

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 530.182.551.510.42+535.621.33

# Микроструктура области множественной филаментации фемтосекундного лазерного излучения в твердом диэлектрике

Ю.Э. Гейнц<sup>1</sup>, С.С. Голик<sup>2</sup>, А.А. Землянов<sup>1</sup>, А.М. Кабанов<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup> *Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН*

*634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

<sup>2</sup> *Дальневосточный федеральный университет*

*690950, г. Владивосток, ул. Суханова, 8*

Поступила в редакцию 7.07.2015 г.

Рассмотрены закономерности множественной филаментации гигаваттных фемтосекундных лазерных импульсов в плавленом кварце. Экспериментально, а также с помощью численного моделирования проанализирована тонкая структура плазменной области, создаваемая при фотоионизации кварца и сопутствующая формирующимся световым филаментам. Впервые исследована зависимость числа, положения и протяженности отдельных «поколений» плазменных каналов от энергии импульса излучения. Обсуждается роль рефокусировки излучения в формировании области плазмообразования.

*Ключевые слова:* фемтосекундное лазерное излучение, множественная филаментация, лазерная плазма; femtosecond laser radiation, multiple filamentation, laser plasma.

### Введение

Филаментация является ярким проявлением самофокусировки [1] мощного лазерного излучения при его распространении в среде с оптической нелинейностью кубического типа (керровская нелинейность). В результате самовоздействия происходит пространственный распад поперечного профиля светового пучка на локализованные области с высокой интенсивностью — филаменты. Визуальными признаками филаментации излучения служат появление вдоль трассы распространения протяженных светящихся плазменных каналов, а также генерация экстремально широкополосного излучения — суперконтинуума. Плазма образуется в результате ионизации среды излучением, имеющим высокий уровень интенсивности в зонах филаментации. Современное состояние исследований по данной проблеме представлено, например, в обзорах [2–4].

Для реализации режима филаментации лазерному пучку необходимо преодолеть естественную дифракцию, приводящую к его расширению по мере распространения в среде. Это накладывает определенное пороговое условие на мощность излучения при заданной длине волны. Например, для воздуха нормального давления пороговая, или критическая, мощность самофокусировки  $P_c$  в микронном диапазоне длин волн составляет порядка нескольких гигаватт.

В прозрачных жидкостях (вода, этанол) и твердых диэлектриках (кварц, оптические стекла) данная величина, как правило, в тысячи раз ниже.

Величина начальной пиковой мощности излучения  $P_0$  в конечном итоге определяет число зарождающихся в среде филаментов и соответствующую им структуру плазменных каналов. При существенном превышении начальной пиковой мощностью пучка критического уровня ( $P_0 \gg P_c$ ) реализуется режим одновременного формирования множества филаментов [5–7]. Множественная филаментация (МФ) является во многом случайным процессом, поскольку на динамику ее развития оказывает существенное влияние мелкомасштабная самофокусировка на случайных неоднородностях пространственно-временного профиля лазерного пучка [5, 8], а также оптическая неоднородность самой среды распространения [9, 10].

Теоретическим исследованиям режима МФ лазерного излучения в различных по своим физическим характеристикам средах посвящено достаточно большое количество работ целого ряда научных групп (ссылки на них можно найти, например, в обзорах [2–4]). Центральным моментом теоретической модели МФ является предложенная в [6] концепция «оптической турбулентности», реализующейся при множественном самоканалировании светового излучения. Это означает, что МФ мощного лазерного импульса, подобно процессам эволюции других физических систем в условиях сильной турбулентности, носит в общем случае стохастический характер. Динамика развития МФ в регулярной воздушной среде, дифракционное взаимодействие

\* Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Сергей Сергеевич Голик (golik\_s@mail.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Андрей Михайлович Кабанов (kam@iao.ru).

отдельных филаментов, приводящее или к возникновению новых «дочерних» филаментов, или к «гашению» существующих, исследовались в [11, 12]. Статистические характеристики эволюции филаментов в условиях МФ лазерного пучка в турбулентной атмосфере представлены в [13].

Такая достаточно сложная и нестабильная от импульса к импульсу «турбулентная» картина МФ лазерного пучка, когда филаменты и создаваемые ими плазменные каналы проявляют сильную изменчивость своего пространственного положения и поперечного размера вдоль трассы распространения, характерна именно для газовых сред и излучения с длиной волны в ближней ИК-области спектра [14] (филаментация УФ-излучения в воздухе отличается повторяемостью поперечного распределения филаментов [15]).

Вместе с тем МФ в конденсированных (жидкости) и твердых средах, по-видимому, отличается большей стабильностью. При существенном превышении критической мощности самофокусировки импульс излучения в результате мелкокомасштабной самофокусировки трансформируется в связку филаментов, которые имеют примерно одинаковый поперечный размер и «распространяются» параллельно друг другу [16–18], сохраняя свое местоположение в пучке. Кроме того, эксперименты показали, что индивидуальный плазменный канал (и порождающий его световой филамент) может прерываться и возникать снова несколько раз в одном и том же месте поперечного профиля пучка [18], демонстрируя так называемую локальную рефокусировку излучения [19]. Как оказалось, число таких рефокусировок, дающих последовательные «поколения» плазменных каналов, находится в прямой зависимости от мощности импульса излучения. Однако детальное исследование данного вопроса, а также определения ряда других статистических характеристик плазменных каналов, сопровождающих филаментирующийся лазерный импульс в твердом диэлектрике, проведено не было.

В настоящей статье мы обращаемся к вопросу об исследовании тонкой структуры плазменной области, создаваемой мощным лазерным излучением в среде при распространении в режиме множественной филаментации. Экспериментальные измерения проводились с оптическим стеклом BK7, а в теоретических расчетах в качестве модельной среды был выбран плавный (некристаллический) кварц, имеющий близкий к стеклу коэффициент кубичной нелинейности показателя преломления. По нашим сведениям, впервые рассматривается пространственная конфигурация, число, положение и длина различных поколений плазменных каналов, изучается их зависимость от энергетики излучения.

Основная задача наших исследований состояла в прояснении физической картины мелкокомасштабной случайной МФ мощного излучения в нелинейной среде, изучении динамики развития плазменной области в канале лазерного пучка. В результате исследований было установлено, что, несмотря на динамический и в полной мере случайный характер

протекания МФ, данный режим самовоздействия ультракороткого излучения обнаруживает и некоторые регулярные закономерности своего развития. Так, было выявлено близкое к унимодальному типу продольное распределение линейной плотности плазмы по длине диэлектрического образца с максимумом, коррелирующим с положением нелинейного фокуса лазерного пучка в целом. Кроме того, распределение числа плазменных каналов по поколениям филаментов также оказывается неоднородным, причем максимум числа каналов всегда наблюдается в первом поколении, а само количество поколений растет вместе с увеличением энергии излучения. Протяженность элементарных плазменных каналов в каждом поколении характеризуется большим разбросом величины, однако ее среднее значение слабо варьирует от поколения к поколению.

## Результаты экспериментов

Эксперименты проводились на стенде Института автоматики и процессов управления ДВО РАН. В экспериментах использовалось лазерное излучение Ti:Sapphire-лазера (Spitfire Pro40F, Spectra Physics) на основной гармонике (несущая длина волны  $\lambda_0 = 800$  нм) с длительностью отдельных импульсов по полувысоте (FWHM) 45 фс, частотой следования импульсов 1 кГц, диаметром пучка излучения 9 мм (по уровню  $e^{-2}$ ), максимальной мощностью  $P_0$  в импульсе до 120 ГВт и энергией  $E_0$  до 5,2 мДж. Блок-схема экспериментальной установки по изучению нелинейного распространения лазерного излучения в среде приведена на рис. 1.

Лазерный импульс от источника направлялся на прямоугольный ( $80 \times 40 \times 40$  мм) образец стекла BK7 (коэффициент преломления в ближней ИК-области 1,51) и после достижения определенного уровня мощности испытывал самофокусировку и филаментацию внутри стеклянного бруска. Регистрация бокового свечения области филаментации, имеющего выраженный сине-голубой цвет, проводилась посредством CCD-камеры «ANDOR-Clara E», оснащенной объективом HELIOS-44M 2/58 и расположенной на позиционере, позволявшем проводить последовательную съемку всей области филаментации. Поскольку весь образец не помещался в границы поля зрения объектива, то осуществлялось продольное перемещение фотокамеры с фиксацией последовательных участков с длиной обзора 25 мм внутри стеклянного бруска. Полученные таким образом отдельные кадры «сшивались» в графическом редакторе, и результирующее изображение затем обрабатывалось в специальном программном пакете «Профилометр» [20].

На рис. 2 приведен один из примеров такой обработки экспериментальных данных. Здесь показаны случаи воздействия на стеклянный брусок цуга импульсов излучения с энергией 3 и 4,5 мДж, что давало среднюю мощность в каждом импульсе от 70 до 100 ГВт соответственно и тысячекратное превышение над критическим уровнем для самофокусировки в стекле.

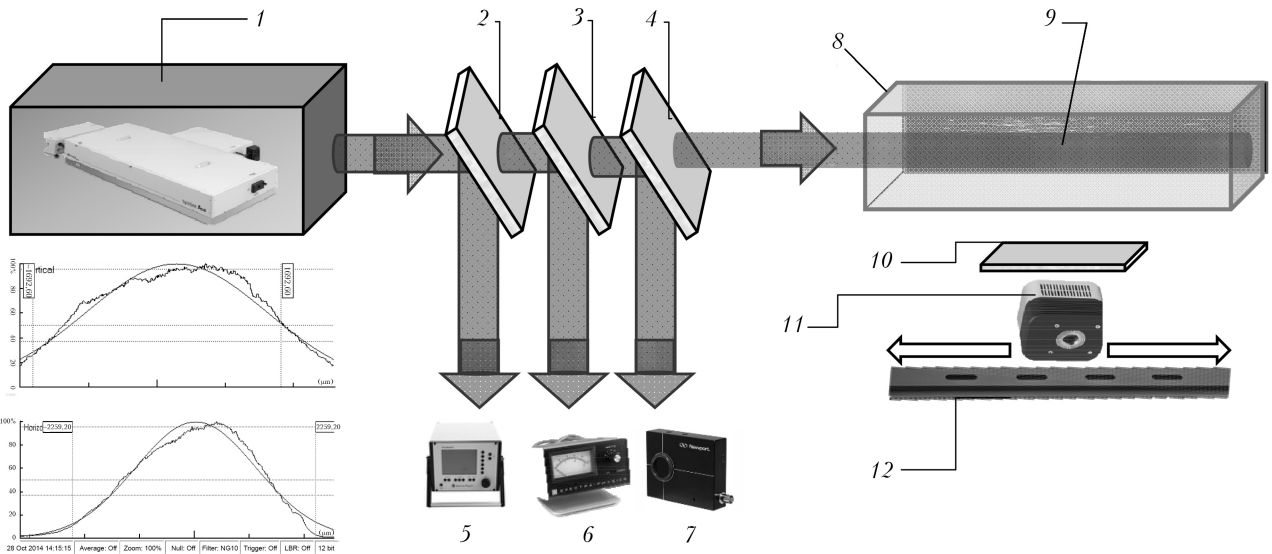


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 – Ti:Sapphire-лазерная система; 2, 3, 4 – поворотные пластины; 5 – автокоррелятор PSCOUTPL-SP-LF Spectra Physics; 6 – измеритель энергии Spectra Physics 407A; 7 – измеритель профиля пучка; 8 – стеклянный брусок BK7; 9 – область филаментации; 10 – светофильтр; 11 – CCD-камера; 12 – позиционер; врезка – поперечный профиль лазерного пучка в двух плоскостях

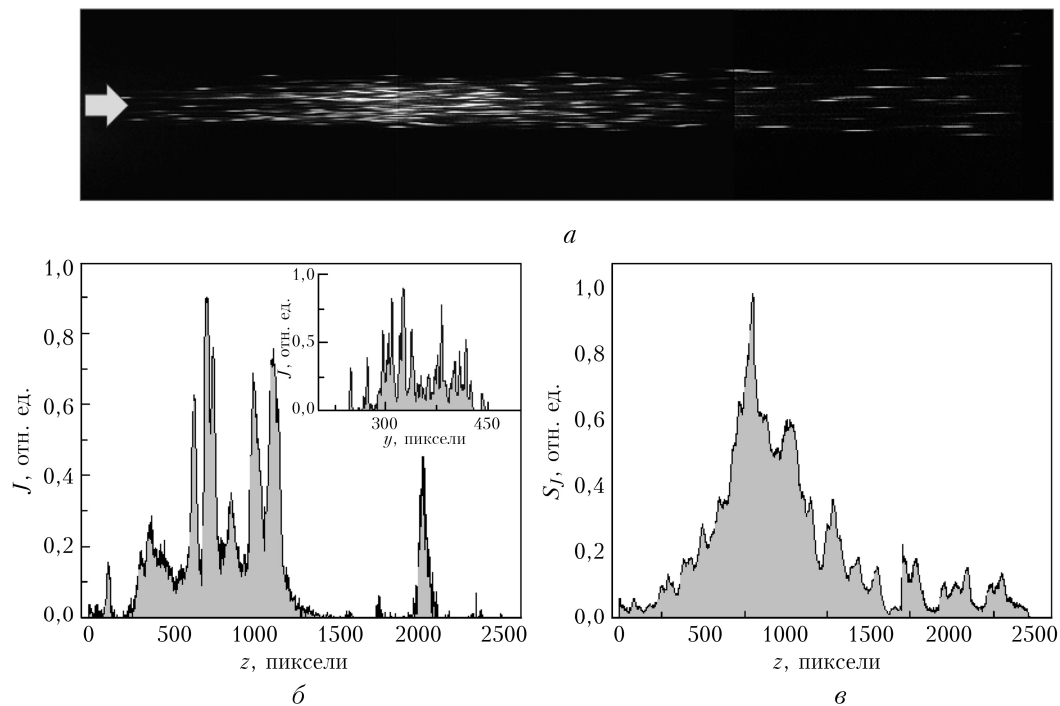


Рис. 2. Изображение области филаментации лазерного излучения в стеклянном бруске при  $E_0 = 3$  мДж (а); продольный профиль яркости свечения плазменных каналов  $J$  (на врезке показан аналогичный поперечный профиль) (б); интегральная яркость свечения  $S_J$  вдоль образца (в). Стрелкой показано направление распространения излучения

При таких условиях распространение лазерного импульса проходит в режиме множественной филаментации с образованием плазменных каналов практически по всей длине стеклянного образца. Рекомбинационное высвечивание этих каналов происходит во всех направлениях, в том числе и через боковую грань образца, и, как видно на рис. 2, оно характеризуется неоднородностью распределения яркости

как вдоль, так и поперек направления падения излучения.

Максимумы, присутствующие на продольном и поперечном профилях относительной яркости  $J$  изображения, мы интерпретируем как результат высвечивания отдельных плазменных каналов, сопровождающих отдельные световые филаменты в лазерном пучке. Из анализа рис. 2, б и врезки к нему

можно заключить, что поперечный размер плазменных каналов, образующихся в различных местах стеклянного бруска, характеризуется высокой стабильностью, в то время как их длина варьирует в достаточно широких пределах.

Здесь необходимо понимать, что поскольку стекло прозрачно в спектральном диапазоне свечения плазмы, то приемная CCD-матрица камеры фиксирует суммарное излучение всей толщи стеклянного бруска. Следовательно, протяженность плазменных каналов, определяемая из продольного профиля яркости свечения плазменной области, является в некотором смысле условной величиной из-за возможного наложения изображений каналов, находящихся на различной глубине в стекле. Оценить реальную длину каналов в обсуждаемых экспериментах без физического разрушения образца не представлялось возможным (отметим, что использование образца клиновидной формы частично снимает данную проблему [21]), поэтому данный вопрос был исследован с помощью численного моделирования МФ ультракороткого лазерного излучения в кварцевом стекле, результаты которого будут представлены ниже.

Вместе с тем по фотографиям бокового свечения стеклянного бруска можно достаточно точно характеризовать вариацию продольной плотности общего числа плазменных каналов  $n_f$ , сформированных в пределах области филаментации излучения. Для этого необходимо выполнить численное интегрирование яркости  $J$  изображения каналов

вдоль линий вертикальной сетки:  $S_f(z_i) = \Delta y \sum_{j=1}^{N_y} J_{ij}$ ,

где  $J_{ij}$  — яркость в точке с координатами  $(z_i, y_j)$ ;  $N_y$ ,  $\Delta y$  — размерность и шаг сетки по оси  $y$ . Данная величина, нормированная на свой максимум, показана на рис. 2, в, из которого следует, что интегральная яркость изображения плазменных каналов имеет выраженный главный максимум, расположенный с небольшим смещением относительно центра области филаментации (центр пространственной области, из которой регистрируется свечение стеклянного бруска) в сторону входной грани стеклянного бруска. Данный максимум отражает сгущение числа каналов вблизи оптической оси пучка и, как будет показано ниже, соответствует нелинейному фокусу лазерного излучения (глобальному нелинейному фокусу). Хвост зависимости  $S_f(z)$  достаточно пологий, с разделенными локальными максимумами, которые, как видно из рис. 2, а, образованы периферийными относительно оптической оси плазменными каналами.

Повышение энергии входного излучения приводит к удлинению зоны свечения плазмы (зоны филаментации) внутри стеклянного бруска и к большему числу образующихся плазменных каналов. Соответствующие зависимости показаны на рис. 3.

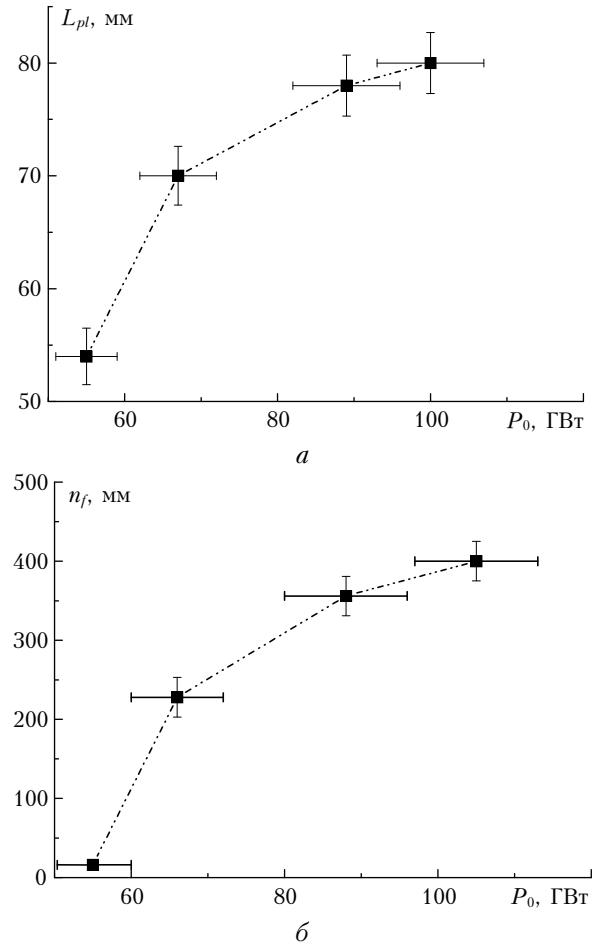


Рис. 3. Эффективная длина области плазмообразования  $L_{pl}$  (а) и суммарное число плазменных каналов  $n_f$  в зависимости от мощности лазерного импульса  $P_0$  (б)

Протяженность области филаментации излучения  $L_{pl}$  оценивалась по гистограммам яркости свечения плазмы, аналогичным представленному на рис. 2, б продольному профилю  $J(z)$ , по уровню 1% от максимума. Количество плазменных каналов  $n_f$  определялось как суммарное число локальных максимумов яркости свечения на регистрируемых изображениях плазменной области внутри образца. Результаты усреднялись по серии из нескольких десятков пусков излучения.

Интересно, что при мощностях импульсов  $P_0 > 70$  ГВт плазменные каналы наблюдались практически уже по всей длине стеклянного бруска и прирост эффективной длины области филаментации, как видно на рис. 3, а, с увеличением мощности был незначительным. В то же время суммарное число формирующихся плазменных каналов обнаруживает заметный рост при этих же условиях наблюдения (см. рис. 3, б). Это говорит о расширении зоны плазмообразования в сторону от оптической оси лазерного пучка при увеличении его мощности и включении в процесс филаментации его периферийных областей.

## Численная модель филаментации лазерного импульса

Представленные выше экспериментальные данные позволяют выявить общие закономерности самофокусировки и филаментации ультракороткого лазерного излучения в нелинейной среде и дают количественную информацию о расположении и плотности плазменных каналов внутри прозрачного диэлектрика. Однако сама динамика развития множественной филаментации излучения и тонкая структура области плазмообразования не поддаются пока экспериментальным методам исследования. Здесь может помочь численное моделирование изучаемого физического процесса.

Рассмотрим следующую постановку задачи. Пусть на прозрачный твердый диэлектрик падает пучок импульсного лазерного излучения с мощностью, многократно превышающей критический уровень. Внутри диэлектрика излучение начинает испытывать самофокусировку и входит в режим филаментации с образованием множества отдельных плазменных каналов. Исследуется эволюция размерных и количественных параметров этих каналов при варьировании энергии лазерного импульса и условий фокусировки.

Теоретическое моделирование нелинейного распространения ультракороткого лазерного излучения гигаваттной мощности в диэлектрике, как правило, проводится на основе уравнения параксиальной оптики с учетом нелинейного отклика вещества. Мы будем рассматривать данное уравнение в форме нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) в четырехмерном пространстве-времени. Полная задача описания множественной филаментации лазерного импульса заключается в расчете пространственной динамики оптического поля по всем координатным осям в условиях действия оптической нелинейности среды (эффект Керра), ее фотоионизации и образования плазменных областей. Помимо линейных эффектов (дифракция, поглощение) НУШ позволяет корректно учесть «временную память» среды распространения, связанную с частотной дисперсией временного профиля светового импульса, инерционностью кубической нелинейности (комбинационным саморассеянием) и нестационарностью плазменной дефокусировки [2, 22].

Конкретный вид НУШ, использовавшийся при численном моделировании МФ в кварце, приведен ниже [23]:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2n_0 k_0} \nabla_{\perp}^2 + i \frac{k''_0}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} U = i k_0 (\tilde{n}_2 + n_{pl}) U - \alpha_{NL} U.$$

Здесь  $U$  — амплитуда поля;  $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$  — поперечный лапласиан;

$$\alpha_{NL} = \sigma_c \rho_e / 2 + (2I)^{-1} [W_I E_i (\rho_{nt} - \rho_e)]$$

— коэффициент нелинейного поглощения среды;  $\sigma_c$ ,  $E_i$  — сечение каскадной ионизации, энергетическая

ширина запрещенной зоны диэлектрика соответственно;  $W_I$  — вероятность фотоионизации вещества с плотностью нейтральных атомов (молекул)  $\rho_{nt}$ ;  $n_0$  — линейный коэффициент преломления среды;  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  — волновое число;  $\lambda_0$  — несущая длина волны импульса излучения, а  $I = cn_0 |U|^2 / 8\pi$  — его интенсивность ( $c$  — скорость света в вакууме);  $k''_0 = \partial^2 k / \partial \omega^2$  — дисперсионный коэффициент (второго порядка) групповой скорости светового импульса в среде;

$$\tilde{n}_2 = n_2 \left[ \int_{-\infty}^t ((1 - \beta_R) \delta(t) + \beta_R \Lambda(t - t')) |U(t')|^2 dt' \right]$$

— эффективный коэффициент кубической (керровской) нелинейности (см. ниже);  $\delta(t)$  — дельта-функция Дирака;  $\Lambda(t)$  — безразмерная функция времени, учитывающая инерционную составляющую кубического отклика среды на действие светового поля;  $n_{pl} = -\rho_e / (2\rho_c n_0)$  — коэффициент «плазменной» нелинейности;  $\rho_c = 1/(\sigma_c \tau_c c)$  — критическая плотность электронов плазмы,  $\tau_c$  — среднее время свободного пробега электрона.

Эволюция плотности свободных электронов  $\rho_e$ , возникающих под действием излучения в канале лазерного пучка, подчиняется следующему упрощенному кинетическому уравнению [18] с учетом реализации режимов полевой (многофотонной — МФИ) и столкновительной (лавиной) ионизации вещества:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = W_I(I)(\rho_{nt} - \rho_e) + (v_i - v_r)\rho_e,$$

где  $v_i$ ,  $v_r$  — эффективные частоты ударной ионизации и рекомбинации. В приближении плазмы Друде [2], когда не учитывается распределение свободных электронов по скоростям, рассматриваются некоторые «средние» по кинетической энергии электроны со средним постоянным временем пробега  $\tau_c$  между столкновениями, частота ионизации атома электронным ударом  $v_i$  линейно зависит от интенсивности световой волны и сечения каскадной ионизации  $\sigma_c$ :  $v_i = I(\mathbf{r}, t)\sigma_c/E_i$ . Частота рекомбинации свободных электронов  $v_r$  в твердом диэлектрике обычно считается константой.

Инерционная составляющая в кубической нелинейности среды связана с конечным временем ориентации анизотропных молекул вещества вдоль вектора электрического поля. Данная инерционность нелинейного отклика среды учитывалась в рамках модели затухающего осциллятора:

$$\Lambda(t) = \omega_R \exp(-t/\tau_d) \sin \omega_R t,$$

где  $\omega_R$  и  $\tau_d$  — некоторые эмпирические параметры. В качестве модельной среды был выбран плавленый кварц, близкий по своим оптическим свойствам к использовавшемуся в экспериментах стеклу ВК7 (для справки см. [24]), однако значительно более полно документированный в научной литературе.

Основные параметры представленной выше численной модели для плавленого кварца в спектральной области генерации основной гармоники титан-сапфирового лазера ( $\lambda_0 = 800$  нм) взяты из [25, 26] и приведены ниже.

Показатель преломления (линейный) $n_0$	1,45
Коэффициент кубичной нелинейности $n_2$ , см <sup>2</sup> /Вт	$3,5 \cdot 10^{-16}$
Коэффициент дисперсии 2-го порядка $k''_0$ , фс <sup>2</sup> /см	360
Критическая мощность $P_c$ , МВт	2,0
Ширина запрещенной зоны $E_i$ , эВ	9,0
Время свободного пробега электрона $\tau_c$ , фс	1,7
Порядок многофотонности поглощения $K$	6
Скорость МФИ $v^{(K)}$ , Вт <sup>(1-K)</sup> · см <sup>(2K-3)</sup>	$8,4 \cdot 10^{-67}$
Сечение каскадной ионизации $\sigma_c$ , см <sup>2</sup>	$1,07 \cdot 10^{-17}$
Скорость рекомбинации $\nu_r$ , фс <sup>-1</sup>	$6,7 \cdot 10^{-3}$
Плотность нейтральных атомов $\rho_{nt}$ , см <sup>-3</sup>	$2,1 \cdot 10^{22}$
Частота колебаний осциллятора $\omega_R$ , ТГц	81
Постоянная затухания осциллятора $\tau_d$ , фс	32
Удельная доля инерционного эффекта Керра $\beta_R$	0,18

Для обеспечения режима мелкомасштабной МФ в численных расчетах при задании начального профиля лазерного излучения нами был использован модельный идеальный гауссовский пучок  $u_G(\mathbf{r}_\perp)$  по пространственным и временным координатам с наложенным на него случайным шумом по амплитуде и фазе светового поля:

$$u(\mathbf{r}_\perp, z = 0) = u_G(\mathbf{r}_\perp) + A\tilde{u}_{rnd}(\mathbf{r}_\perp).$$

Здесь  $u = U/U_0$  — нормированная на свое начальное значение  $U_0$  комплексная амплитуда электрического поля светового импульса, являющаяся функцией поперечных координат  $\mathbf{r}_\perp \equiv \{\mathbf{x}, \mathbf{y}\}$  и эволюционной переменной  $z$ ;

$$u_G(\mathbf{r}_\perp) = \exp\left\{-\left(|\mathbf{r}_\perp|/2a_0\right)^2\right\} \exp\left\{-i\left(2k_0|\mathbf{r}_\perp|^2/f\right)\right\};$$

$a_0$  — радиус пучка по уровню  $1/e$ ;  $f$  — исходный радиус кривизны фазового фронта излучения (в данном случае всегда  $f \rightarrow \infty$ );  $\tilde{u}_{rnd}$  — двумерный случайный шум (комплексный) с нормальным распределением, нулевым средним значением и единичной пиковой амплитудой. Масштабный коэффициент  $A$  составлял 0,1. Все вычисляемые параметры статистически усреднялись по десяти независимым пускам модельной задачи (при прочих постоянных условиях).

Расчет скорости фотоионизации проводился по широко известной модели многофотонной ионизации Келдыша [27] при выборе энергетической ширины запрещенной зоны кварца 9 эВ [26], что требовало для перевода связанного электрона в валентную зону одномоментного поглощения шести фотонов оптического поля.

## Структурные характеристики МФ

Рассмотрим характеристики плазменной области, формирующейся в массиве плавленого кварца под воздействием фемтосекундного лазерного им-

пульса. Провести численный расчет динамики филаментации реального использовавшегося в наших экспериментах лазерного пучка ( $R_0 \approx 3$  мм) оказалось невозможным из-за известной проблемы с экстремально большими требованиями к размерности четырехмерных численных матриц, хранящих значения комплексной амплитуды оптического поля в каждой точке оптической трассы. По этой причине мы провели численное моделирование МФ для масштабированного в область меньшего диаметра лазерного пучка. Это не позволило нам выполнить прямую численную интерпретацию полученных опытных данных, но тем не менее основные качественные закономерности развития филаментации в объеме нелинейной среды при моделировании были воспроизведены. Все расчеты проведены для пучка с начальным радиусом  $R_0 = 0,1$  мм и длительностью импульса 45 фс. В соответствии с этим была уменьшена максимальная энергия лазерного импульса (до 80 мкДж) и параметр приведенной мощности  $\eta = P_0/P_c$ .

Качественное представление о процессе множественной филаментации дают объемные изображения плазменных каналов, показанные на рис. 4 в форме поверхностей равного уровня по плотности свободных электронов  $\rho_e = 10^{13}$  см<sup>-3</sup> для двух различных энергий импульса излучения  $E_0$ . Здесь же в виде тоновых объемных фигур построено пространственное распределение плотности световой энергии  $w(x, y, z)$  в лазерном пучке при его прохождении через кварцевый брусок.

Как видно, при увеличении энергетика лазерного пучка, что в рамках численного эксперимента эквивалентно повышению его пиковой мощности  $P_0$ , возникающая плазменная область демонстрирует выраженное развитие по всем пространственным масштабам. Для относительно малой энергии импульса  $E_0 = 10$  мкДж ( $\eta \approx 20$ ) в кварце наличествует небольшое число плазменных каналов (порядка пяти), причем наиболее длинный из них расположен вблизи оси лазерного пучка и характеризуется продольной связностью на длине около 0,5 см.

Повышение энергетика пучка до 30 мкДж, помимо того что приближает начало плазмообразования к входной грани образца, вызывает бурную генерацию свободных зарядов по всему поперечному сечению пучка, а не только на его оси. Это полностью соответствует полученным в ходе экспериментов качественным выводам и подтверждается показанными на рис. 3 зависимостями. Общее число образующихся на всем протяжении области филаментации плазменных каналов приблизительно на порядок больше, чем в случае малой энергии импульса, а сами плазменные «филаменты» становятся в среднем короче, что является следствием снижения пространственного масштаба неоднородностей профиля лазерного излучения, достаточного для развития локальной (мелкомасштабной) самофокусировки пучка. Кроме того, еще одно характерное отличие представленных изображений —

появление резко выраженной неоднородности продольного распределения числа плазменных каналов для  $E_0 = 30$  мкДж. Фактически можно говорить о начинающейся с ростом  $E_0$  группировке плазменной области на начальном участке распространения светового пучка.

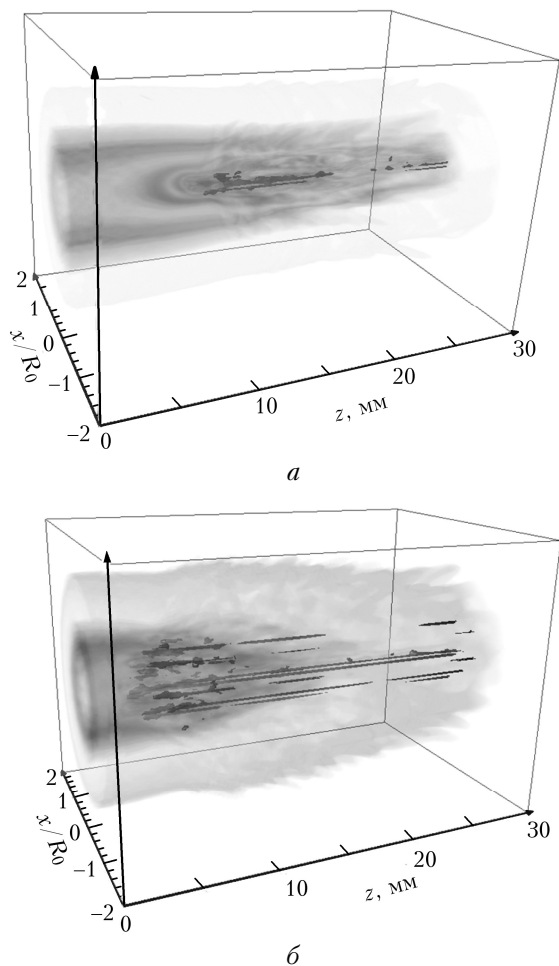


Рис. 4. Объемное распределение плотности свободных электронов (изоповерхности) и плотности световой энергии излучения (тоновая фигура) при филаментации в кварцевом бруске размерами  $0,4 \times 0,4 \times 30$  мм для  $E_0 = 10$  (а) и 30 мкДж (б). Излучение падает слева

Перейдем к количественному анализу рассмотренных закономерностей. Для расчета статистики множественной филаментации в численных экспериментах была предусмотрена возможность отслеживания всего жизненного цикла отдельных плазменных каналов, образующихся внутри кварцевого образца. Данная процедура поясняется на рис. 5 и реализована следующим образом. В каждой точке оптической трассы  $z$  во всех узлах поперечной сетки  $(x, y)$  после расчета плотности свободных электронов  $\rho_e(x, y, z; t)$  проводилось сравнение ее пикового значения  $\rho_{em}(x, y, z)$  (к концу лазерного импульса) с некоторой пороговой величиной  $\rho_{e2}$ , превышение которой сигнализировало о появлении

или продолжении (сохранении) в данной точке светового филамента и соответственно сопутствующего ему плазменного канала. И наоборот, выполнение условия  $\rho_{em}(x, y, z) < \rho_{e1}$ , где  $\rho_{e1} < \rho_{e2}$  — еще один характерный уровень плотности электронов, принималось за момент прекращения филамента и соответственно плазменного канала в данном узле расчетной сетки. В этом случае запоминалась координата прекращения филаментации и вычислялась протяженность элементарного плазменного канала  $L_f(x, y; m)$  по предварительно сохраненной координате его начала  $z_f(x, y; m)$ .

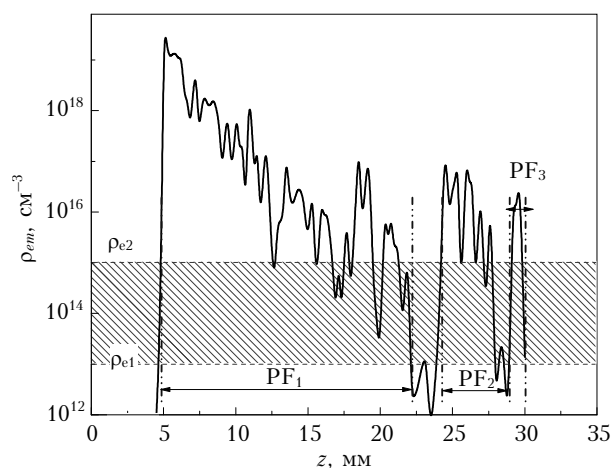


Рис. 5. Пример эволюции вдоль дистанции распространения пиковой плотности свободных электронов  $\rho_{em}$ . Показаны характерные уровни филаментации  $\rho_{e1}$  и  $\rho_{e2}$ , а также расположение плазменных «филаментов» (обозначены как PF)

Целочисленный индекс  $m$  был введен для нумерации последовательно образующихся в данном узле сетки плазменных каналов (филаментов) и характеризует число локальных рефокусировок поля в выбранной точке по поперечному сечению пучка. Другими словами, если  $m > 0$ , то плазменный канал с заданной плотностью электронов  $\rho_{em} > \rho_{e1}, \rho_{e2}$  в данном узле сетки возник и пропал  $m$  раз в процессе эволюции светового пучка. Например, в ситуации, показанной на рис. 5, видно формирование в некотором выбранном узле поперечной расчетной сетки трех последовательных плазменных каналов, обозначенных аббревиатурой PF $_m$ , где  $m$  — порядковый номер плазменного канала. Использование двух уровней пороговой плотности плазмы  $\rho_{e1}, \rho_{e2}$  предотвращало случайное срабатывание алгоритма определения элементарных филаментов. В конце оптической трассы проводилась статистическая обработка матриц, наполненных значениями длин и стартовых координат филаментов, на предмет вычисления средних величин и диапазона изменения параметров.

Здесь необходимо сделать одно замечание относительно законности описанной процедуры подсчета плазменных каналов (филаментов). Понятно, что параметр  $n_f$ , представляющий собой число узлов расчетной сетки, в которых достигается условие

филаментации, не равняется действительному числу возникающих плазменных каналов, поскольку каждый образующийся канал может занимать сразу несколько (в общем случае различное число) соседних сеточных узлов. При обосновании нашей процедуры подсчета числа филаментов мы исходили из того, что в плотных средах (вода, твердый диэлектрик) плазменные каналы, видимые в экспериментах как светящиеся черточки, характеризуются, во-первых, параллельным продольным расположением относительно друг друга, т.е. отдельные филаменты не «слипаются», и, во-вторых, достаточно хорошим постоянством их поперечного размера (см. рис. 2, *a*, а также [16–18]). Все это позволяет, конечно условно, считать, что индивидуальный плазменный канал на всем своем протяжении занимает одно и то же количество узлов расчетной сетки, расположенных в одной и той же ее области. Следовательно, подсчитывая общее количество узлов, где превышен заданный уровень плотности плазмы, можно оценить и условное число отдельных каналов.

Это предположение подтверждается и в численных расчетах. Например, на рис. 6, *a–в* показано поперечное расположение плазменных каналов, возникающих в кварце на различных дистанциях. Изображения построены путем преобразования реального профиля концентрации свободных электронов  $\rho_{em}(x, y)$  в бинарное распределение  $A(x, y)$  по условию  $\rho_{em} > \rho_{e2}$ , где  $\rho_{e2} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Другими словами, там, где значение  $\rho_{em}(x, y)$  превышает порог,  $A(x, y) = 1$ , а иначе  $A(x, y) = 0$ . В форме темных пятен видны как отдельно расположенные плазменные каналы, так и группы близко расположенных каналов. В зависимости от продольной координаты в кварцевом бруске общее число каналов может изменяться, однако характерные группы каналов, как, например, обозначенные на рис. 6 последовательными номерами, сохраняют свое местоположение в пучке на протяжении всей дистанции распространения. В данной численной реализации отдельный плазменный канал в процессе своей эволюции вдоль оптической трассы при реальной

ширине 4–9 нм занимает соответственно от 4 до 9 сеточных узлов.

Понятно, что в используемом здесь подходе не учитываются моменты появления и прекращения филаментов, когда канал нарастает и убывает по толщине. Кроме того, близко расположенные филаменты, а также плазменные каналы оказывают влияние друг на друга, что при определенных условиях может привести к «гашению» существующих [28] или появлению новых каналов [6]. Однако мы полагаем, что все это даст лишь небольшую поправку к нашим оценкам, так как общее число образующихся плазменных каналов достаточно велико.

Итак, обратимся к рис. 7, на котором показана функциональная зависимость ряда параметров, характеризующих множественную филаментацию лазерного импульса в среде, а именно числа узлов сетки  $n_f$ , в которых достигается условие филаментации, и длины парциальных филаментов  $L_f$ .

Отмеченный выше эффект группировки плазменных каналов отчетливо прослеживается на зависимостях  $n_f(z)$  при увеличении энергии в импульсе излучения. Если сравнивать между собой кривые на рис. 7, *a, в, д* то видно, что с ростом  $E_0$  происходят структурные изменения плазменной области на участке филаментации излучения: ее эффективная протяженность сокращается, а число каналов резко возрастает. Максимум зависимости  $n_f(z)$  наблюдается в окрестности глобального нелинейного фокуса пучка, который определяется по минимуму среднеквадратичного (эффективного) радиуса пучка  $R_e$  [29]:

$$R_e(z) = \left[ E^{-1}(z) \int_T dt \iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2\mathbf{r}_\perp I(\mathbf{r}_\perp, z; t) \left| \mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}_{gr}(z) \right|^2 \right]^{1/2},$$

где  $E(z)$  – энергия импульса в точке  $z$ ;  $\mathbf{r}_{gr}$  – радиус-вектор центра тяжести пучка (по интенсивности излучения  $I$ ). Интегрирование происходит по всей счетной временной  $T$  и поперечной пространственной сетке  $\mathbf{R}_\perp$ . Зависимости нормированной величины  $r_e = R_e/R_0$  также приведены на рис. 7.

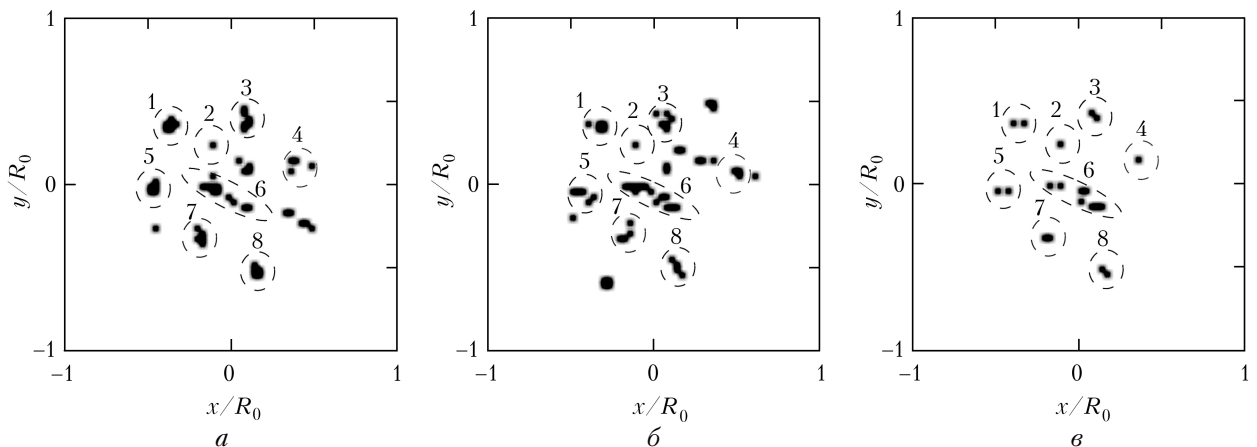


Рис. 6. Пространственное расположение плазменных каналов по поперечному сечению лазерного пучка ( $E_0 = 30$  мкДж) на различных дистанциях:  $z = 5$  (*a*); 7 (*б*) и 20 мм (*в*). Выделены и пронумерованы характерные группы каналов



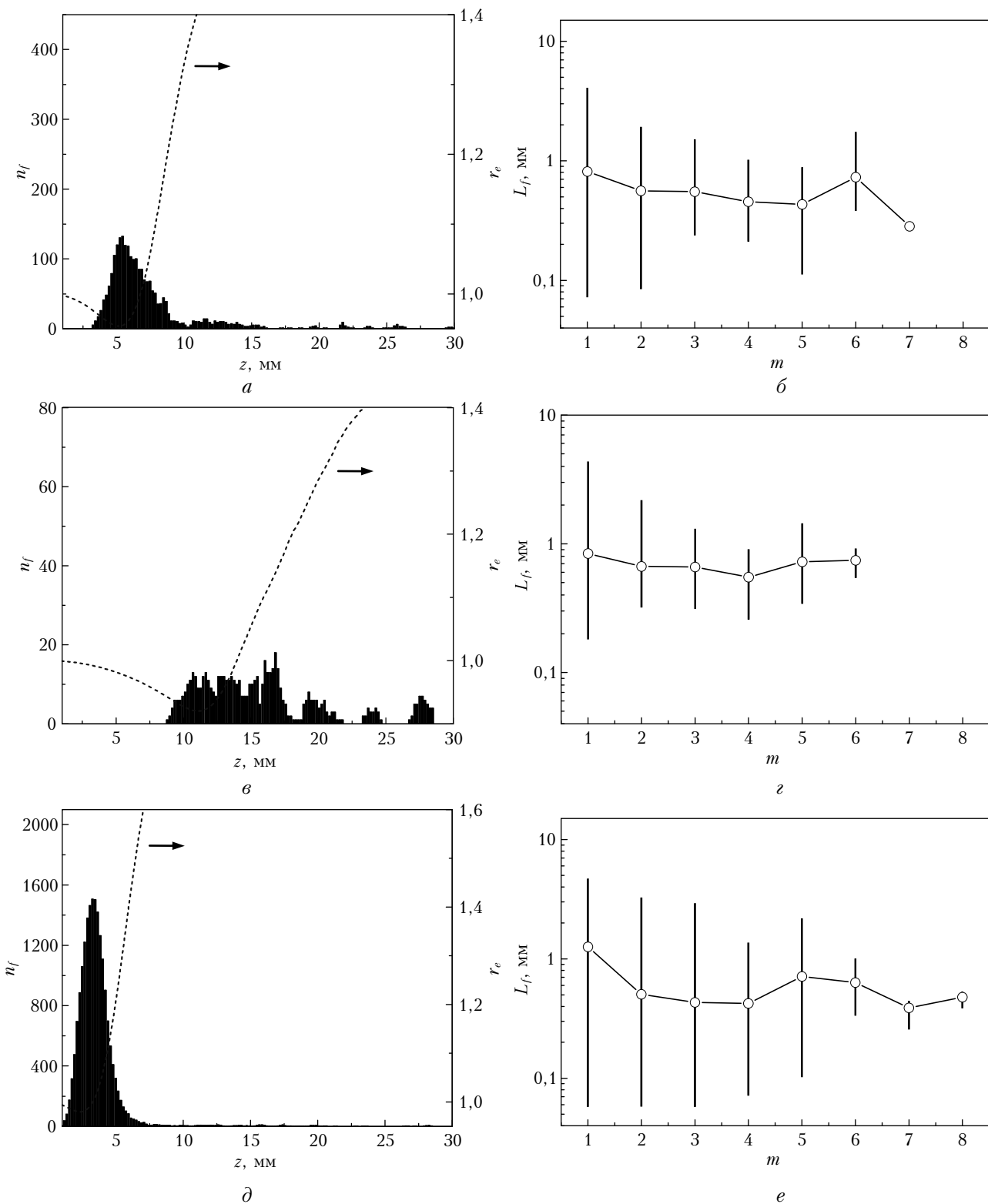


Рис. 7. Число плазменных каналов  $n_f$  и нормированный эффективный радиус пучка  $r_e = R_e/R_0$  вдоль оптической трассы ( $a, в, д$ ); длина канала  $L_f$  в зависимости от его индекса  $m$  (поколения) ( $б, г, e$ ) для  $E_0 = 10$  ( $a, б$ ); 30 ( $в, г$ ) и 80 мкДж ( $д, e$ )

Из рис. 7,  $б, г, e$  видно, что происходит с длиной элементарных плазменных каналов с увеличением их порядкового индекса  $m$ . Вертикальные линии здесь дают диапазон изменения параметра  $L_f$  для каждой генерации каналов. Точки, соеди-

ненные линиями, показывают усредненные по ансамблю реализаций значения.

Так, например, видно, что первое поколение плазменных «филаментов» (каналов с  $m = 1$ ) характеризуется наибольшим разбросом длин, примерно

от 0,06 мм до 5 мм. Эти каналы образуются в различных точках трассы распространения излучения в кварце и в различных местах поперечного сечения пучка. Второе и последующие поколения содержат плазменные каналы с уменьшающимся разбросом величины  $L_f$ , однако в среднем изменение длины от поколения к поколению происходит незначительно и на нерегулярной основе. Это отчетливо прослеживается на обсуждаемых графиках и отмечалось ранее в работе [18].

Более того, установленная закономерность в целом сохраняется и с увеличением энергетика излучения, но при этом возрастает разброс значений  $L_f$ , т.е. начинают появляться как более короткие, так и более длинные каналы. Первые из них (короткоживущие) образуются, как правило, в периферийных областях пучка (рис. 8, а), где изначально существующие локальные возмущения поперечного профиля амплитуды оптического поля, являющиеся затравками будущих филаментов, переносят невысокую парциальную мощность.

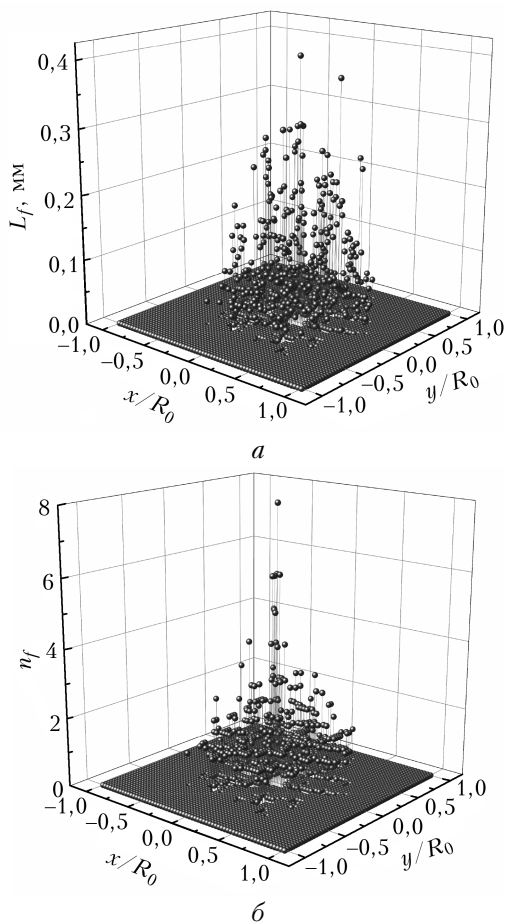


Рис. 8. Длина плазменных каналов 1-го поколения  $L_f(x, y; 1)$  (а) и общее число филаментов  $n_f$  по сечению лазерного пучка ( $E_0 = 30$  мкДж) (б)

Чем ближе к центру пучка, тем больше мощности содержится в подобных возмущениях в силу гауссовской огибающей профиля интенсивности и тем активнее и раньше по трассе будут проходить

самофокусировка и филаментация данных зон пучка. В итоге это даст большее число локальных рефокусировок [18] в центральных областях пучка в сравнении с его периферией и в целом более длинные плазменные каналы (рис. 8, б). Другими словами, физическая причина происходящих явлений — неоднородное распределение энергии (мощности) по сечению лазерного пучка, которое приводит к различиям в координатах старта филаментации в центре и на периферии, а также числа локальных рефокусировок, а значит — и общей длины плазменных каналов.

## Заключение

Таким образом, в настоящей статье представлены результаты экспериментального и теоретического исследования пространственной структуры плазменной области, создаваемой мощным ультракоротким лазерным импульсом (800 нм) при его нелинейном распространении в прозрачном диэлектрике в режиме множественной филаментации. Изучена статистика образования филаментов и микроструктурные параметры области множественной филаментации путем отслеживания всего жизненного цикла отдельных плазменных каналов, образующихся в массиве образца с учетом повторных рефокусировок излучения (поколений филаментов). Получены зависимости числа, положения и протяженности плазменных каналов от энергетика излучения.

Установлено, что увеличение энергии лазерного пучка сопровождается ярко выраженным развитием возникающей плазменной области по всем пространственным масштабам и усилением неоднородности продольного распределения числа плазменных каналов. Максимальное число плазменных каналов образуется в первом поколении световых филаментов, а само количество поколений определяется энергетикой излучения. При этом средняя протяженность элементарных плазменных каналов слабо варьирует от поколения к поколению, но их минимальная длина уменьшается с ростом энергии импульса.

Установленные закономерности имеют определенную важность для задач лазерного микротекстурирования и программируемой модификации прозрачных диэлектриков, где существует потребность в изучении взаимного расположения и пространственных параметров лазерных каналов, которые сопровождают филаментирующий лазерный импульс [30] и осуществляют изменение физических и оптических свойств материала. Здесь в большинстве случаев режим МФ воздействующего излучения используется для формирования регулярных массивов миниатюрных волноводов внутри диэлектрической матрицы [25].

Вместе с тем обсуждаемая проблема представляет интерес и для атмосферно-оптических приложений, например для изучения динамики нелинейного распространения мультитераваттного лазерного излучения на воздушных трассах [31]. В условиях,

когда мощность лазерных импульсов многократно превышает пороговую мощность самофокусировки, практически всегда реализуется хаотическая множественная филаментация пучка и в воздухе формируются протяженные и разветвленные плазменные каналы [11]. Количественное описание такого режима распространения излучения в атмосфере в полных масштабах не удается провести даже при использовании современных кластеров суперкомпьютеров в связи с ограниченностью их вычислительных возможностей при обчете самовоздействия реальных широкоапертурных лазерных пучков.

Использование твердого диэлектрика с низким по сравнению с газами значением критической мощности самофокусировки в качестве модельной среды распространения ультракороткого излучения позволяет достаточно просто реализовать множественную филаментацию субмиллиметрового лазерного пучка с мощностью в несколько гигаватт в лабораторных условиях, а также за счет кардинального снижения размерности численной сетки провести соответствующее численное моделирование даже на компьютере среднего уровня и детально исследовать структуру возникающих плазменных областей. Выполняя затем обратное масштабирование задачи к условиям атмосферного распространения широкоапертурного мультитераваттного излучения, можно надеяться на сохранение, по крайней мере на качественном уровне, установленных закономерностей МФ уже и в газовой среде.

Авторы выражают признательность сотрудникам ИОА СО РАН Д.В. Алексимову и А.В. Петрову, а также сотруднику ИАПУ ДВО РАН А.Ю. Майору за помощь в подготовке и проведении экспериментов и полезные обсуждения полученных результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (соглашение 15-17-10001).

1. Аскаръян Г.А. Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы // Ж. эксперим. и теор. физ. 1962. Т. 42, вып. 6. С. 1567–1570.
2. *Self-focusing: Past and Present* / Y.R. Shen, R.W. Boyd, S.G. Lukishova, Eds. Berlin: Springer, 2009. 605 p.
3. Чекалин С.В., Кандидов В.П. От самофокусировки световых пучков к филаментации лазерных импульсов // Успехи физ. наук. 2013. Т. 183, № 7. С. 133–152.
4. Houard A., Liu Y., Mysyrowicz A. Recent developments in femtosecond filamentation // J. Phys.: Conf. Ser. 2014. V. 497, 012001.
5. Bepalov V.I., Talanov V.I. Filamentary structure of light beams in non-linear liquids // J. Exp. Theor. Phys. Lett. 1966. V. 3, N 12. P. 307–310.
6. 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.
7. 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 J. Phys. 2004. V. 6, N 6. P. 6–22.
8. Chin S.L., Petit S., Liu W., Iwasaki A., Nadeau 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.
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. P. 67–76.
  10. Paunescu G., Spindler G., Riede W., Schröder H., Giesen A. Multifilamentation of femtosecond laser pulses induced by small-scale air turbulence // Appl. Phys. B. 2009. V. 96. P. 175–183.
  11. Berge L., Skupin S., Lederer F., Mejean G., Yu J., Kasparian J., Salmon E., Wolf J.P., Rodriguez M., Woste L., Bourayou R., Sauerbrey R. Multiple filamentation of terawatt laser pulses in air // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. 225002.
  12. Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Liu W., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Aközбек N., Kandidov V.P. Competition of multiple filaments during the propagation of intense femtosecond laser pulses // Phys. Rev. A. 2004. V. 70. 033802.
  13. Шленов С.А., Кандидов В.П. Формирование пучка филаментов при распространении лазерного импульса в турбулентной атмосфере. Часть 2. Статистические характеристики // Оптика атмосфер. и океана. 2004. Т. 17, № 8. С. 637–641.
  14. Косарева О.Г., Панов Н.А., Кандидов В.П. Сценарий многофиламентации и генерации суперконтинуума мощного фемтосекундного лазерного импульса // Оптика атмосфер. и океана. 2005. Т. 18, № 3. С. 223–231.
  15. Zvorykin V.D., Ionin A.A., Levchenko A.O., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Smetanin I.V., Ustinovskii N.N., Shutov A.V. Extended plasma channels created by UV laser in air and their application to control electric discharges // Plasma Phys. Reports. 2015. V. 41, N 2. P. 112–146.
  16. Schroeder H., Chin S.L. Visualization of the evolution of multiple filaments in methanol // Opt. Commun. 2004. V. 234, N 2. P. 399–406.
  17. Hao Z., Stelmazczyk K., Rohwetter P., Nakaema W.M., Woeste L. Femtosecond laser filament-fringes in fused silica // Opt. Express. 2011. V. 19, N 8. P. 7799–7806.
  18. Yang J., Mu G. Multi-dimensional observation of white-light filaments generated by femtosecond laser pulses in condensed medium // Opt. Express. 2007. V. 15, N 8. P. 4943–4952.
  19. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chin S.L. From filamentation in condensed media to filamentation in gases // J. Nonlin. Opt. Phys. Mater. 1997. V. 6, N 4. P. 485–494.
  20. Гейнц Ю.Э., Алексимов Д.В., Афонасенко А.В. Программно-вычислительный комплекс для анализа поперечных профилей лазерных пучков (профилометр). Св-во гос. рег. программы для ЭВМ № 2014616871 (2014).
  21. Кандидов В.П., Сметанин Е.О., Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В. Формирование конической эмиссии суперконтинуума при филаментации фемтосекундного лазерного излучения в плавленом кварце // Ж. эксперим. и теор. физ. 2011. Т. 140, вып. 3. С. 484–496.
  22. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г. Нелинейная фемтосекундная оптика атмосферы / Под общей ред. д.ф.-м.н., проф. А.А. Землянова. Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2010. 212 с.
  23. Geints Yu.E., Bulygin A.D., Zemlyanov A.A. Model description of intense ultra-short laser pulse filamentation: Multiple foci and diffraction rays // Appl. Phys. B. 2012. V. 107. P. 243–255.

24. Lu X., Liu Q., Liu Z., Sun S., Ding P., Ding B., Hu B. Measurement of nonlinear refractive index coefficient using emission spectrum of filament induced by gigawatt-femtosecond pulse in BK7 glass // *Appl. Opt.* 2012. V. 51, N 12. P. 2045–2050.
25. Kosareva O.G., Nguyen T., Panov N.A., Liu W., Salimonia A., Kandidov V.P., Akozbek N., Scalora M., Vallee R., Chin S.L. Array of femtosecond plasma channels in fused silica // *Opt. Commun.* 2006. V. 276, N 6. P. 511–523.
26. Couairon A., Sudrie L., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 71. 125435.
27. Келдыш Л.В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // *Ж. эксперим. и теор. физ.* 1964. Т. 47, вып. 5. С. 1945–1956.
28. Tzortzakis S., Bergé L., Couairon 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.
29. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Эволюция эффективных характеристик лазерного излучения фемтосекундной длительности при самовоздействии в газовой среде // *Оптика и спектроскопия.* 2008. Т. 104, № 5. С. 852–864.
30. Mauchair C., Cheng G., Huot N., Audouard E., Rosenfeld A., Hertel I.V., Stoian R. Dynamic ultrafast laser spatial tailoring for parallel micromachining of photonic devices in transparent materials // *Opt. Express.* 2009. V. 17, N 5. P. 3531–3542.
31. Durand M., Houard A., Prade B., Mysyrowicz A., Durécu A., Moreau B., Fleury D., Vasseur O., Borchert H., Diener K., Schmitt R., Théberge F., Châteauneuf M., Daigle J.-F., Dubois J. Kilometer range filamentation // *Opt. Express.* 2013. V. 21, N 22. P. 26836–26845.

*Yu.E. Geints, S.S. Golik, A.A. Zemlyanov, A.M. Kabanov.* **The microstructure of multi-filamentation region of femtosecond laser radiation in solid dielectric.**

Peculiarities of multiple filamentation of femtosecond laser pulses with gigawatt-level power in optical glass are considered. We analyze experimentally and by numerical simulations the fine structure of the plasma region accompanying light filaments and being created upon photoionization of dielectric. For the first time, the dependence of the number, position, and length of the individual generations of plasma channels on the laser energy is investigated. The role of pulse refocusing events in the formation of plasma region is discussed.