 (1978).
3. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. *Opt. Lett.*, **20**, 73 (1995).
4. Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A., *Opt. Lett.* **1**, 62 (1996).
5. Brodeur A., Chien C.Y., Ilkov F.A., Chin S.L., Kosareva O.G., Kandidov V.P. *Opt. Lett.*, **22**, 304 (1997).
6. Kasparian J., Rodrigues M., Mejean G., Yu J., Salmon E.,

- Wille H., Bourayou R., Frey S., Andre Y.-B., Mysyrowicz A., Souerbrey R., Wolf J.-P., Wöste L. *Science*, **301**, 61 (2003).
7. Беспалов В.И., Литвак А.Г., Таланов В.И. Самовоздействие электромагнитных волн в кубических средах в сб. *Нелинейная оптика*. Новосибирск: Наука, с. 428 (1968).
8. Luo Q., Liw W., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **76**, 1 (2002).
9. Луговой В.Н., Прохоров А.М., *Письма в ЖЭТФ* **7**, 153 (1968).
10. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chin S.L., *J. Nonlinear Opt. Phys.*, **6**, 485 (1997).
11. Chin S.L., Petit S., Liu W., Iwasaki A., Nadeu M.-C., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Andrianov K.Yu., *Opt. Comm.* **210**, 329 (2002).
12. Liu W., Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Kandidov V.P., *New Journ. of Phys.* **6**, 6.1 (2004).
13. Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Liu W., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Aközбек N., Kandidov V.P., *Phys. Rev. A* **70**, 033802-1 (2004).
14. Wille H., Rodriguez M., Kasparian J., Mondelain D., Yu J., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.P., Wöste L. *Eur. Phys. J. — Appl. Phys.*, **20**, 183 (2002).
15. Berge L., Skupin S., Lederer F., Mejean G., Yu J., Kasparian J., Salmon E., Wolf J.P., Rodriguez M., Wöste L., Bourayou R., Sauerbrey R. *Phys.Rev.Lett.* **92**, 225002-1 (2004).
16. Mlejnek M., Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 2938 (1999).
17. Шленов С.А., Кандидов В.П. *Опт. атм. и океана*, **17**, 630 (2004).
18. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Lett.*, **23**, 382 (1998).
19. Oleinikov P.A., Platonenko V.T. *Laser Phys.*, **3**, 618 (1993).
20. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. *ЖТЭФ*, **50**, 1393 (1966).
21. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда*. М.: Наука, 1992.
22. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. *Оптика турбулентной атмосферы*. Л.: Гидрометеоиздат, 1988.
23. Ахманов С.А., Высох В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов*. М.: Наука, 1988.
24. Косарева О.Г., Панов Н.А., Кандидов В.П. *Опт. атм. и океана*, направлена в редакцию, август 2004.
25. Андрианов К.Ю., Кандидов В.П., Косарева О.Г., Чин С.Л., Талебпур А., Петин С., Луи В., Ивасаки А., Надё М.-К. *Изв. РАН. Сер. Физическая*, **66**, 1091 (2002).
26. Fibich G., Gaeta A.L. *Opt. Lett.*, **25**, 335 (2000).
27. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. *УФН*, **93**, 19, (1967).
28. Захаров В.Е., Соболев В.В., Сынах В.С. *ЖЭТФ*, **60**, 136 (1971).
29. Marburger J.H. *In: Prog. Quant. Electr.* **4**, 35 (1975).
30. Wood W.M., Siders C.W., Downer M.C. *IEEE Trans. Plasma. Sci.*, **21**, 20 (1993).
31. 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. *IEEE Journ. of Quant. Electronics*, **33**, 127 (1997).
32. Kandidov V.P., Kosareva O.G., Golubtsov I. S., Liu W., Becker A., Aközбек N., Bowden C.M., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **77**, 149 (2003).

33. Дышко А.Л., Луговой В.Н., Прохоров А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **6**, 655, (1967).
34. Berge L., Schmidt M.R., Rasmussen J.J., Christiansen P.L., Rasmussen K.O. *J. Opt. Soc. Am.*, **14**, 2550 (1997).
35. Liu W., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Iwasaki A., Becker A., Kandidov V.P., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **76**, 1 (2003).

Кандидов В.П., Косарева О.Г., Шленов С.А., Панов Н.А., Федоров В.Ю., Дормидонов А.Е., Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет и МЛЦ МГУ.

e-mail: [shlenov@msuile.phys.msu.su](mailto:shlenov@msuile.phys.msu.su); Тел. (095): 939 30 91.

119992, Москва, ГСП 2, Ленинские горы, 1, стр. 62.