

# Микроструктура области множественной филаментации фемтосекундного лазерного излучения в твердом диэлектрике

Ю.Э.Гейнц, С.С.Голик, А.А.Землянов, А.М.Кабанов, А.В.Петров

*Рассмотрены закономерности множественной филаментации гигаваттных фемтосекундных лазерных импульсов в твердом диэлектрике (оптическое стекло). Экспериментально, а также с помощью численного моделирования проанализирована тонкая пространственная структура плазменной области, создаваемой при фотоионизации стекла и сопутствующей формирующимся световым филаментам. Впервые исследована зависимость числа, положения и протяженности отдельных «поколений» плазменных каналов от энергии импульса излучения. Установлено, что распределение числа плазменных каналов по длине диэлектрического образца имеет максимум, положение которого хорошо коррелирует с положением нелинейного фокуса светового пучка в целом, при этом средняя длина каналов уменьшается с ростом мощности импульса, а число последовательных «поколений» каналов, наоборот, растет.*

**Ключевые слова:** множественная филаментация фемтосекундного лазерного излучения, твердый диэлектрик, плазменные каналы.

## 1. Введение

Филаментация является ярким проявлением самофокусировки [1] мощного лазерного излучения при его распространении в среде с кубической оптической нелинейностью (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 дистанции распространения протяженных светящихся плазменных каналов, а также генерация экстремально широкополосного излучения – суперконтинуума. Плазма образуется в результате ионизации среды излучением, имеющим высокую интенсивность в зонах филаментации. Современное состояние исследований по данной тематике 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 при нормальном давлении пороговая, или критическая, мощность самофокусировки  $P_c$  в микрометровом 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 меньше.

Начальная пиковая мощность излучения  $P_0$  в конечном счете определяет число зарождающихся в среде фи-

ламентов и соответствующую им структуру плазменных каналов. При значительном 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 ее развитие 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 число работ целого ряда научных групп (ссылки на них можно найти, например, в обзорах [2–4]). Центральным положением теоретической модели МФ является предложенная в [6] концепция «оптической турбулентности», реализующейся при множественной самофокусировке светового излучения. Это означает, что МФ мощного лазерного импульса, подобно процессам эволюции других физических систем в условиях сильной турбулентности, имеет в общем случае стохастический характер. Физическая картина развития МФ в регулярной воздушной среде – дифракционное взаимодействие отдельных филаментов, приводящее или к возникновению новых «дочерних» филаментов, или же к «гашению» существующих, исследовалась 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 дистанции распространения, характерна именно для газовых сред и излучения с длиной волны в ближней ИК области спектра [11] (филаментация УФ излучения в возду-

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, А.М.Кабанов, А.В.Петров. Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634021 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; e-mail: ygeints@iao.ru

С.С.Голик. Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Россия, 690041 Владивосток, ул. Радио, 5

Поступила в редакцию 20 марта 2015 г., после доработки – 30 ноября 2015 г.

хе отличается повторяемостью поперечного распределения филаментов [14]).

Вместе с тем картина МФ в конденсированных (жидкости) и твердых средах, по-видимому, отличается большей стабильностью. При существенном превышении критической мощности самофокусировки в результате мелкомасштабной самофокусировки светового пучка образуются группы филаментов, которые формируют в среде параллельные плазменные каналы [15–18], сохраняющие свое поперечное положение в пучке. Кроме того, эксперименты показали, что отдельный плазменный канал (и порождающий его световой филамент) может прерываться и возникать снова в одной и той же пространственной области поперечного сечения светового пучка несколько раз [17], демонстрируя так называемые циклы фокусировки–рефокусировки излучения [18]. Оказалось, что число таких рефокусировок, дающих последовательные «поколения» плазменных каналов, находится в прямой зависимости от пиковой мощности импульса. Однако детального исследования данного вопроса, а также определения ряда других статистических характеристик плазменных каналов, сопровождающих филаментирующийся лазерный импульс в твердом диэлектрике, проведено не было.

В настоящей работе исследуется тонкая пространственная структура плазменной области, создаваемой мощным лазерным излучением в среде при его распространении в режиме МФ. Экспериментальные измерения проводились с оптическим стеклом BK7, а в теоретических расчетах в качестве модельной среды был выбран плавленый кварц, имеющий близкий к стеклу коэффициент кубической нелинейности показателя преломления. По нашим сведениям, впервые рассматривается пространственная конфигурация, число, положение и длина различных поколений плазменных каналов, изучается их зависимость от энергии излучения. Основная задача наших исследований состояла в прояснении физической картины мелкомасштабной случайной МФ мощного излучения в нелинейной среде, а именно изучение пространственной изменчивости плазменной области в канале лазерного пучка. В результате исследований было обнаружено близкое к унимодальному распределение линейной плотности плазмы по длине диэлектрического образца с максимумом, коррелирующим с положением нелинейного фокуса лазерного пучка. Оказалось, что число поколений плазменных каналов растет с увеличением энергии излучения, а протяженность плазменных каналов в каждом поколении характеризуется большим разбросом – от единиц микрометров до десятков миллиметров. При этом в среднем длина каналов уменьшается с ростом мощности импульса.

## 2. Результаты экспериментов

Эксперименты проводились на стенде Института автоматизации и процессов управления (ИАПУ) ДВО РАН. В экспериментах использовалось излучение Ti:сапфирового лазера (Spitfire Pro40F, Spectra Physics) на основной гармонике (центральная длина волны  $\lambda_0 = 800$  нм) с длительностью отдельных импульсов по полувысоте (FWHM) 45 фс, частотой их следования 1 кГц, диаметром пучка 9 мм (по уровню  $e^{-2}$ ), максимальной мощностью  $P_0$  импульса до 120 ГВт и энергией  $E_0$  до 5.4 мДж.

Лазерный импульс от источника направлялся на прямоугольный ( $80 \times 40 \times 40$  мм) образец стекла BK7 (пока-

затель преломления в ближней ИК области 1.51) и при достижении определенной мощности испытывал самофокусировку и филаментацию внутри стеклянного бруска. Боковое свечение области филаментации, имеющее выраженный сине-зеленый цвет, регистрировалось с помощью CCD-камеры ANDOR-Clara E, оснащенной объективом HELIOS-44M 2/58 и расположенной на линейной подвижке, позволявшей проводить последовательную съемку всей области филаментации. Поскольку весь образец не помещался в поле 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» [19].

На рис. 1 приведен один из примеров такой обработки экспериментальных данных. Здесь проиллюстрированы случаи воздействия на стеклянный брусок цуга импульсов излучения с энергией 3 и 4.5 мДж, что давало среднюю мощность каждого импульса 70 и 100 ГВт соответственно и тысячекратное превышение критической мощности самофокусировки в стекле. При этих условиях лазерный импульс распространяется в режиме МФ 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 из рис. 1, а, б, оно характеризуется неоднородностью распределения яркости как вдоль, так и поперек направления распространения излучения.

Максимумы 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. 1, в и вставки к нему можно заключить, что поперечный размер плазменных каналов, образующихся в различных местах стеклянного бруска, характеризуется высокой стабильностью, в то время как их длина варьируется в достаточно широких пределах.

Поскольку стекло прозрачно в спектральном диапазоне своей люминесценции, 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 эту проблему [20]), поэтому данный вопрос был исследован с помощью численного моделирования МФ ультракороткого импульса лазерного излучения в кварцевом стекле, результаты которого будут представлены ниже.

Вместе с тем по фотографиям бокового свечения стеклянного бруска можно достаточно точно охарактеризовать изменение погонной плотности общего числа плазменных каналов  $n_f$ , сформированных в пределах области филаментации излучения. Для этого необходимо выполнить численное интегрирование яркости  $J$  каналов вдоль линий вертикальной сетки:

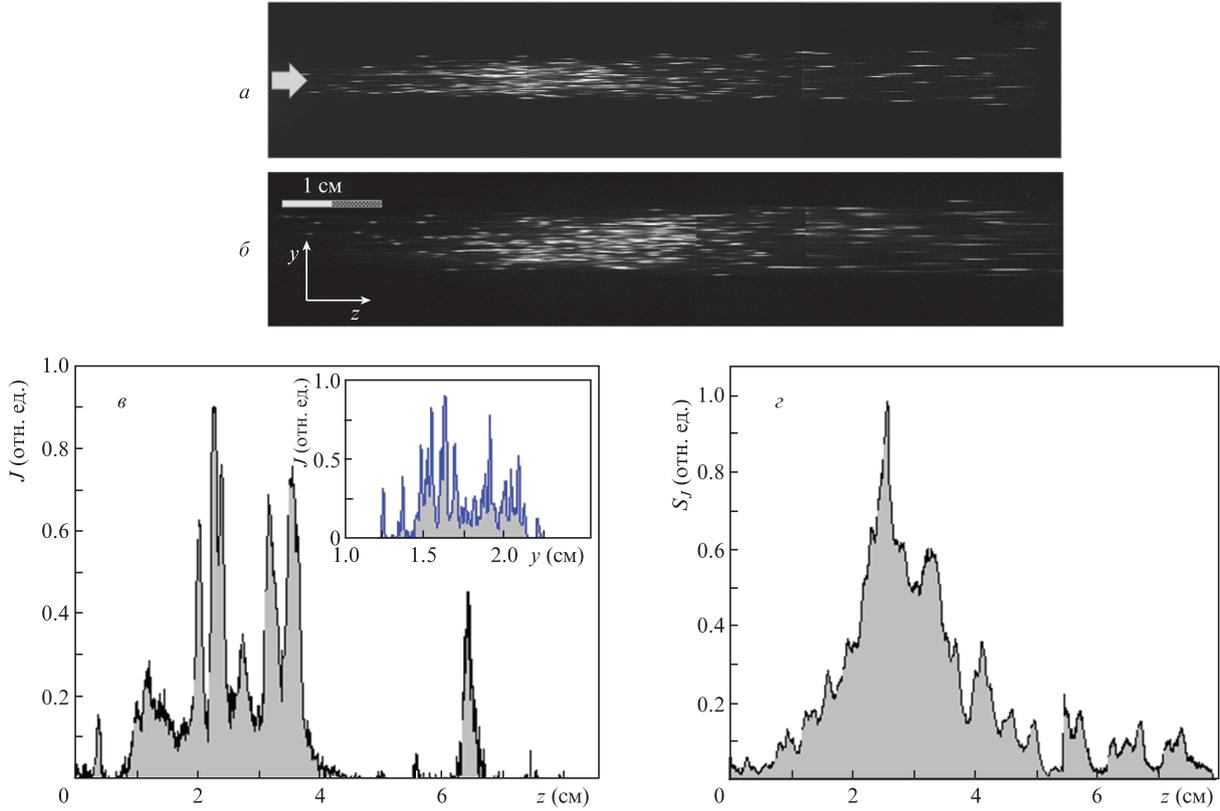


Рис.1. Изображения области филаментации лазерного излучения в стеклянном бруске при  $E_0 = 3$  (а) и 4.5 мДж (б), профиль яркости свечения  $J$  плазменных каналов при  $E_0 = 3$  мДж вдоль оси бруска (на вставке – поперечный профиль яркости при  $z = 3$  см) (в) и интегральная яркость свечения  $S_J$  вдоль образца ( $E_0 = 3$  мДж) (г). Стрелкой показано направление распространения излучения.

$$S_J(z_i) = \Delta y \sum_{j=1}^{N_y} J_{ij},$$

где  $J_{ij}$  – яркость в точке с координатами  $z_i, y_j$ ;  $N_y$  и  $\Delta y$  – размерность и шаг сетки по оси  $y$ . Зависимость от  $z$  данной величины, нормированной на свой максимум, показана на рис.1,г.

Из рис.1,г видно, 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 лазер-

ного излучения (глобальному нелинейному фокусу). Хвост зависимости  $S_J(z)$  достаточно пологий, с разделенными локальными максимумами, которые, как видно из рис.1,а, образованы периферийными относительно оптической оси плазменными каналами.

Повышение энергии входного излучения (рис.1,б) приводит к удлинению зоны свечения плазмы (зоны филаментации) внутри стеклянного бруска и к большему числу образующихся плазменных каналов. Соответствующие зависимости показаны на рис.2.

Протяженность всей области филаментации излучения  $L_{pl}$  оценивалась по гистограммам яркости свечения плазмы, аналогичным представленному на рис.1,в продольному профилю  $J(z)$ , по уровню 1% от максимума. Количество плазменных каналов  $n_f$  определялось как суммарное число локальных максимумов яркости свече-

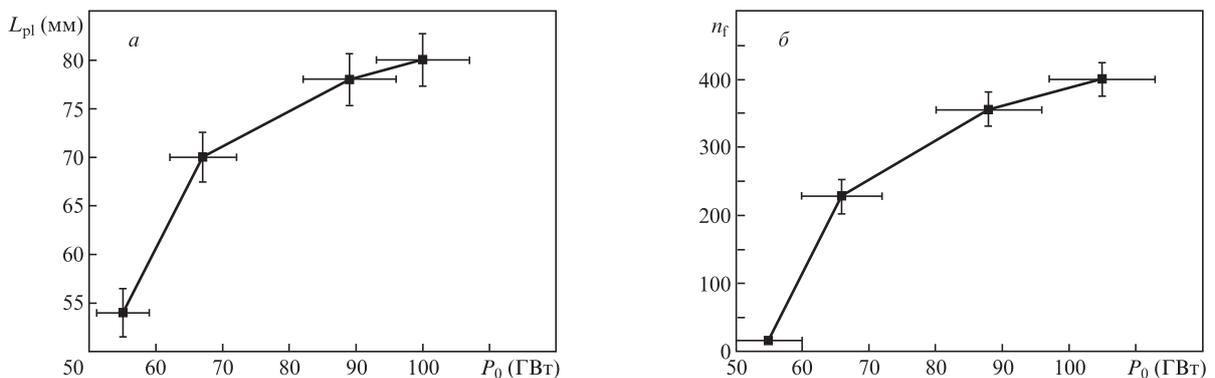


Рис.2. Зависимости эффективной длины области плазмообразования  $L_{pl}$  (а) и суммарного числа плазменных каналов  $n_f$  (б) от мощности лазерного импульса  $P_0$ .

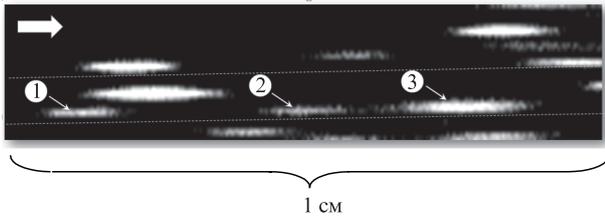


Рис.3. Увеличенное изображение плазменных каналов в стекле. Последовательные рефокусировки импульса отмечены цифрами. Направление распространения излучения указано стрелкой.

ния на регистрируемых изображениях плазменной области внутри образца. Результаты усреднялись по серии из нескольких десятков пусков импульсов 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 из рис.2,а, с увеличением мощности был незначительным. В то же время суммарное число формирующихся плазменных каналов заметно растет при тех же условиях наблюдения (рис.2,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.

На рис.1,а и б можно увидеть также проявление эффекта последовательных рефокусировок оптического поля импульса при его филаментации в кварцевом стекле. Действительно, обратимся к рис.3, на котором в увеличенном масштабе представлен небольшой участок стеклянного бруска со светящимися плазменными каналами. Здесь можно выделить некоторые группы каналов, например три пронумерованных канала, которые располагаются на одной прямой линии вдоль направления распространения излучения. Эти каналы имеют в общем случае различные протяженность и толщину, однако по аналогии с результатами работ [17, 18] по одиночной филаментации можно полагать, что все они образованы в результате последовательных циклов рефокусировок оптического поля одного и того же филамента. Причиной подобных пульсаций филамента является неустойчивость динамического баланса между фокусирующей оптической нелинейностью среды (керровская самофокусировка) и физическими механизмами, приводящими к дефокусировке излучения, такими как нелинейное поглощение при фотоионизации и рефракция в самоиндуцированной плазме. Число данных последовательных рефокусировок филамента растет с увеличением энергии светового импульса, а длина отдельных плазменных каналов при этом уменьшается [17]. В дальнейшем для удобства будем называть последовательно формирующиеся одним и тем же филаментом плазменные каналы поколениями каналов, которые будем нумеровать, как и на рис.3, последовательными числами.

### 3. Численная модель филаментации лазерного импульса

Представленные выше экспериментальные данные позволяют выявить общие закономерности самофокусировки и филаментации УКИ излучения в нелинейной среде и дают количественную информацию о расположении и плотности плазменных каналов внутри прозрачного

диэлектрика. Однако ход развития МФ излучения и тонкая структура области плазмообразования не поддаются пока экспериментальным методам исследования. Здесь может помочь численное моделирование изучаемого физического процесса.

Теоретическое моделирование нелинейного распространения УКИ излучения гигаваттной мощности в диэлектрике, как правило, проводится на основе уравнения параксиальной оптики с учетом нелинейного отклика вещества. Мы будем рассматривать данное уравнение как нелинейное уравнение Шредингера (НУШ) в четырехмерном пространстве-времени. Полная задача описания МФ лазерного импульса заключается в расчете пространственно-временной динамики оптического поля по всем координатам с учетом оптической нелинейности среды (эффект Керра), ее фотоионизации и образования плазменных областей. НУШ помимо линейных эффектов (дифракция, поглощение) позволяет корректно учесть «временную память» среды распространения, связанную с частотной дисперсией временного профиля светового импульса, инерционностью кубической нелинейности (комбинационным рассеянием) и нестационарностью плазменной дефокусировки [2, 21].

НУШ, использовавшееся при численном моделировании МФ в кварце, может быть записано в виде [22]

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2n_0k_0}\nabla_{\perp}^2 + \frac{k_0''}{2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)U = ik_0(\tilde{n}_2 + n_{\text{pl}})U - \alpha_{\text{NL}}U. \quad (1)$$

Здесь  $U$  – амплитуда поля;  $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$  – поперечный лапласиан;  $n_0$  – линейный коэффициент преломления среды;  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  – волновое число;  $I = cn_0|U|^2/(8\pi)$  – интенсивность импульса;  $c$  – скорость света в вакууме;  $k_0'' = \partial^2 k/\partial \omega^2$  – дисперсионный коэффициент (второго порядка) групповой скорости светового импульса в среде;  $\tilde{n}_2(t)$  – эффективный коэффициент кубической (керровской) нелинейности с учетом инерционности отклика [22];  $n_{\text{pl}} = -\rho_c I/(2\rho_c n_0)$  – коэффициент «плазменной» нелинейности;  $\rho_c = 1/(\sigma_c \tau_c c)$  – критическая концентрация электронов плазмы;  $\alpha_{\text{NL}} = \sigma_c \rho_c I/2 + (2I)^{-1} W_I E_i (\rho_{\text{nt}} - \rho_c)$  – коэффициент нелинейного поглощения среды;  $\sigma_c$ ,  $\tau_c$  и  $E_i$  – сечение каскадной ионизации, среднее время свободного пробега электрона и энергетическая ширина запрещенной зоны диэлектрика соответственно;  $W_I$  – вероятность фотоионизации вещества с концентрацией нейтральных атомов (молекул)  $\rho_{\text{nt}}$ .

Эволюция концентрации свободных электронов  $\rho_c$ , возникающих под действием излучения в канале лазерного пучка, подчиняется следующему упрощенному кинетическому уравнению [23] с учетом реализации режимов полевой (многофотонной) и столкновительной (лавинной) ионизации вещества:

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial t} = W_I(I)(\rho_{\text{nt}} - \rho_c) + (v_i - v_r)\rho_c, \quad (2)$$

где  $v_i$  и  $v_r$  – эффективные частоты ударной ионизации и рекомбинации. В приближении Друде [2], когда не учитывается распределение свободных электронов по скоростям, а 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

ции  $\sigma_c$ :  $v_i = I(r, t)\sigma_c/E_i$ . Частота рекомбинации свободных электронов  $v_r$  в твердом диэлектрике обычно считается константой.

В качестве модельной среды был выбран плавненный кварц, близкий по своим оптическим свойствам к использовавшемуся в экспериментах стеклу ВК7 (см., напр., [24]), однако значительно более полно документированный в научной литературе. Основные параметры представленной выше численной модели для плавненного кварца в спектральной области генерации основной гармоники титан-сапфирового лазера ( $\lambda_0 = 800$  нм) взяты из [23, 25].

Для обеспечения режима мелкомасштабной МФ в численных расчетах при задании начального профиля пучка лазерного излучения нами использовался модельный идеальный гауссов пучок,  $u_G(r_\perp)$ , по пространственным и временным координатам с наложенным на него случайным амплитудным и фазовым шумом светового поля:

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

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

$$u_G(r_\perp) = \exp\{-[r_\perp/(2a_0)]^2\}\exp[-i(2k_0|r_\perp|^2/f)];$$

$a_0$  – 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 численно полученные параметры статистически усреднялись по десяти независимым расчетам модельной задачи (при прочих постоянных условиях).

Вычисление скорости фотоионизации проводилось с помощью широко известной модели многофотонной ионизации Келдыша [26] при выборе энергетической ширины запрещенной зоны кварца, равной 9 эВ [23], что требовало для перевода связанного электрона в валентную зону поглощения шести фотонов оптического поля.

#### 4. Структурные характеристики МФ

Рассмотрим характеристики плазменной области, формирующейся в массиве плавненного кварца под действием фемтосекундного лазерного импульса. Провести численный расчет динамики филаментации реального, использовавшегося в наших экспериментах лазерного пучка (начальный радиус  $R_0 \approx 3$  мм) оказалось невозможным из-за известной проблемы с чрезвычайно высокими требованиями к размерности четырехмерных численных матриц, хранящих значения комплексной амплитуды оптического поля в каждой точке оптического пути. По этой причине мы провели численное моделирование МФ для масштабированного в область меньших диаметров 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 были уменьшены максимальная энергия лазерного импульса (до 80 мкДж) и параметр приведенной мощности  $\eta = P_0/P_c$ .

Качественное представление о процессе МФ дают объемные изображения плазменных каналов, приведенные на рис.4 в виде поверхностей равного уровня концентрации свободных электронов  $\rho_e = 10^{13}$  см<sup>-3</sup> для двух энергий импульса  $E_0$ . Здесь же в виде тоновых объемных фигур построено пространственное распределение плотности световой энергии  $w(x, y, z)$  лазерного пучка при его прохождении через кварцевый брусок. Видно, что при увеличении энергии лазерного импульса, эквивалентном в рамках численного эксперимента повышению его пиковой мощности  $P_0$ , возникающая плазменная область развивается по всем пространственным координатам: увеличивается суммарная протяженность зоны существования плазменных каналов, а также возрастает ее площадь в поперечном направлении. Для относительно малой энергии импульса,  $E_0 = 10$  мкДж ( $\eta = 62$ ), в кварце имеется небольшое число плазменных каналов (порядка пяти), причем наиболее длинный из них расположен вблизи оси лазерного пучка и характеризуется продольной связностью на длине около полусантиметра.

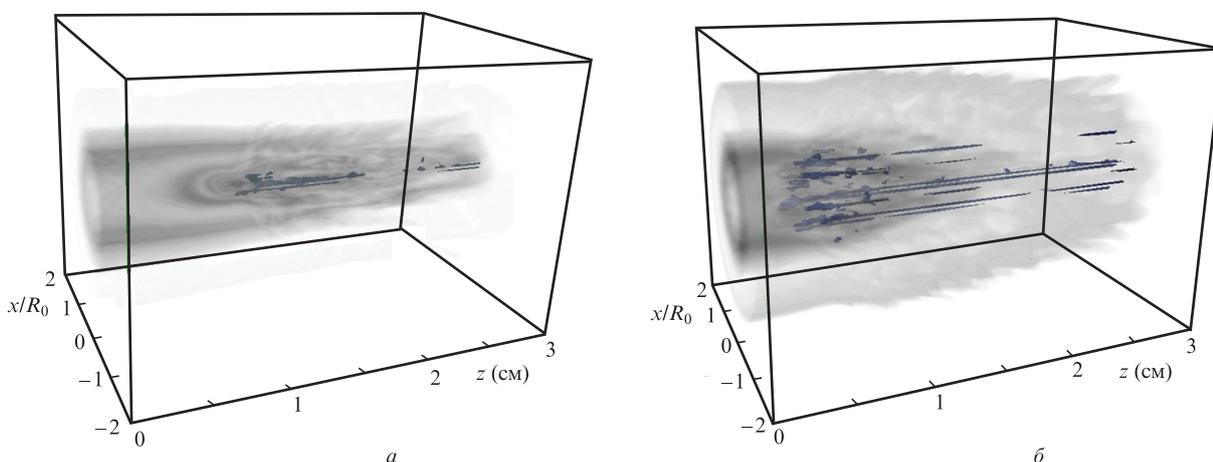


Рис.4. Изоповерхности  $\rho_e = 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и плотности световой энергии излучения (тоновые фигуры) при филаментации в кварцевом бруске размером  $0.4 \times 0.4 \times 30$  мм для  $E_0 = 10$  (а) и 30 мкДж (б). Излучение распространяется слева направо.

Повышение энергии пучка до 30 мкДж ( $\eta = 187$ ), 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.2 зависимостями. Общее число образующихся на всем протяжении области филаментации плазменных каналов приблизительно на порядок больше, чем в случае малой энергии импульса, а сами плазменные каналы становятся в среднем короче, что является следствием уменьшения пространственных размеров неоднородностей профиля лазерного излучения, достаточного для развития локальной (мелкомасштабной) самофокусировки пучка. Кроме того, еще одним характерным отличием представленных изображений является 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.

Перейдем к количественному анализу рассмотренных закономерностей. Для расчета статистики МФ в численных экспериментах была предусмотрена возможность отслеживания всего жизненного цикла отдельных плазменных каналов, образующихся внутри кварцевого образца. Данная процедура была реализована следующим образом.

В каждой точке оптического пути во всех узлах поперечной сетки рассчитывалось двумерное распределение концентрации свободных электронов плазмы  $\rho_e(x, y, z)$ , установившееся к концу лазерного импульса. Затем проводилась бинаризация данного распределения по некоторому заданному пороговому уровню  $\rho_{e1}$ . Результирующий массив двоичных значений с помощью двухпроходного алгоритма АВС-маски [27] анализировался на наличие связанных областей (СО), которые считались проекциями на заданное поперечное сечение отдельных плазменных каналов. Каждая такая область получала уникальный индекс, а ее пространственные характеристики (расположение, площадь, среднеквадратичные размеры по осям) сравнивались с соответствующими параметрами плазменных каналов, сохраненными в специальной базе данных на предыдущем пространственном шаге.

Продольная пошаговая трассировка связанных областей-каналов проводилась из условия малого смещения центра тяжести выбранной области от его положения на предыдущем шаге. Это означает, что на каждом последующем шаге по продольной координате вычисляются координаты центра тяжести каждой из найденных СО и ее среднеквадратичный радиус. Затем находится смещение  $d$  центра каждой такой области от положения центра  $r_c$  каждой из СО, зафиксированных на предыдущем шаге. При условии  $d \leq r_c$  считалось, что анализируемая СО принадлежит трассируемому плазменному каналу. Если для какой-то (каких-то) СО данное условие не выполнялось, то данная область принималась за стартовую позицию нового филамента (плазменного канала). Протяженность элементарных плазменных каналов  $L_{fm}$  вычислялась по предварительно сохраненным координатам их начала.

Для нумерации последовательно образующихся в данной СО плазменных каналов (филаментов) был введен в рассмотрение целочисленный индекс  $m$ , характеризующий число локальных рефокусировок поля в выбранной области поперечного сечения пучка. Другими словами, если

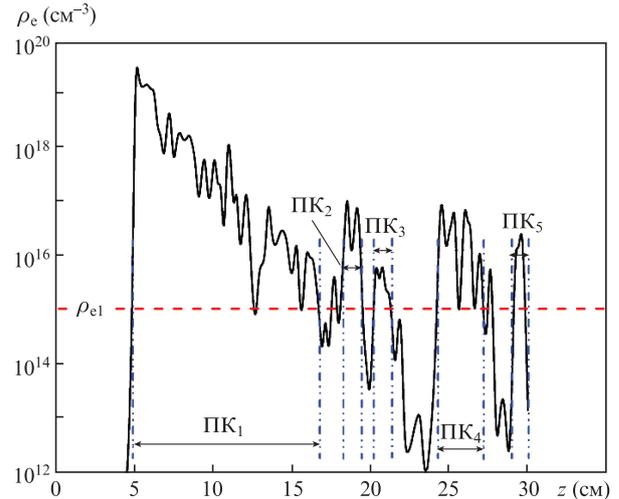


Рис.5. Пример эволюции вдоль дистанции распространения пиковой концентрации свободных электронов  $\rho_e$  в некоторой фиксированной точке поперечного профиля пучка. Показаны характерный уровень филаментации  $\rho_{e1}$ , а также расположение поколений плазменных каналов ( $ПК_m$ ).

$m > 0$ , то плазменный канал с заданной концентрацией электронов  $\rho_e \geq \rho_{e1}$  в данной СО возникал и пропалал  $m$  раз в процессе эволюции светового пучка. Например, в ситуации, отображенной на рис.5, видно формирование в некоторой выбранной СО пяти последовательных плазменных каналов, обозначенных аббревиатурой  $ПК_m$ , где  $m$  – порядковый номер плазменного канала. В финальной точке распространения излучения проводилась статистическая обработка матриц, заполненных значениями длин и стартовых координат филаментов, для вычисления средних величин и диапазона изменения параметров.

Описанную выше процедуру определения числа изолированных зон филаментации лазерного пучка иллюстрирует рис.6, где показано поперечное расположение плазменных каналов, возникающих в кварце на различных дистанциях. Изображения построены путем преобразования реального профиля концентрации свободных электронов  $\rho_e(x, y)$  в бинарное распределение  $A(x, y)$  по условию  $\rho_e > \rho_{e1}$ , где  $\rho_{e1} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Эта величина была выбрана исходя из экспериментальных данных по флуоресцентному свечению плазменных каналов в газовых средах при средней концентрации свободных электронов в них порядка  $10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$  [2]. На рис.6 в виде темных пятен изображены 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 числами, сохраняют свое положение в пучке на протяжении всей дистанции распространения. В данной численной реализации отдельный плазменный канал в процессе эволюции вдоль дистанции распространения мог изменять свою поперечную полуширину в диапазоне 4–10 мкм, что соответствовало аналогичному диапазону по поперечным координатам узлов расчетной сетки.

Понятно, что в используемом нами подходе не вполне корректно учитываются ситуации с близко расположенными плазменными каналами, когда на бинаризованных профилях концентрации свободных электронов происходит «слипание» соседних проекций каналов-пятен. Напри-

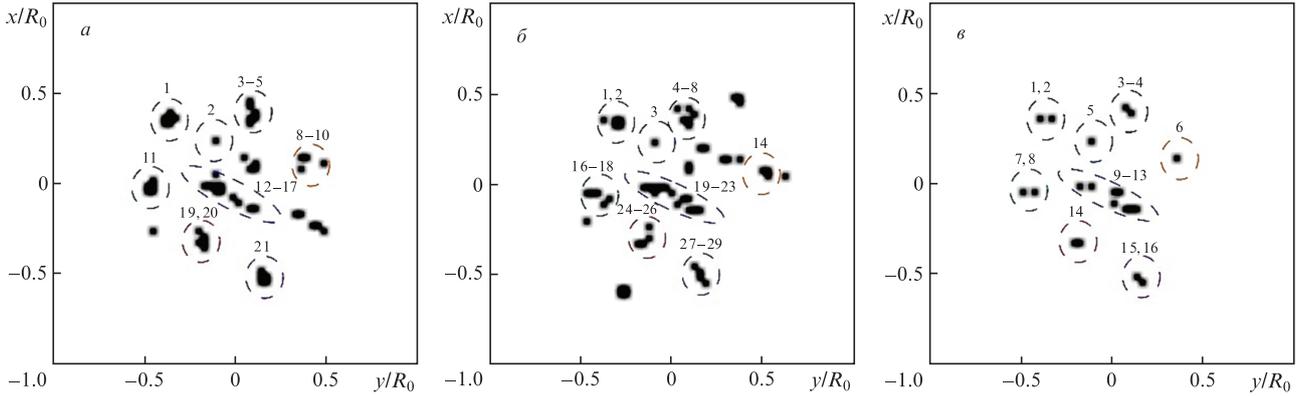


Рис.6. Пространственное расположение плазменных каналов  $A(x, y)$  по поперечному сечению лазерного пучка ( $E_0 = 30$  мкДж) на дистанциях  $z = 5$  (а), 7 (б) и 20 мм (в). Выделены и пронумерованы характерные группы каналов.

мер, на рис.6,а достаточно большое по площади пятно с номером 1 при увеличении дистанции распространения разделяется на два меньших пятна с номерами 1 и 2, представляющих собой уже два отдельных плазменных канала (рис.6,б, в). Численный алгоритм проинтерпретирует этот факт как появление нового канала рядом с первоначальным и увеличит счетчик числа каналов на единицу, хотя можно предположить, что изначально это уже и были два близко расположенных канала. Тем не менее мы полагаем, что все это даст лишь небольшую поправку к нашим оценкам, поскольку общее число образующихся плазменных каналов достаточно велико.

Итак, обратимся к рис.7, где показаны функциональные зависимости ряда параметров, характеризующих МФ лазерного импульса в среде, а именно числа плазменных каналов  $n_f$  и их длины  $L_f$ .

Если сравнивать между собой зависимости на рис.7,а–в для параметра  $n_f$ , то видно, что с ростом  $E_0$  происходят структурные изменения плазменной области на участке филаментации излучения: ее эффективная протяженность увеличивается и число образующихся каналов резко возрастает. При этом на зависимостях  $n_f(z)$  отчетливо прослеживается отмеченный выше эффект группировки плазменных каналов. Оказалось, что максимальное число плазменных каналов наблюдается в окрестности координаты глобального нелинейного фокуса пучка  $z_g$ , которая определяется как координата минимума продольной зависимости среднеквадратичного (эффективного) радиуса пучка  $R_c$  [28]:

$$R_c(z) = \left[ E^{-1}(z) \int_T dt \iint_{R_{\perp}} d^2 r_{\perp} I(r_{\perp}, z; t) |r_{\perp} - r_{gr}(z)|^2 \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где  $E(z)$  – энергия импульса в точке  $z$ , а  $r_{gr}$  – радиус-вектор центра тяжести пучка (по интенсивности излучения  $I(r_{\perp}, z; t)$ ). Интегрирование в (3) происходит по всей счетной области, включающей временную ( $T$ ) и поперечную пространственную ( $R_{\perp}$ ) сетки. Зависимости относительной величины  $r_c(z) = R_c(z)/R_0$  также приведены на рис.7.

В теории безабберационной стационарной самофокусировки светового пучка [29] эволюция эффективного радиуса до точки его поперечного коллапса задается простым соотношением:

$$R_c(z) = R_c(z=0) \sqrt{1 + (1 - \eta)(z/L_d)^2}, \quad (4)$$

где параметр  $L_d = k_0 R_0^2$  – дифракционная длина пучка. В работе [30] показано, что данный закон справедлив и для более реалистичного случая одиночной филаментации лазерного импульса при условии корректировки приведенной мощности излучения:  $\eta \rightarrow \eta^* = \eta/b$ , где  $b > 1$  – некоторый эмпирический параметр подгонки, учитывающий временной профиль импульса.

Неожиданным оказалось то, что формула (4) справедлива и для обсуждаемого здесь режима МФ излучения. Действительно, как следует из рис.8, зависимость от продольной координаты безабберационного среднеквадратичного радиуса пучка (3) достаточно точно описывает реальную зависимость  $R_c(z)$ , полученную из численных расчетов, если выбрать  $b \approx \sqrt{2}$ . Корреляция наблюдается для различных значений энергии (мощности) импульса и, как и предполагалось, существует только до окрестности координаты глобального фокуса  $z_g$ , отмеченной на рис.8 звездочкой.

Знание координаты глобального фокуса пучка имеет большее значение, поскольку именно в данной области, как отмечалось выше, число филаментов и связанных с ними плазменных каналов максимально. Априори определить положение глобального фокуса  $z_g$  лазерного пучка пока не представляется возможным без численного решения полной задачи (1), (2). Однако, как показали наши исследования, с точностью порядка 10% координата  $z_g$  может быть оценена по известной формуле Марбургера [31]:

$$z_g \approx z_M(\eta^*) = \frac{0.367 L_d}{\sqrt{(\sqrt{\eta^*} - 0.852)^2 - 0.0219}}, \quad (5)$$

при  $\eta^* > 1$  и коррекции реальной пиковой мощности лазерного импульса с помощью параметра  $b$ . Несмотря на то что первоначально это выражение было получено как аппроксимация расчетных данных по длине самофокусировки в режиме одиночного осевого филамента, о его применимости для случая МФ свидетельствует рис.8, где указаны стартовые координаты филаментации  $z_M$  коллимированного лазерного пучка, рассчитанные по формуле (5).

Вернемся к рис.7,г–е, которые показывают, что происходит с длиной элементарных плазменных каналов при увеличении порядкового номера поколения  $m$ . Вертикальные линии дают диапазон изменения параметра  $L_f$  для каждого поколения каналов. Точки, соединенные линиями, соответствуют усредненным по ансамблю реализаций значениям. Так, например, видно, что при умеренной энергии лазерного импульса (рис.7,д) первые несколько

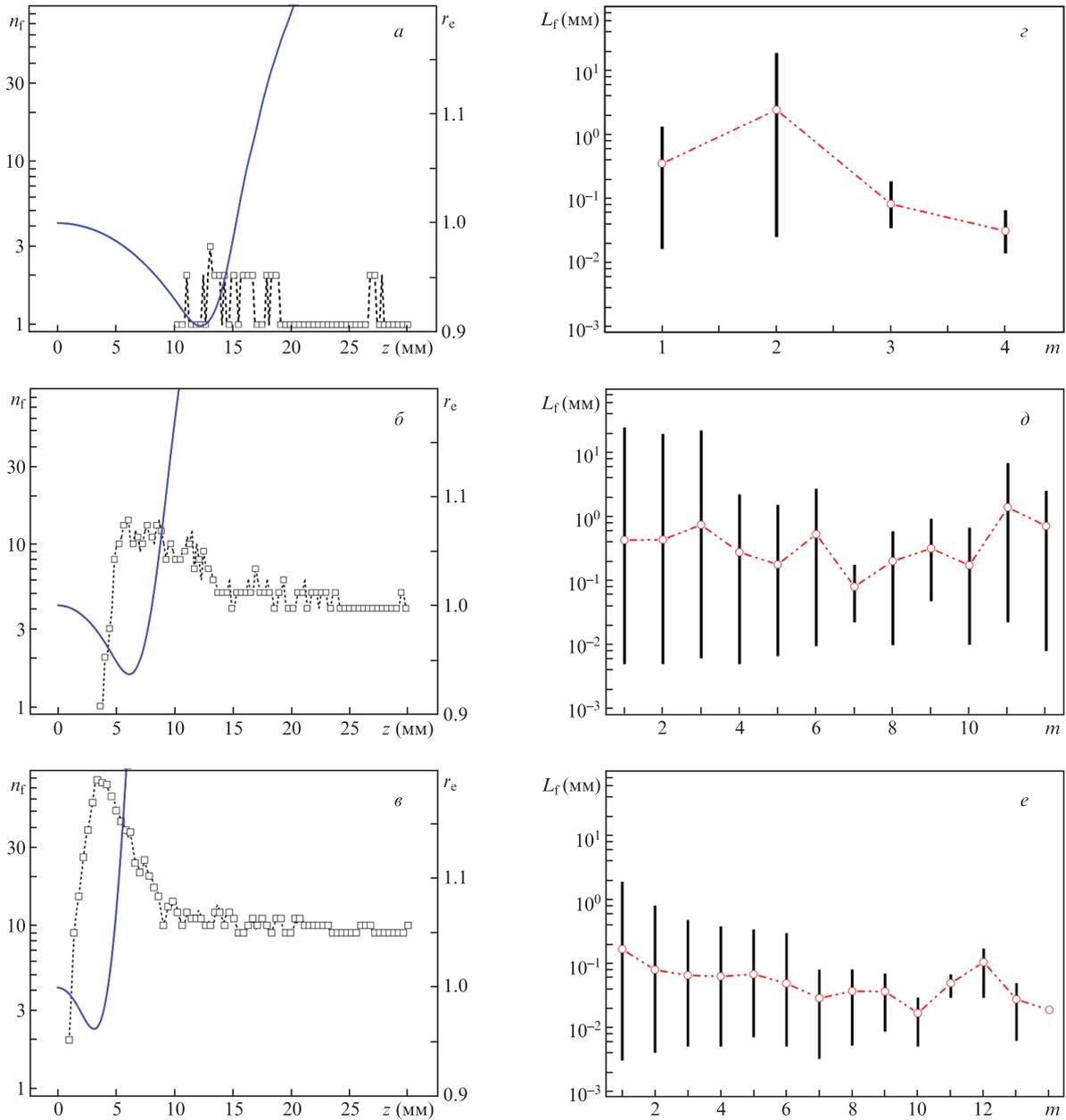


Рис.7. Число плазменных каналов  $n_f$  (точки) и нормированный эффективный радиус пучка  $r_e = R_e/R_0$  (сплошные кривые) вдоль оптического пути (а–в), а также длина канала  $L_f$  в зависимости от индекса его поколения  $m$  (z–e) при  $E_0 = 10$  (а, z), 30 (б, d) и 80 мкДж (в, e).

поколений плазменных каналов характеризуются большим разбросом длин, примерно от 6 мкм до почти 24 мм, чем последующие поколения. Эти каналы образуются в различных точках вдоль дистанции распространения излучения в кварце и в различных местах поперечного сечения пучка. Последующие поколения содержат плазменные каналы с уменьшающимся, как правило, разбросом величины  $L_f$ , однако в среднем изменение длины каналов от поколения к поколению происходит нерегулярно. Это отчетливо прослеживается для всех обсуждаемых зависимостей и отмечалось ранее в работе [17].

С увеличением энергии импульса возрастает число поколений филаментов, а также число более коротких плазменных каналов в каждом из поколений. Как показывает анализ наших данных по изменению длины плазменных каналов, образованных в различных точках поперечного сечения лазерного пучка (в настоящей статье не приведен), «короткоживущие» каналы образуются преимуще-

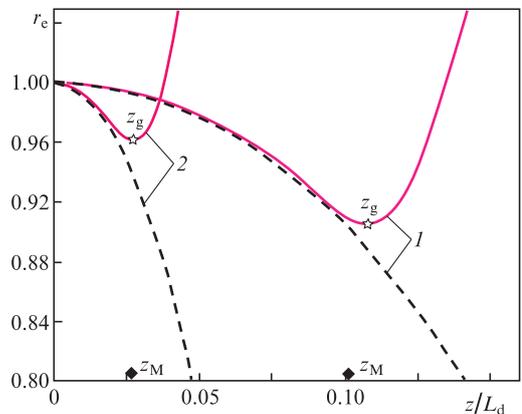


Рис.8. Продольная эволюция нормированного на свое начальное значение эффективного радиуса  $r_e(z)$  для энергий импульса  $E_0 = 10$  (1) и 30 мкДж (2), рассчитанная с помощью численной модели (1), (2) (сплошные кривые) и по формуле (4) (штриховые кривые).

ственно в периферийных областях пучка, где изначально существующие локальные возмущения поперечного профиля амплитуды оптического поля, являющиеся затравками будущих филаментов, содержат невысокую парциальную мощность. Чем ближе к центру пучка, тем большая мощность содержится в подобных возмущениях вследствие гауссовой огибающей профиля интенсивности и тем активнее и раньше будут происходить самофокусировка и филаментация данных зон пучка. В итоге это даст большее число пространственно-локальных рефокусировок [17] в центральных областях пучка по сравнению с его периферией и, в целом, более длинные плазменные каналы. Другими словами, физическая причина рассматриваемых явлений – изначально неоднородное распределение энергии (мощности) по сечению лазерного пучка, которое приводит к различиям в координатах старта филаментации в центре и на периферии пучка и в числе локальных рефокусировок поля, а значит и в общей длине плазменных каналов.

## 5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования пространственной структуры плазменной области, создаваемой мощным лазерным УКИ ( $\lambda_0 = 800$  нм) при его нелинейном распространении в прозрачном диэлектрике в режиме МФ. Изучены статистика образования филаментов и параметры микроструктуры области МФ путем отслеживания всего жизненного цикла отдельных плазменных каналов, образующихся в массиве образца, с учетом повторных рефокусировок излучения (поколений каналов). Получены зависимости числа, положения и протяженности плазменных каналов от энергии импульса.

В результате исследований было установлено что, несмотря на динамический и в полной мере случайный характер протекания МФ, данный режим самовоздействия УКИ излучения обнаруживает и некоторые регулярные закономерности своего развития. Так, было выявлено близкое к унимодальному распределение числа плазменных каналов по длине диэлектрического образца с максимумом, положение которого коррелирует с положением нелинейного фокуса лазерного пучка в целом. Кроме того, увеличение энергии лазерного пучка сопровождается ярко выраженным развитием возникающей плазменной области по всем пространственным координатам (удлинение области, увеличение ее поперечного сечения) и ростом числа образующихся поколений каналов. Протяженность данных каналов характеризуется большим разбросом значений в каждом поколении, однако можно утверждать, что чем выше мощность лазерного импульса, тем в среднем короче формирующиеся плазменные каналы.

Авторы благодарны Д.В.Алексимову (ИОА СО РАН), а также А.Ю.Майору (ИАПУ ДВО РАН) за помощь в подготовке и проведении экспериментов и полезные обсуждения полученных результатов. Авторы также выражают искреннюю признательность В.П.Кандидову (МГУ) за

полезные замечания и советы, позволившие кардинально улучшить настоящую статью.

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-28-02023 офи\_м) и Российского научного фонда (соглашение 15-17-10001).

1. Аскарьян Г.А. *ЖЭТФ*, **42**, 1567 (1962).
2. Shen Y.R., Boyd R.W., Lukishova S.G. (Eds) *Self-focusing: Past and Present* (New York: Springer, 2009).
3. Чекалин С.В., Кандидов В.П. *УФН*, **183**, 133 (2013).
4. Houard A., Liu Y., Mysyrowicz A. *J. Phys. Conf. Ser.*, **497**, 012001 (2014).
5. Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3** (2), 471 (1966).
6. Mlejnek M., Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 2938 (1999).
7. Liu W., Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Kandidov V.P. *New J. Phys.*, **6**, 6 (2004).
8. Chin S.L., Petit S., Liu W., Iwasaki A., Nadeau M.-C., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Andrianov K.Yu. *Opt. Commun.*, **210**, 329 (2002).
9. Chin S.L., Talebpour A., Yang J., Petit S., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Tamarov M.P. *Appl. Phys. B*, **74**, 67 (2002).
10. Paunescu G., Spindler G., Riede W., Schröder H., Giesen A. *Appl. Phys. B*, **96**, 175 (2009).
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. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 225002 (2004).
12. Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Liu W., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Aközbebek N., Kandidov V.P. *Phys. Rev. A*, **70**, 033802 (2004).
13. Шленов С.А., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **17**, 637 (2004).
14. Zvorykin V.D., Ionin A.A., Levchenko A.O., Seleznev L.V., Sinityn D.V., Smetanin I.V., Ustinovskii N.N., Shutov A.V. *Plasma Phys. Rep.*, **41**, 112 (2015).
15. Schroeder H., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **234**, 399 (2004).
16. Hao Z., Stelmaszczyk K., Rohwetter P., Nakaema W.M., Woeste L. *Opt. Express*, **19**, 7799 (2011).
17. Yang J., Mu G. *Opt. Express*, **15**, 4943 (2007).
18. Dharmadhikari A.K., Dharmadhikari J.A., Mathur D. *Appl. Phys. B*, **94**, 259 (2009).
19. Гейнц Ю.Э., Апексимов Д.В., Афонасенко А.В. *Программно-вычислительный комплекс для анализа поперечных профилей лазерных пучков (профилометр)*. Св-во гос. рег. программы для ЭВМ №2014616871 (2014).
20. Кандидов В.П., Сметанина Е.О., Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В. *ЖЭТФ*, **140**, 484 (2011).
21. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г. *Нелинейная фемтосекундная оптика атмосферы* (Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2010).
22. Geints Yu.E., Bulygin A.D., Zemlyanov A.A. *Appl. Phys. B*, **107**, 243 (2012).
23. Couairon A., Sudrie L., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. *Phys. Rev. B*, **71**, 125435 (2005).
24. Lu X., Liu Q., Liu Z., Sun S., Ding P., Ding B., Hu B. *Appl. Opt.*, **51**, 2045 (2012).
25. Kosareva O.G., Nguyen T., Panov N.A., Liu W., Saliminia A., Kandidov V.P., Aközbebek N., Scalora M., Vallee R., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **276**, 511 (2006).
26. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1945 (1964).
27. <http://habrahabr.ru/post/119244/>.
28. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. *Оптика и спектроскопия*, **104**, 852 (2008).
29. Vlasov S.N., Petrishchev V.A., Talanov V.I. *Radiophys. Quantum Electron.*, **14**, 1062 (1971).
30. Zemlyanov A.A., Geints Y.E. *Eur. Phys. J. D*, **42**, 349 (2006).
31. Marburger J.H. *Prog. Quantum Electron.*, **4**, 35 (1975).