

УДК 530.182.551.510.42+535.621.33

Филаментация мощного ультракороткого лазерного излучения. Фактор размера светового пучка

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 10.08.2012 г.

Теоретически исследован режим одиночной (осевой) филаментации мощного коллимированного фемтосекундного лазерного излучения в атмосферном воздухе. Проведен анализ влияния начального размера светового пучка на характеристики формирующегося филамента. Рассмотрены 3 параметра: координата начала филаментации, протяженность и продольная непрерывность (сплошность). Установлено, что для пучков одинаковой начальной мощности все рассмотренные характеристики филаментов обнаруживают зависимость от радиуса пучка. В качестве основной физической причины этого рассматривается дифракционное взаимодействие различных областей светового пучка в процессе его филаментации, степень которого возрастает с увеличением ширины пучка.

Ключевые слова: ультракороткое лазерное излучение, самофокусировка, филаментация, световые лучи; ultrashort laser radiation, self-focusing, filamentation, light rays.

Введение

Самофокусировка и филаментация являются наиболее яркими и масштабными явлениями, сопровождающими распространение мощного ультракороткого лазерного излучения в кубично-нелинейных средах, таких как воздух, вода, кварц, и интенсивно исследуются уже более полувека (см., например, обзоры [1–4] и ссылки в них). Помимо использования в целом ряде практических приложений (широкополосное лидарное зондирование, создание токопроводящих каналов, дальняя доставка излучения высокой интенсивности, генерация новых частот и др.) данные эффекты представляют интерес и с фундаментальной точки зрения, так как они существенно расширяют горизонты нелинейной оптики и физики сверхсильных полей.

В эксперименте возникновение филаментации может быть обнаружено по тонким светящимся нитям, визуализирующим путь лазерного луча в среде. Первопричиной филаментации является кубичная поляризуемость среды (нелинейность керровского типа), вызывающая самонаведенное увеличение показателя преломления в областях повышенной интенсивности излучения — самофокусировку — и последующее прогрессирующее сжатие лазерного пучка с достаточной для этого мощностью (сверхкритической) в поперечном направлении, так называемый коллапс пучка. Коллапс пучка останавливает ряд

физических механизмов, среди которых в газовой среде главенствуют фотоионизация и плазмообразование. В результате внутри пучка формируются пространственно локализованные области с высокой интенсивностью, сохраняющие свои параметры (поперечный размер, пиковая интенсивность) на достаточно протяженном участке трассы — *участке филаментации* излучения.

Уникальным свойством этих высокоинтенсивных локализованных зон — световых филаментов, является отсутствие какой-либо существенной зависимости их основных характеристик от начального размера светового пучка. Многочисленными исследованиями доказано, что как размер, так и пиковая интенсивность отдельного филамента определяются главным образом длиной волны лазера и оптическими характеристиками среды распространения [3, 4].

Сложнее обстоит дело с определением длины участка филаментации пучка. Данная характеристика, являясь, несомненно, важной, к настоящему времени достаточно мало изучена. По-видимому, это связано со сложностями технического характера, возникающими при определении и измерении конца участка филаментации, ее нестабильностью, влиянием мелкомасштабной модуляционной неустойчивости, турбулентности среды и другими дестабилизирующими филаментацию факторами.

Если говорить о режиме *одиночной филаментации* коллимированного излучения, а именно такой режим и будет рассматриваться в дальнейшем, то интуитивно понятно, что протяженность филамента должна определяться потерями энергии всего пучка на создание ионизированного канала, поддерживающего

* Юрий Эльмарович Гейнц (YGeints@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru).

состояние баланса противоборствующих сил в филаментации. К этим прямым потерям энергии еще добавляют так называемые «экстрапотери» на конверсию основной частоты спектра импульса в суперконтинуальные крылья и рэлеевское рассеяние на плазменных микрообразованиях [5]. Тогда, при условии независимости параметров одиночного филамента от размера светового пучка, длина филаментации также должна быть инвариантна к исходному радиусу пучка [6], а зависеть только от его энергии (мощности). Ниже мы рассмотрим данный вопрос и покажем, что это не всегда так.

С другой стороны, для световых пучков с мощностью, превышающей критическую в несколько раз, возможно нарушение продольной непрерывности, или *сплошности*, филамента [7]. Участок филаментации становится прерывистым, состоящим из нескольких несвязанных друг с другом более коротких фрагментов, являющихся следствием продольной нестабильности филамента из-за возрастающего действия сил дифракции на оси пучка. Очевидно, с увеличением радиуса пучка данный эффект должен усиливаться и также может повлиять на общую длину филаментации, однако результаты конкретных оценок и расчетов действия данного эффекта нам неизвестны.

В настоящей статье будет рассмотрен один из аспектов явления филаментации, связанный с влиянием начального размера светового пучка. С помощью численных расчетов на основе теоретической модели самовоздействия мощного ультракороткого излучения в атмосферном воздухе [8] установлено, что даже в режиме одиночной филаментации основные характеристики образующихся филаментов (стартовая координата, длина, сплошность) обнаруживают зависимость от радиуса светового пучка при условии постоянства его начальной мощности.

Теоретическая модель

Уравнение квазиоптики для комплексной огибающей напряженности электрического поля световой волны $E(\mathbf{r}_\perp, z, t)$ решалось с учетом нелинейности среды (нелинейное уравнение Шредингера (НУШ)). Модель оптической нелинейности воздуха включала мгновенную и инерционную составляющие эффекта Керра, нелинейность высших порядков (насыщение керровской нелинейности), изменение комплексного показателя преломления среды за счет фотоионизации молекул воздуха и образования газа свободных электронов [8]. Линейная часть уравнения описывала дисперсию групповой скорости лазерного импульса и дифракцию пучка. Для расчета динамики концентрации свободных электронов ρ_e в канале пучка использовалось соответствующее скоростное уравнение, учитывающее комбинированный многофотонный/туннельный механизм ионизации атомов кислорода.

Нелинейное уравнение Шредингера в системе координат, связанной с движущимся импульсом, имеет следующий вид:

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

где плотность свободных электронов плазмы $\rho_e(\mathbf{r}_\perp, z, t)$ дается уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_e = \Psi_I(I)(\rho_n - \rho_e).$$

Здесь $U = E/E_0$ – нормированная 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; λ_0 – несущая длина волны импульса излучения; $k_0'' = \partial^2 k/\partial \omega^2$ – дисперсионный коэффициент (второго порядка) групповой скорости светового импульса в среде;

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

– коэффициент кубичной (керровской) нелинейности;

$n_{HOKE} = \sum_{m=2}^{\infty} n_{2m} I^m$ – коэффициент нелинейности высших порядков, где n_{2m} – нелинейная добавка к показателю преломления, связанная с нелинейной восприимчивостью среды $(2m+1)$ -й степени;

$\delta(t)$ – дельта-функция Дирака; $\Lambda(t)$ – безразмерная функция времени, учитывающая инерционную составляющую кубичного отклика среды на действие светового поля; $n_{pl} = -\rho_e/(2\rho_c n_0)$ – коэффициент «плазменной» нелинейности; Ψ_I – вероятность фотоионизации газа с плотностью нейтральных атомов (молекул) ρ_n , а $I = cn_0 |U|^2/8\pi$ – его интенсивность; $\rho_c = 1/(\sigma_c \tau_c c)$ – критическая плотность электронов плазмы;

$$\alpha_{NL} = \sigma_c \rho_e/2 + (2I)^{-1} \left[\Psi_I \Delta E_i (\rho_n - \rho_e) \right]$$

– коэффициент нелинейного поглощения среды; σ_c , τ_c , ΔE_i – сечение каскадной ионизации, среднее время свободного пробега электрона и потенциал ионизации атома.

Инерционность керровской нелинейности, связанная с вынужденным комбинационным рассеянием световой волны на молекулах воздуха, учитывалась в рамках модели затухающего осциллятора:

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

где для воздуха $\Omega_R = 20$ ТГц – частота колебаний молекулы; $\tau_d = 70$ фс – характерное затухание; $\theta(t)$ – функция Хэвисайда. Значения коэффициентов при керровской нелинейности для $\lambda_0 = 800$ нм были выбраны следующими [9]: $n_2 = 3,0 \cdot 10^{-23}$ м²/Вт;

число удерживаемых слагаемых в выражении для высших нелинейностей $n_{НОКЕ} m = 3$ при $n_4 = -5,4 \times 10^{-41} \text{ М}^4/\text{Вт}^2$, $n_6 = 9,1 \cdot 10^{-58} \text{ М}^6/\text{Вт}^3$, $n_8 = -4,3 \times 10^{-75} \text{ М}^8/\text{Вт}^4$. Остальные параметры:

$$k_w'' = 0,21 \text{ фс}^2/\text{см}; \tau_c = 350 \text{ фс}, \sigma_c = 5,52 \cdot 10^{-24} \text{ М}^2, \\ v_r = 1,1 \cdot 10^{-12} \text{ М}^3/\text{с}, \Delta E_i = 12,1 \text{ эВ}.$$

Критическая мощность самофокусировки излучения $P_c = \lambda_0/(n_0 k_0 n_2)$ с учетом только мгновенной составляющей керровской нелинейности при этом составляет 3,5 ГВт. Расчет скорости фотоионизации атомов газовой среды Ψ_I проводился по модели ионизации ППТ [10].

Пространственно-временное распределение нормированной амплитуды светового импульса в начале трассы задавалось в виде гауссовой функции:

$$U(\mathbf{r}_\perp, z = 0; t) = \exp\left\{-|\mathbf{r}_\perp|^2/2R_0^2\right\} \exp\left\{-t^2/2t_p^2\right\},$$

где $|\mathbf{r}_\perp| = \sqrt{x^2 + y^2}$; t_p — длительность импульса, которая в расчетах принималась равной 100 фс. Излучение считалось коллимированным. Для соблюдения условия одиночной филаментации пучка пиковая мощность импульса P_0 была ограничена сверху величиной $10P_c$. Кроме того, мы не рассматривали пучки больше 5 мм в радиусе R_0 в связи с большой вероятностью развития в реальных условиях множественной филаментации из-за модуляционной неустойчивости керровской самофокусировки.

Сплошность филаментации

Обратимся к рис. 1, на котором приведена эволюция радиуса светового пучка R_w (вдоль дистанции распространения), определенного по профилю плотности энергии $w(\mathbf{r}_\perp)$ и фактически являющегося радиусом светового филамента, и пиковой плотности свободных электронов ρ_{em} , характеризующей формирующуюся в канале плазму.

Зависимости рассчитаны при условии постоянства начальной мощности лазерного излучения и варьировании его начального радиуса. Заметим, что координата распространения нормирована на рэлеевскую длину пучка $L_R = k_0 R_0^2/2$, вычисленную для соответствующего значения радиуса R_0 , а пиковая мощность импульса приведена к критической мощности: $\eta = P_0/P_c$.

Как видно, пучки различного размера в целом демонстрируют по трассе похожее поведение, отражающее различные этапы самовоздействия излучения. Сначала самофокусировка за счет кубичной нелинейности среды приводит к поперечному сжатию пучка, уменьшению R_w и росту ρ_{em} . Дальнейший участок квазинейтрального поведения данных параметров соответствует филаментации пучка и образованию плазменной колонки, а наблюдающееся уширение пучка при одновременном снижении плотности

плазмы говорит о временном или окончательном прекращении филамента на данной дистанции.

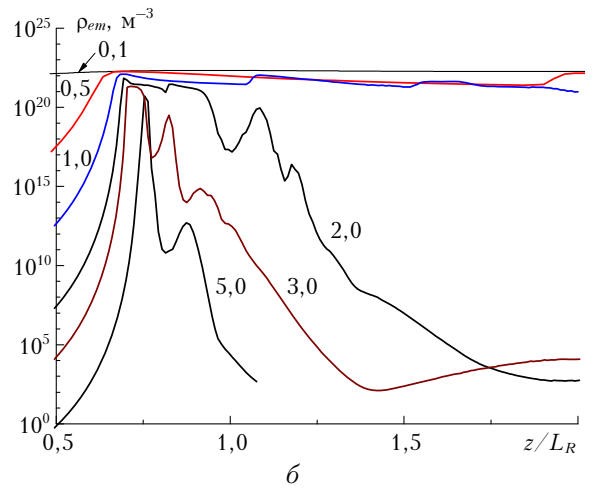
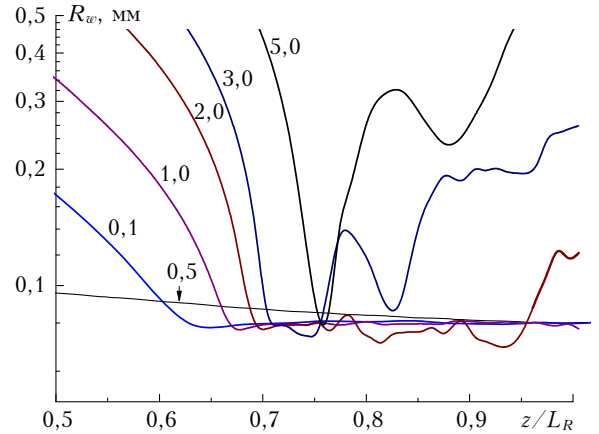


Рис. 1. Трассовая эволюция радиуса пучка (а) и пиковой концентрации свободных электронов (б) при самофокусировке в воздухе излучения с $\eta = 5$ и различным начальным радиусом (цифры у кривых в мм)

Вместе с тем наблюдаются и принципиальные различия в представленных зависимостях. Прежде всего, обращает на себя внимание нарастание амплитуды пульсаций радиуса и плотности электронов с повышением начального радиуса пучка. Действительно, для узких исходных пучков поперечный размер образующегося филамента достаточно стабилен, что свидетельствует о формировании *сплошного* высокоинтенсивного светового канала по трассе. Однако, начиная с $R_0 = 2$ мм, в трассовой эволюции филаментированной части пучка уже явно прослеживаются области, где филамент существенно расширяется и, если считать за границу филамента некоторое выбранное значение пиковой плотности свободных электронов, например $\rho_{em} = \rho_{em}^* = 10^{21} \text{ М}^{-3}$ [1], то прерывается, а затем может снова восстановиться. Другими словами, с повышением начального радиуса пучка развивается продольная *прерывистость* филаментации. Этот эффект известен в литературе и часто связывается с так называемой

последовательной рефокусировкой светового пучка в керровской среде [7].

Понять, почему в широких пучках филамент становится прерывистым, поможет анализ эволюции самофокусировки излучения, проведенный с помощью дифракционно-лучевой оптики.

На рис. 2, *a, б* изображены траектории одной из разновидностей усредненных (по времени) дифракционных лучей [11], визуализирующие направление тока световой энергии волны при ее распространении в нелинейной среде.

Данные лучи построены путем вычисления трассового изменения градиента фазы оптической волны, усредненного по временному профилю интенсивности. Для наглядности на рис. 2, *a, б* добавлено также семейство лучей с отрицательным значением радиальной координаты R , которое получено зеркальным отражением соответствующих истинных лучей от оси z .

На рис. 2, *в, г*, показана эволюция пиковой плотности свободных электронов ρ_{em} , отмечены точки начала z_s и конца z_e участка филаментации, а также его длина L_{fil} . Видно, что в самом начале трассы вследствие самофокусировки более широкий пучок испытывает и более сильное поперечное сжатие. Угол входа дифракционных лучей в точку старта филамента z_s (нелинейный фокус) для пучка с $R_0 = 3$ мм значительно больше, чем аналогичный угол в узком пучке. Соответственно, в широком пучке возрастает и «дифракционная пружина», которая совместно с плазменной дефокусировкой выбрасывает лучи из нелинейного фокуса, что вызывает прекращение филамента при $z \approx 0,53L_R$. По сути, данный эффект аналогичен эффекту сокращения длины филаментации, происходящему при увеличении кривизны фазового фронта исходного пучка после оптического фокусатора [12, 13].

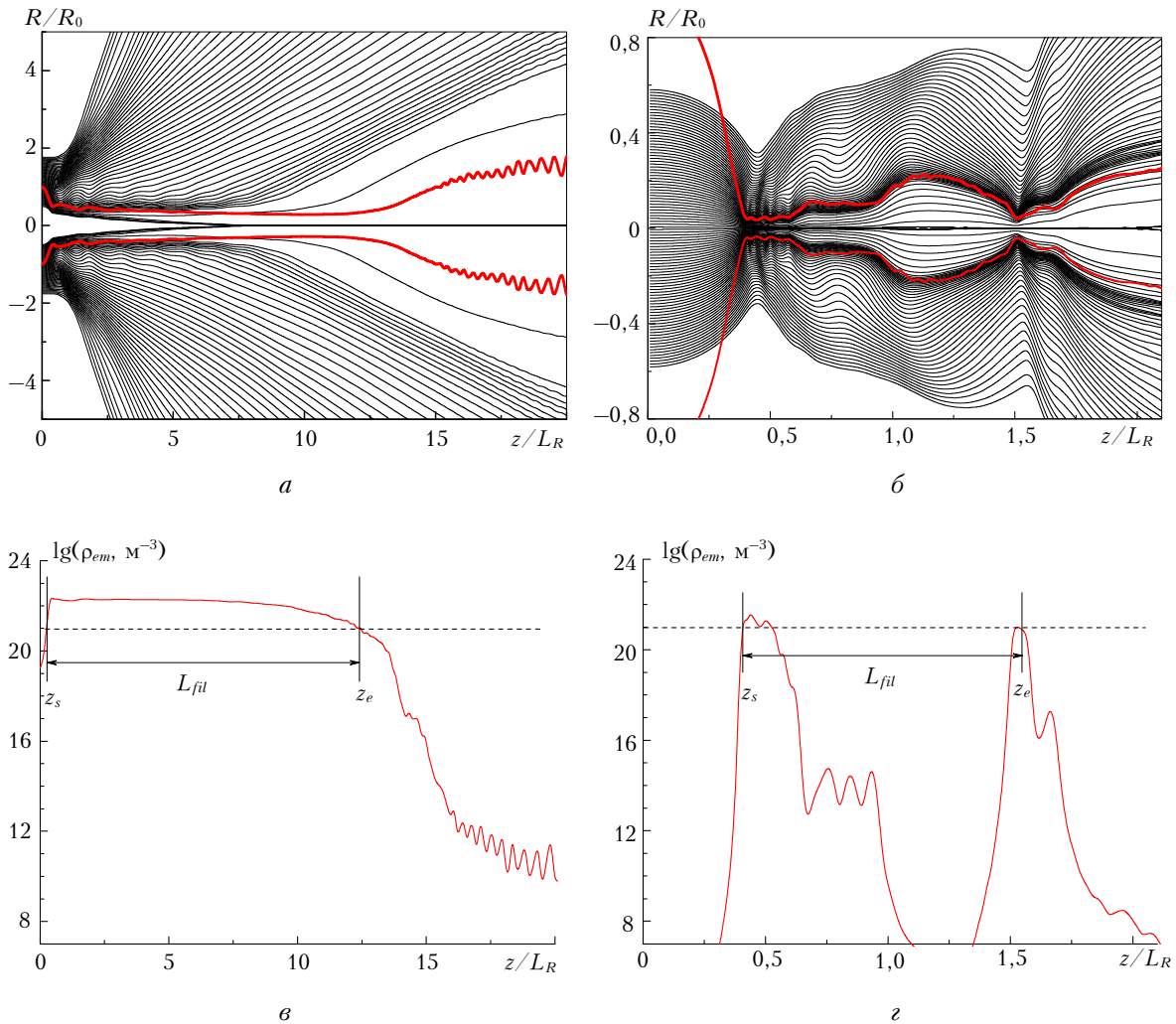


Рис. 2. Траектории усредненных дифракционных лучей (*a, б*) и эволюция пиковой плотности электронов плазмы (*в, г*) при самофокусировке излучения с $\eta = 10$ и $R_0 = 0,3$ (*a, в*) и 3 мм (*б, г*). Жирные кривые показывают геометрический радиус пучка R_w/R_0 , штриховая линия – порог филаментации ρ_{em}^*

Сжатие узкого пучка при самофокусировке, вследствие изначально более высокой интенсивности, происходит в существенно меньшей степени и затрагивает преимущественно осевую зону. Остальная «периферия» пучка практически сразу начинает стабильно расходиться, осуществляя только дифракционное сдерживание лучей, составляющих филамент. Расчеты показывают, что определенная по среднеквадратическому радиусу угловая расходимость узкого пучка [14] сразу за нелинейным фокусом более чем на порядок меньше, чем расходимость широкого пучка.

Второй участок филаментации широкого пучка при $z \approx 1,5L_R$ возникает потому, что при достаточном избытке мощности ($\eta \gg 1$) часть лучей из энергетического окружения филамента после его прекращения приобретает за счет эффекта Керра отрицательную расходимость. Эти лучи начинают сходиться к оптической оси и «поджимают» осевые лучи, не давая световой энергии уходить из филамента. Таким образом, вновь реализуются благоприятные условия для филаментации.

Начало филаментации

Вернемся вновь к рис. 1 и рассмотрим координату старта филаментации излучения. Начало области филаментации излучения z_s определяется, как известно [1], исходя из баланса «сил» самофокусировки и дифракции. В теории нестационарной самофокусировки световых импульсов для оценки координаты начала участка филаментации лазерного пучка общепризнанным является использование формулы Марбюркера (Marburger) [15], которая была выведена путем аппроксимации большого объема расчетных данных. Формула Марбюркера в явном виде содержит начальные параметры лазерного излучения и записывается следующим образом:

$$z_s(\eta) = \frac{(2L_R) \cdot 0,367}{\sqrt{(\sqrt{\eta} - 0,852)^2 - 0,0219}}. \quad (1)$$

Очевидно, что данное выражение справедливо только при $\eta > 1$.

Как видно, если использовать безразмерную координату z_s/L_R , то выражение (1) уже не будет зависеть от радиуса светового пучка R_0 . Следовательно, в нормированных координатах старт филаментации излучения одинаковой мощности η должен начинаться в одной и той же точке. Из рис. 1, а следует, что это не так: при увеличении радиуса пучка начало филамента смещается к концу трассы и причем достаточно существенно.

На рис. 3 как функция радиуса пучка построен параметр z_s/L_R , определенный из численного моделирования по условию, когда пиковая плотность свободных электронов ρ_{em} на оси пучка превысит заданный уровень $\rho_{em}^* = 10^{21} \text{ м}^{-3}$. Расчет проведен для дискретного набора значений радиуса пучка, для наглядности расчетные точки соединены сплайном.

Видно, что характер этой зависимости близок к степенной, т.е. наиболее сильное изменение координаты от R_0 наблюдается для узких пучков ($R_0 < 1 \text{ мм}$), в то время как для более широких пучков смещение старта филамента уже не так выражено.

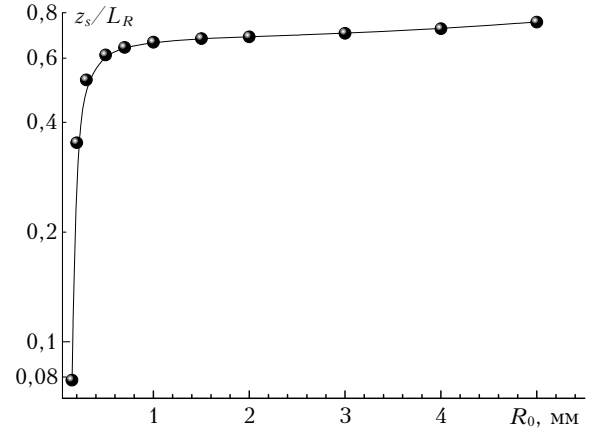


Рис. 3. Координата (нормированная) старта филамента z_s/L_R в зависимости от радиуса светового пучка ($\eta = 5$)

Мы специально не показали на рис. 3 значение z_s/L_R , рассчитанное по (1), поскольку при численном решении НУШ использовалась полная модель оптической нелинейности воздуха, включающая инерционность во времени и насыщение кубического отклика среды, которые в формуле Марбюркера не учитываются. Однако наши расчеты, проведенные для случая «чистой» керровской нелинейности (не приводятся здесь), показали, что отмеченное выше поведение параметра z_s/L_R при изменении R_0 сохраняется, а сама формула Марбюркера в диапазоне относительной мощности $1 < \eta < 15$ наиболее точно предсказывает координату начала филамента именно для широких пучков с $R_0 > 2 \text{ мм}$.

Строго говоря, требовать от формулы Марбюркера точного описания представленной на рис. 3 зависимости некорректно, так как выражение (1) дает *дистанцию самофокусировки* пучка, понимаемую как координата самой первой сингулярности, или локального коллапса (в отличие от коллапса всего пучка [16]), в эволюционной зависимости $R(z)$. Понятно, что на практике коллапс пучка не реализуется. В теории же сингулярность самофокусировки снимается введением в оптическую нелинейность среды механизмов, реализующих насыщение роста интенсивности импульса посредством нелинейного (многофотонного) поглощения и/или уменьшения коэффициента кубичной нелинейности (нелинейность высших порядков). Кроме того, в модели может учитываться еще и компенсаторное действие возникающей в канале пучка плазмы, которая понижает эффективное значение нелинейного показателя преломления среды и дополнительно дефокусирует излучение. Совместное действие данных факторов останавливает поперечный коллапс пучка на некотором квазиравновесном по уровню

пиковой интенсивности значения I_{fil} , которая для выбранной модели нелинейности определяет уже и квазиравновесный радиус филамента $R_w = R_{fil}$ [3]. Причем ни I_{fil} , ни R_{fil} не зависят от начального радиуса пучка!

Таким образом, световые пучки одной начальной мощности, но различного радиуса, испытывая самофокусировку в среде, способны сжаться только до некоторого определенного *абсолютного* размера. Поскольку скорость относительного поперечного сжатия этих пучков одна и та же (определяется только параметром мощнои η) [16], то более широкий пучок достигнет предельного уровня R_{fil} на большей дистанции, чем пучок меньшего радиуса. Если же пучок настолько узок, что при заданном η его начальная пиковая интенсивность I_0 равна или выше I_{fil} , то филамент сформируется практически сразу на входе в среду и тогда $z_s \rightarrow 0$.

Следовательно, дистанция начала филаментации должна уменьшаться с ростом интенсивности в лазерном импульсе I_0 , или, что то же самое, с уменьшением его радиуса R_0 . Регрессионный анализ функциональной зависимости, представленной на рис. 3, показал, что она близка к $R_0^{1/6}$.

Длина филаментации

Рассмотрим теперь, как зависит от размера светового пучка протяженность участка его филаментации. Здесь необходимо сразу сделать уточнение, что под длиной филаментации пучка будет пониматься общая протяженность участка оптической трассы с началом в точке старта филаментации z_s и концом, определяемым по самой дальней координате прекращения филамента z_e . Эта точка вычислялась, исходя из профиля пиковой плотности свободных электронов $\rho_{em}(z)$, как крайняя координата, когда ρ_{em} окончательно падала ниже заданного уровня ρ_{em}^* , т.е. $\rho_{em}(z > z_e) < \rho_{em}^*$ (см. рис. 2, б, з). Результаты этих расчетов в виде зависимости длины филаментации L_{fil} от радиуса светового пучка для двух значений мощнои представлены на рис. 4.

Из рис. 4, а следует, что в относительных координатах, при нормировке на длину Рэлея, длина участка филаментации монотонно сокращается с расширением светового пучка как при $\eta = 5$, так и при вдвое большей мощнои. Только миллиметровые и более узкие пучки дают длину филаментации, превышающую L_R , причем, как следует из вышеизложенного, такие филаменты характеризуются продольной сплошностью (непрерывностью).

Интересно, что отмеченное сокращение протяженности филаментации с увеличением размера пучка не связано с ростом его энергетических потерь. Наоборот, как это видно из рис. 5, на котором показано изменение относительной энергии импульса $Q(z)$ по трассе ($\Delta Q = 1 - Q(z)/Q_0$, где Q_0 — начальная энергия), чем шире пучок, тем незначительнее его потери на филаментацию.

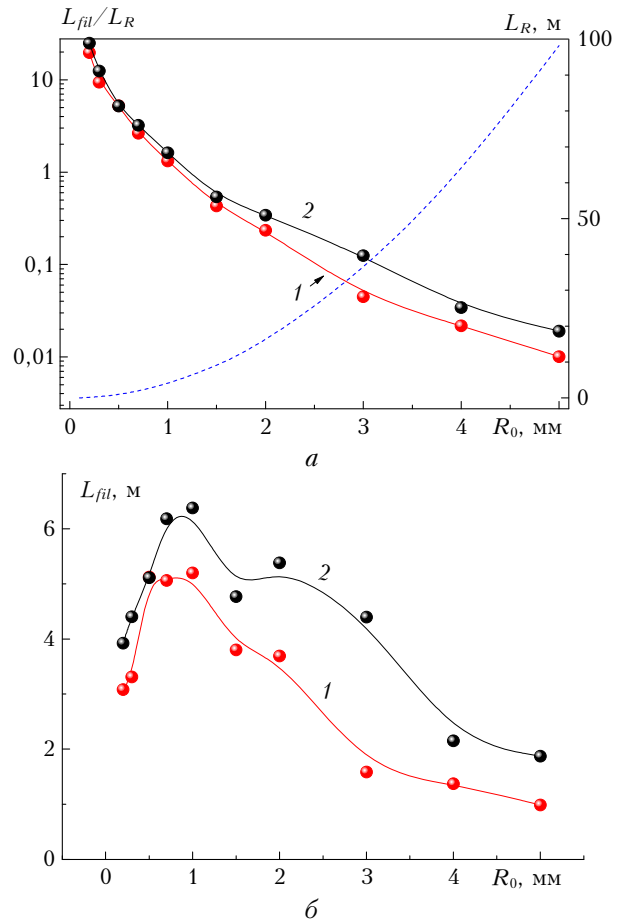


Рис. 4. Длина участка филаментации L_{fil} в безразмерных (а) и размерных (б) величинах пучков различного радиуса и относительной мощнои $\eta = 5$ (1) и 10 (2). Штриховая кривая — рэлеевская длина пучка

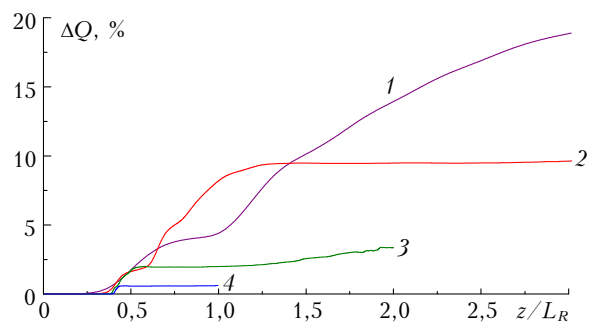


Рис. 5. Зависимость относительного изменения энергии импульса по трассе для пучков с $\eta = 10$ и $R_0 = 0,5$ (1); 1 (2); 3 (3) и 5 мм (4)

Даже в самом «худшем» случае (для узких пучков) суммарные энергопотери не превышают 20%. Ступенчатый характер зависимости энергии импульса от эволюционной переменной (рис. 5) свидетельствует о циклах *рефиламентации* пучка.

Если рассмотреть параметр L_{fil} в размерной величине (см. рис. 4, б), то в зависимости $L_{fil}(R_0)$ появляется экстремум в области радиусов пучка $R_0 \approx 0,8 \div 1,5$ мм, когда длина филаментации максимальна. В пучках меньшего радиуса сокращение

филамента связано с квадратичным падением длины Рэлея при уменьшении R_0 , а в пучках большего радиуса на сокращение участка существования филаментов «работает» уже его прерывистость. В этом случае, несмотря на пульсации радиуса пучка при его последовательных рефокусировках после первичного участка филаментации, значение пиковой плотности электронов остается ниже порогового уровня ρ_e^* (см., например, кривые для $R_0 = 3$ и 5 мм на рис. 1, б) и филаментации нет.

Добиться появления филамента в зонах рефокусировки можно только повышением начальной мощности в лазерном импульсе. Это, как видно из рис. 4, приводит к увеличению суммарной длины филамента, причем именно для широких пучков данный эффект наиболее заметен.

Заключение

Таким образом, рассмотрен режим одиночной филаментации мощного ультракороткого лазерного импульса в атмосферном воздухе и проведен анализ влияния начального размера светового пучка на основные характеристики образующихся филаментов, а именно координаты начала филаментации, протяженности ее участка и сплошности. Исследования проведены путем численного моделирования в рамках нелинейного уравнения Шредингера, записанного для огибающей электрического поля световой волны. В теоретической модели оптической нелинейности воздуха учтены мгновенная и инерционная составляющие керровской нелинейности, фотоионизация и плазмообразование, нелинейности высшего порядка.

Установлено, что при условии постоянства начальной мощности излучения все рассмотренные характеристики филаментов обнаруживают зависимость от радиуса пучка. В качестве основной физической причины здесь выступает дифракция, роль которой в процессе самофокусировки возрастает с увеличением размера пучка. Так, с увеличением радиуса пучка старт филамента при нормировке на длину Рэлея удаляется от начала трассы, при этом для относительно широких пучков ($R_0 > 2$ мм) теряется сплошность филамента и сокращается суммарная длина филаментации. Длина филаментации субмиллиметровых пучков, наоборот, растет с увеличением параметра R_0 , сохраняя свою непрерывность.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, грант № 12-05-00716-а, и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 13 «Экстремальные световые поля и их приложения».

Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov. Filamentation of high-power ultra-short laser radiation. Size factor of light beam.

The single (axial) filamentation regime of high-power collimated femtosecond laser radiation in the atmosphere is theoretically investigated. The effect of laser beam initial diameter on characteristics of a filament is analyzed. We consider three filament parameters: the coordinate of the filament beginning, its length and longitudinal continuity. We found that for the same initial beam power all the above characteristics of filaments show the dependence on the beam radius. As the main physical cause for this circumstance the diffraction interaction of various beam areas during the filamentation process is considered; the strength of this interaction increases as the beam widens.

Филаментация мощного ультракороткого лазерного излучения. Фактор размера светового пучка

3. Оптика атмосферы и океана, № 1.

1. *Self-focusing: Past and Present* / Y.R. Shen, R.W. Boyd, and S.G. Lukishova, eds. Berlin: Springer, 2009. 605 p.
2. *Berge L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P.* Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media // *Rep. Prog. Phys.* 2007. V. 70. P. 1633–1713.
3. *Couairon A., Myzrowicz A.* Femtosecond filamentation in transparent media // *Phys. Reports.* 2007. V. 441, N 2–4. P. 47–189.
4. *Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г.* Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // *Квант. электрон.* 2009. Т. 39, № 3. С. 205–228.
5. *Luo Q., Yu J., Hosseini A., Liu W., Ferland B., Roy G., Chin S.L.* Long-range detection and length estimation of light filaments using extra-attenuation of terawatt femtosecond laser pulses propagating in air // *Appl. Opt.* 2005. V. 44, N 3. P. 391–397.
6. *Couaron A.* Filamentation length of powerful laser pulses // *App. Phys. B.* 2003. V. 76. P. 789–792.
7. *Brodeur A., Chien C.Y., Ilkov F.A., Chin S.L., Kosareva O.G., Kandidov V.P.* Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air // *Opt. Lett.* 1997. V. 22, N 5. P. 304–306.
8. *Гейнц Ю.Э., Ионин А.А., Землянов А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Сунчугашева Е.С.* Особенности фокусированного распространения мощных лазерных импульсов фемтосекундной длительности в воздухе при пониженном давлении // *Оптика атмосф. и океана.* 2012. Т. 25, № 1. С. 18–25.
9. *Loriot V., Hertz E., Faucher O., Lavorel B.* Measurement of high order Kerr refractive index of major air components // *Opt. Express.* 2009. V. 17, N 16. P. 13429–13434.
10. *Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В.* Ионизация атомов в переменном электрическом поле // *Ж. эксперим. и теор. физ.* 1966. Т. 50, вып. 5. С. 1393–1397.
11. *Землянов А.А., Булыгин А.Д., Гейнц Ю.Э.* Дифракционная оптика светового филамента, образованного при самофокусировке фемтосекундного лазерного импульса в воздухе // *Оптика атмосф. и океана.* 2011. Т. 24, № 10. С. 839–847.
12. *Liu W., Luo Q., Théberge F., Xu H.L., Hosseini S.A., Sarifi S.M., Chin S.L.* The influence of divergence on the filament length during the propagation of intense ultra-short laser pulses // *App. Phys. B.* 2006. V. 82, N 3. P. 373–376.
13. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.* Влияние пространственной фокусировки на характеристики филаментации фемтосекундного лазерного излучения в воздухе // *Оптика атмосф. и океана.* 2010. Т. 23, № 4. С. 274–280.
14. *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.
15. *Marburger J.H.* Self-focusing: Theory // *Prog. Quantum. Electron.* 1975. V. 4. P. 35–110.
16. *Власов В.Н., Петрищев В.А., Таланов В.И.* Усредненное описание волновых пучков в линейных и нелинейных средах (метод моментов) // *Изв. вузов. Радиофиз.* 1971. Т. 14, № 9. С. 1353–1363.