

Влияние размера светового пучка на длину филамента, созданного мощным фемтосекундным лазерным излучением в воздухе

Ю.Э.Гейнц, С.С.Голик, А.А.Землянов, А.М.Кабанов, Г.Г.Матвиенко

Теоретически и экспериментально (на длинах волн 800 и 400 нм) исследован режим одиночной филаментации пучков фемтосекундного лазерного излучения миллиметрового диаметра с гигаваттной мощностью при коллимированном и острогофокусированном распространении в атмосферном воздухе. Проведен систематический анализ влияния начального размера светового пучка на пространственные характеристики области филаментации. Установлено, что для коллимированного излучения с одинаковой начальной мощностью протяженность участка филаментации немонотонно зависит от начального радиуса пучка. При этом происходят удаление координаты старта филамента и потеря продольной непрерывности (сплошности) сопутствующего плазменного канала. Для случая острогофокусированного излучения наблюдаемая длина филамента практически не зависит от начального радиуса пучка при условии постоянства пиковой интенсивности.

Ключевые слова: самофокусировка, филаментация, фемтосекундное лазерное излучение.

1. 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., напр., обзоры [1–4] и ссылки в них). Помимо использования в целом ряде практических приложений (широкополосное лидарное зондирование, создание токопроводящих каналов, доставка излучения высокой интенсивности на большие расстояния, генерация новых частот и др.), данные эффекты представляют интерес и с фундаментальной точки зрения, т.к. они существенно расширяют горизонты нелинейной оптики и физики сверхсильных полей.

В эксперименте филаментация может быть обнаружена по тонкой светящейся нити, визуализирующей путь лазерного пучка в среде. Первопричиной филаментации является кубическая поляризуемость среды (нелинейность керровского типа), вызывающая самонаведенное увеличение показателя преломления в областях повышенной интенсивности излучения и последующее прогрессирующее поперечное сжатие лазерного пучка с достаточной для этого мощностью, т.е. самофокусировку. Коллапс пучка в линию останавливается в силу ряда физических механизмов, среди которых в газовой среде главенствуют фотоионизация и плазмообразование. Результатом динамического баланса дифракции, самофокусировки и плазменной нелинейности являются пространственно локализован-

ные высокоинтенсивные световые структуры – филаменты, формирующиеся внутри пучка и сохраняющиеся на достаточно протяженном участке трассы.

Уникальное свойство филаментов – отсутствие какой-либо существенной зависимости их основных характеристик (поперечный размер, пиковая интенсивность) от начального размера светового пучка. Многочисленными исследованиями доказано, что основные свойства отдельного филамента определяются главным образом длиной волны излучения лазера и оптическими характеристиками среды распространения [3, 4].

Иначе обстоит дело с длиной филамента, т.е. дистанцией, на которой наблюдаются светящиеся нити и каналирование энергии пучка. Как это ни парадоксально, данная характеристика, являясь, несомненно, важной, достаточно мало изучена. Несмотря на то что в целом ряде исследований численно моделировалась и экспериментально изучалась филаментация пучков различных размеров [1], конкретные зависимости от радиуса пучка параметров области филаментации не приведены. Вместе с тем данный вопрос чрезвычайно важен для развития моделей атмосферного распространения широкоапертурных пучков ультракороткого излучения, реализующегося, как правило, в режиме множественной филаментации.

Если говорить о режиме одиночной филаментации, а именно такой режим и будет рассматриваться в дальнейшем, то интуитивно понятно, что протяженность филамента должна определяться потерями полной энергии пучка на создание ионизированного канала. К этим прямым потерям энергии следует добавить так называемые экстрапотери на конверсию излучения на основной частоте в излучение суперконтинуума и рэлеевское рассеяние на плазменных микрообразованиях [5]. Тогда, при условии независимости параметров одиночного филамента от размера светового пучка, длина филамента также должна быть инвариантна к исходному радиусу пучка и зависеть только от его энергии (мощности) [6]. Ниже мы рассмотрим данный вопрос и покажем, что это не всегда так.

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, А.М.Кабанов, Г.Г.Матвиенко. Институт оптики атмосферы СО РАН им. В.Е.Зуева, Россия, 634021 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; e-mail: ygeints@iao.ru
С.С.Голик. Дальневосточный федеральный университет, Россия, 690950 Владивосток, ул. Суханова, 8

Поступила в редакцию 3 марта 2014 г., после доработки – 21 марта 2014 г.

Одной из причин, приводящих к появлению зависимости длины филамента от радиуса пучка, является нарушение продольной непрерывности, или сплошности, филамента, наблюдаемое для световых пучков с мощностью, существенно превышающей критическую [7]. Филамент становится прерывистым, состоящим из нескольких не связанных друг с другом более коротких фрагментов, являющихся следствием множественных рефокусировок излучения и продольной неустойчивости филамента из-за возрастающего действия дифракции на оси пучка. Очевидно, что с увеличением радиуса пучка данный эффект должен усиливаться и может повлиять на общую длину филаментации, однако результаты конкретных оценок и расчетов этого эффекта нам неизвестны.

Все вышесказанное относится в основном к филаментации коллимированного или же слабосфокусированного излучения. Вместе с тем пространственная (внешняя) фокусировка пучка привносит ряд особенностей в процесс формирования филаментов и в их пространственные характеристики. Наиболее характерная из этих особенностей – уменьшение длины филамента и ограничение его дальней границы фокальной перетяжкой пучка. Как оказалось, проявление этого эффекта зависит как от начальной мощности лазерного импульса и остроты фокусировки пучка [8], так и от режима филаментации излучения (одиночная/множественная) [9].

В настоящей работе будет рассмотрен один из аспектов явления филаментации, связанный с влиянием начального размера светового пучка. Сначала с помощью численного моделирования мы покажем, что в режиме одиночной филаментации для пучков коллимированного излучения миллиметрового диаметра основные характеристики образующихся филаментов (стартовая координата, длина, сплошность) имеют зависимость от радиуса светового пучка при условии постоянства его начальной мощности. Старт филамента начинает удаляться от начала трассы, а общая длина филамента немонотонно зависит от этого радиуса, сначала возрастая с его увеличением, а затем снижаясь почти до нуля (что соответствует полному прекращению филаментации) для относительно широких пучков (более 4 мм).

Далее мы представим результаты наших лабораторных экспериментов по самофокусировке и филаментации предварительно острогофокусированного фемтосекундного излучения в воздухе при изменении начального размера и мощности светового пучка. В частности, по нашим сведениям, впервые будут представлены экспериментальные данные, свидетельствующие о предельно слабой зависимости (практически инвариантности) длины филамента лазерного пучка от его радиуса при условии постоянства пиковой интенсивности (не мощности). Этот результат не следует напрямую из теории самофокусировки света и существенно отличается от закономерностей, наблюдающихся в случае филаментации коллимированного излучения.

2. Теоретическая модель

В численных экспериментах решалось уравнение квазиоптики для комплексной огибающей напряженности электрического поля световой волны $E(r_1, z, t)$ с учетом нелинейности среды, называемое в научной литературе нелинейным уравнением Шредингера. Модель оптической нелинейности воздуха включала в себя мгновенную и

инерционную составляющие эффекта Керра, нелинейности высших порядков (насыщение керровской нелинейности) и изменение комплексного показателя преломления среды за счет фотоионизации молекул воздуха и образования газа свободных электронов. 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 и туннельный) механизм ионизации атомов газовых составляющих атмосферного воздуха (азот, кислород).

Уравнение распространения световой волны в системе координат, связанной с движущимся с групповой скоростью импульсом, имеет следующий вид:

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

Концентрация свободных электронов плазмы $\rho_e(r_1, z, t)$ дается скоростным уравнением

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = \Psi_i(I)(\rho_n - \rho_e). \quad (2)$$

Здесь $U = E/E_0$ – нормированная на начальную амплитуду поля; n_0 – линейный показатель преломления среды; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число; λ_0 – несущая длина волны излучения; $I = cn_0|U|^2/(8\pi)$ – его интенсивность; c – скорость света в вакууме; $k''_{\omega} = \partial^2 k/\partial \omega^2$ – дисперсионный коэффициент (второго порядка) групповой скорости светового импульса в среде;

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

– коэффициент кубической (керровской) нелинейности; $n_{\text{НОКЕ}} = \sum_{m=2}^M n_{2m} I^m$ – коэффициент нелинейности высших порядков; 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 кубического отклика среды на действие светового поля; $n_{\text{PI}} = -\rho_e/(2\rho_c n_0)$ – коэффициент «плазменной» нелинейности; $\rho_c = \omega_0^2 m_e / e^2$ – критическая концентрация электронов плазмы; m_e и e – масса покоя и заряд электрона; Ψ_i – вероятность фотоионизации газа с концентрацией нейтральных атомов (молекул) ρ_n ; ω_0 – центральная частота излучения; $\alpha_{\text{NL}} = \sigma_c \rho_e / 2 + (2I)^{-1} [\Psi_i \Delta E_i (\rho_n - \rho_e)]$ – коэффициент нелинейного поглощения среды; σ_c и ΔE_i – сечение ударной ионизации и потенциал ионизации атома соответственно.

Инерционность керровской нелинейности, связанная с вращательным вынужденным комбинационным рассеянием световой волны на молекулах воздуха, учитывалась в рамках модели затухающего осциллятора: $\Lambda(t) = \theta(t) \times \Omega_R \exp(-t/\tau_d) \sin \Omega_R t$, где для воздуха частота колебаний молекулы $\Omega_R = 20$ ТГц, характерное время затухания $\tau_d = 70$ фс, а $\theta(t)$ – функция Хэвисайда. Для длины волны излучения $\lambda_0 = 800$ нм коэффициенты в уравнениях (1), (2) были выбраны следующими: нелинейный показатель преломления среды $n_2 = 3.0 \times 10^{-23}$ м²/Вт, число удерживаемых слагаемых в выражении для высших нелинейностей $M = 4$ (в соответствии с экспериментом [10]), коэффициент хроматической дисперсии $k''_{\omega} = 0.21$ фс²/см. Для второй

гармоники излучения ($\lambda_0 = 400$ нм) $n_2 = 5.4 \times 10^{-23}$ м²/Вт, $n_{\text{НОКЕ}} = 0$, $k_0'' = 0.81$ фс²/см. Остальные параметры: $\sigma_c = 5.52 \times 10^{-24}$ м², $\Delta E_i = 12.1$ эВ (кислород). Критическая мощность самофокусировки излучения $P_c = \lambda_0 / (n_0 k_0 n_2)$ с учетом только мгновенной составляющей керровской нелинейности составляет при этом 3.2 ГВт для основной гармоники и 0.5 ГВт для второй гармоники [11]. Расчет скорости фотоионизации атомов газовой среды Ψ_i проводился по модели ионизации Переломова–Попова–Терентьева [12].

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

$$U(r_{\perp}, z = 0; t) = \exp\{-|r_{\perp}|^2 [1/(2R_0^2) + ik_0/(2f)]\} \exp[-t^2/(2t_p^2)], \quad (3)$$

где $|r_{\perp}| = \sqrt{x^2 + y^2}$; t_p – длительность импульса, которая в расчетах принималась равной 100 фс; f – фокусное расстояние оптической системы. Для соблюдения условия одиночной филаментации пучка пиковая мощность импульса P_0 была ограничена сверху величиной $10P_c$; кроме того, мы не рассматривали пучки с радиусами более 5 мм, в связи с большой вероятностью развития в реальных условиях множественной филаментации из-за модуляционной неустойчивости керровской самофокусировки.

3. Филаментация коллимированного излучения

Обратимся к рис.1, на котором приведена численно рассчитанная эволюция радиуса R_w коллимированного

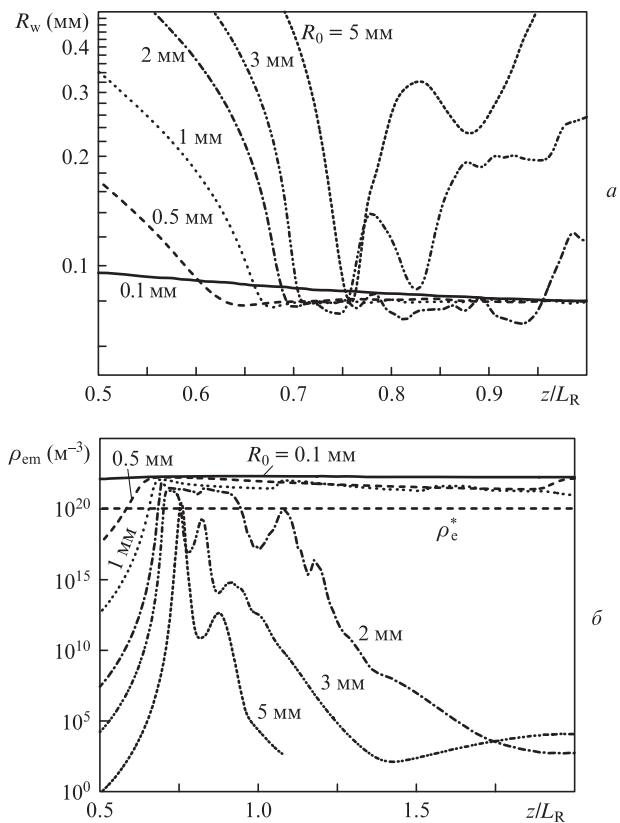


Рис.1. Эволюция радиуса коллимированного пучка (а) и пиковой концентрации свободных электронов (б) вдоль трассы при самофокусировке в воздухе излучения с $\eta = 5$ и различными начальными радиусами пучка R_0 .

($f \rightarrow \infty$) светового пучка, определенного по профилю плотности энергии $w(r_{\perp})$ как полуширина на уровне $1/e$ от максимума и фактически являющегося радиусом светового филамента. Здесь же показана зависимость пиковой концентрации свободных электронов ρ_{em} , характеризующей формирующуюся в канале плазму. Зависимости рассчитаны при условии постоянства начальной мощности пучка 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 пучка R_0 , а пиковая мощность импульса приведена к критической мощности: $\eta = P_0 / P_c$.

Видно, что пучки различного размера в целом демонстрируют вдоль трассы похожее поведение, отражающее различные этапы самовоздействия излучения. Сначала самофокусировка за счет кубической нелинейности среды приводит к поперечному сжатию пучка, уменьшению R_w и росту ρ_{em} . Следующий участок соответствует филаментации пучка и образованию плазменного канала. Наблюдающееся затем уширение пучка при одновременном снижении плотности плазмы говорит о временном или окончательном прекращении филамента на данном расстоянии.

Вначале рассмотрим координату старта z_s филамента. Начало области филаментации излучения определяется исходя из баланса «сил» самофокусировки и дифракции [13]. В теории нестационарной самофокусировки световых импульсов для оценки координаты начала участка филаментации коллимированного лазерного пучка общепризнанным является использование формулы Марбургера [14], которая была получена путем аппроксимации большого объема расчетных данных. Формула Марбургера в явном виде содержит начальные параметры лазерного излучения и записывается следующим образом:

$$z_s(\eta) = \frac{0.367 L_d}{\sqrt{(\sqrt{\eta} - 0.852)^2 - 0.0219}}, \quad (4)$$

где $L_d = 2L_R$ – характерная длина дифракции. Очевидно, что это выражение справедливо только при $\eta > 1$.

Если в (4) использовать безразмерную координату z_s / L_R , то данное выражение уже не будет зависеть от радиуса светового пучка R_0 . Следовательно, в нормированных координатах старт филамента при постоянной относительной мощности η должен начинаться в одной и той же точке. В то же время из анализа рис.1,а следует, что это не так: при увеличении радиуса пучка начало филамента смещается к концу трассы, причем достаточно существенно.

На рис.2 показана зависимость от радиуса пучка параметра z_s / L_R , определенного путем численного моделирования согласно условию, что пиковая концентрация свободных электронов ρ_{em} на оси пучка превышает заданную концентрацию $\rho_c^* = 10^{20}$ м⁻³. Расчет проведен для дискретного набора значений радиуса пучка; для наглядности расчетные точки соединены кривой, полученной методом сплайн-аппроксимации. Видно, что характер этой зависимости близок к дробно-степенной, т. е. наиболее сильное изменение координаты при изменении R_0 наблюдается для узких пучков ($R_0 < 1$ мм), в то время как для относительно широких пучков излучения смещение старта филамента уже не так выражено.

Мы специально не показали на рис.2 значение отношения z_s / L_R , рассчитанное по формуле (4), поскольку при

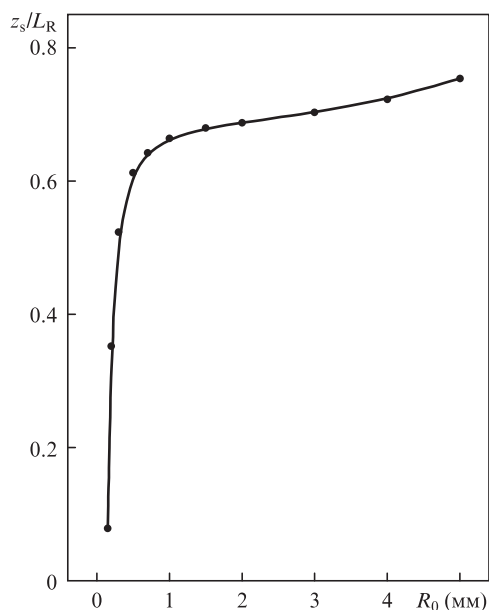


Рис.2. Координата старта филамента z_s/L_R в зависимости от начального радиуса светового пучка R_0 ($\eta = 5$).

численном решении уравнений (1) и (2) использовалась полная модель оптической нелинейности воздуха, включающая в себя инерционность во времени и насыщение кубического отклика среды, которые в формуле Марбургера не учитываются. Однако наши расчеты, выполненные для случая «чистой» керровской нелинейности (здесь не приводятся) показали, что указанное выше поведение параметра z_s/L_R при изменении R_0 сохраняется, а сама формула Марбургера при относительной мощности $1 < \eta < 15$ наиболее точно предсказывает координату начала филамента именно для широких пучков с $R_0 > 2$ мм.

Строго говоря, требовать от формулы Марбургера точного описания представленной на рис.2 зависимости некорректно, т. к. выражение (4) дает длину самофокусировки пучка, понимаемую как координата самой первой сингулярности, или локального коллапса (в отличие от коллапса всего пучка [15]), в эволюционной зависимости $R_w(z)$ [14]. Понятно, что на практике коллапс пучка не реализуется. В теории же сингулярность самофокусировки снимается учетом в оптической нелинейности среды механизмов, реализующих насыщение роста интенсивности импульса посредством нелинейного (многофотонного) поглощения и/или уменьшения коэффициента кубической нелинейности (нелинейность высших порядков). Кроме того, в модели может учитываться еще и компенсирующее действие возникающей в канале пучка плазмы, которая снижает эффективное значение нелинейного показателя преломления среды и дополнительно дефокусирует излучение. Совместное действие данных факторов останавливает поперечный коллапс пучка при некотором квазиравновесном значении пиковой интенсивности I_{fl} , которая для выбранной модели нелинейности определяет уже и квазиравновесный радиус филамента R_{fl} [6]. При этом ни I_{fl} , ни R_{fl} (см. рис.1,а) не зависят от начального радиуса пучка!

Таким образом, световые пучки с одинаковой начальной мощностью, но с различными радиусами, испытывая самофокусировку в среде, могут сжаться только до некоторого определенного абсолютного размера. Поскольку скорость относительного поперечного сжатия этих пуч-

ков одна и та же (определяется только параметром η) [15], то более широкий пучок достигнет предельного радиуса R_{fl} на большем расстоянии, чем пучок меньшего радиуса. Если же пучок настолько узок, что при заданном η его начальная пиковая интенсивность $I_0 \geq I_{fl}$, то филамент сформируется практически сразу на входе в среду, и тогда $z_s \rightarrow 0$. Следовательно, точка начала филамента должна приближаться к нулю с ростом интенсивности лазерного импульса I_0 , или, что то же самое, с уменьшением радиуса пучка R_0 . Регрессионный анализ функциональной зависимости, представленной на рис.2, показал, что она близка к зависимости $z_s/L_R \propto R_0^{1/6}$.

Возвращаясь к рис.1, отметим факт нарастания амплитуды пульсаций радиуса и концентрации электронов с увеличением начального радиуса пучка. Действительно, для узких исходных пучков поперечный размер образующегося филамента достаточно стабилен, что свидетельствует о формировании сплошного светового канала вдоль трассы. Однако, начиная с $R_0 = 2$ мм, в филаменте явно прослеживаются области, где он существенно расширяется и затем, если считать за границу филамента $\rho_{em} = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, то прерывается, то может снова восстановиться. Другими словами, с ростом 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].

Основная причина обнаруженных закономерностей обусловлена тем, что в самом начале трассы вследствие самофокусировки более широкий пучок испытывает более сильное поперечное сжатие. Угол «входа» дифракционных лучей в точку старта филамента z_s (нелинейный фокус) для пучка, например, с $R_0 = 3$ мм значительно больше, чем аналогичный угол для узкого пучка. Следовательно, в широком пучке возрастает и «дифракционная пружина», которая совместно с плазменной дефокусировкой «выбрасывает» лучи из нелинейного фокуса, что вызывает быстрое прекращение филамента. По сути данный эффект аналогичен эффекту уменьшения длины филамента, происходящему при увеличении кривизны фазового фронта исходного пучка после оптического фокусатора [16, 17].

Сжатие узкого пучка при самофокусировке существенно меньше вследствие изначально более высокой интенсивности и затрагивает преимущественно осевую зону. Остальное излучение на периферии пучка практически сразу начинает стабильно расходиться. Расчеты показывают, что определенная по среднеквадратичному радиусу угловая расходимость узкого пучка [18] сразу за нелинейным фокусом на порядок меньше расходимости широкого пучка.

Второй и последующие участки филаментации для широкого пучка (рис.1,б, $R_0 = 3$ мм) возникают 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.

Рассмотрим теперь, как зависит от размера светового пучка длина филамента. Здесь необходимо сразу сделать уточнение, что под длиной филамента будет пониматься общая протяженность участка оптической трассы с началом в точке старта филаментации z_s и концом, который

определяется по самой дальней координате z_e , соответствующей прекращению филамента. Эта координата вычислялась исходя из профиля пиковой концентрации свободных электронов $\rho_{em}(z)$ как крайняя точка, в которой ρ_{em} окончательно уменьшилось до концентрации, меньшей ρ_e^* , т.е. $\rho_{em}(z > z_e) < \rho_e^*$ (см. рис.1,б). Результаты этих расчетов в виде зависимости длины филамента L_{fil} от радиуса светового пучка для двух значений мощности представлены на рис.3.

Из рис.3,а следует, что нормированная на длину Рэлея длина филамента монотонно уменьшается с расширением светового пучка как при $\eta = 5$, так и при вдвое большем значении η . Только пучки миллиметрового диаметра и более узкие дают длину филамента, превышающую L_R , причем, как следует из предыдущего рассмотрения, такие

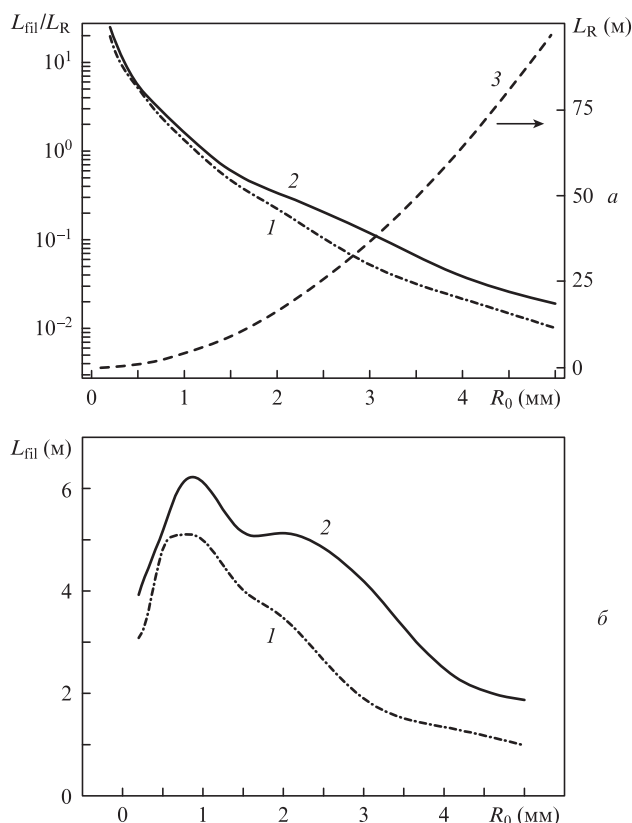


Рис.3. Нормированная на длину Рэлея (а) и размерная (б) длина филамента для пучков с различными начальными радиусами и относительными мощностями $\eta = 5$ (1) и 10 (2). Кривая 3 – рэлеевская длина пучка.

филаменты характеризуются продольной сплошностью (непрерывностью).

Интересно, что отмеченное уменьшение длины филамента с увеличением размера пучка не связано с ростом его энергетических потерь. Наоборот, как показывает наш анализ, чем шире пучок, тем незначительнее его потери на филаментацию. Даже в самом «худшем» случае, т.е. в случае узкого пучка с $R_0 = 200$ мкм, суммарные энергопотери не превышают 20%.

В зависимости $L_{fil}(R_0)$ на рис.3,б появляется экстремум в области радиусов пучка $R_0 \approx 0.8 - 1.5$ мм. В пучках меньшего радиуса уменьшение длины филамента связано с квадратичной зависимостью длины Рэлея от R_0 , а в пучках большего радиуса на уменьшение длины участка существования филамента «работает» уже его прерывистость. В этом случае, несмотря на пульсации радиуса пучка при его последовательных рефокусировках, после первичного участка филаментации пиковая концентрация электронов остается близкой к пороговой концентрации ρ_e^* (см., напр., 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 лазерного импульса. Это, как видно из рис.3, приводит к увеличению суммарной длины филамента, причем именно для широких пучков данный эффект наиболее заметен.

4. Филаментация острогофокусированного излучения

В наших экспериментах по самофокусировке и филаментации сфокусированного излучения использовались импульсы излучения Ti:сапфирового лазера на длинах волн основной (800 нм) и второй (400 нм) гармоник длительностью 45 фс с гигаваттной мощностью. Схема экспериментального стенда представлена на рис.4.

Методика измерения размерных параметров плазменных филаментов подробно описана в [19]. В настоящих экспериментах использовались лазерные пучки с диаметрами $d_0 = 2.5, 4.5$ и 9 мм. Пучок диаметром 4.5 мм формировался из исходного пучка диаметром 9 мм с использованием телескопа, в котором менялась последовательность расположения линз для сужения пучка при одинаковой базе телескопа D , соответствующей коллимированному пучку на выходе телескопа. Пучок диаметром 2.5 мм вырезался из исходного пучка диафрагмой. Данные по пространственным характеристикам филаментов, формируе-

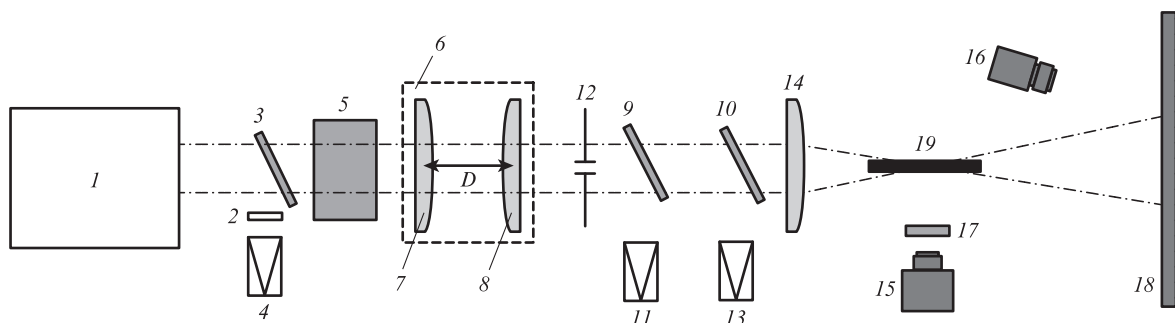


Рис.4. Схема экспериментов: 1 – лазерный источник; 2 – ослабитель; 3, 9, 10 – поворотные пластины; 4 – автокоррелятор; 5 – преобразователь гармоник β -ВаВ₂O₄; 6 – телескоп; 7, 8 – линзы; 11 – измеритель энергии; 12 – диафрагма диаметром $d_0 = 2.5$ мм; 13 – измеритель профиля пучка; 14 – фокусирующая линза ($f = 200$ мм); 15 – CCD-камера; 16 – фотокамера; 17 – линейный поляризатор; 18 – экран; 19 – область филаментации.

мых при фокусировке пучков диаметром 7 мм, взяты из работы [19].

Энергия и профиль пучка измерялись после прохождения его через телескоп или диафрагму перед фокусирующей линзой. Регистрация плазменного филамента проводилась при одинаковых значениях энергии и мощности лазерного импульса для разных диаметров пучков.

Основной задачей наших экспериментов являлось получение информации о зависимости длины и положения зоны филаментации от начального размера пучка. Для этого с помощью CCD-камеры осуществлялась фоторегистрация зоны филаментации сбоку, вблизи геометрического фокуса линзы. Свечение при филаментации, как известно [20], связано с плазмообразованием в канале пучка и обусловлено флуоресценцией молекул азота, возбужденных в результате ионизации интенсивным оптическим полем импульса; таким образом, оно может считаться индикатором филаментации излучения. Сама яркость флуоресценции пропорциональна числу свободных электронов, образовавшихся за время действия лазерного импульса в канале пучка при ионизации молекул газа. Примеры изображений зоны филаментации пучков различного размера для двух гармоник излучения Ti:сапфирового лазера, регистрируемых вблизи фокуса линзы, показаны на рис.5,а–г. Линейные размеры каждого кадра составляют 60×8 мм.

На рис.5,а–г видна тенденция к уменьшению длины области филаментации с увеличением диаметра d_0 светового пучка при его постоянной начальной мощности P_0 . Эта тенденция наблюдается для обоих спектральных диапазонов излучения. Кроме того, при росте размера пучка возрастает поперечный размер (ширина) и яркость области свечения, а сама она смещается в сторону геометрического фокуса линзы. Отметим, что как для основной, так и для второй гармоники пиковая мощность многократно превышает пороговую мощность самофокусировки в воздухе.

Результаты экспериментальных измерений длины филамента L_{fil} при различных мощностях излучения показаны на рис.6, из которого следует, что длина филамента монотонно растет с повышением мощности лазерного импульса, достигая ~5 см для самого узкого из использованных в экспериментах пучка. Угол наклона зависимости $L_{fil}(P_0)$ уменьшается с увеличением размера светового пучка, и для самого широкого пучка ($d_0 = 9$ мм) параметр L_{fil} уже слабо изменяется с ростом P_0 .

Для интерпретации представленных закономерностей воспользуемся теорией стационарной самофокусировки света в керровской среде [13,15]. В этом случае при распространении излучения среднеквадратичный (эффективный) радиус пучка R_e с учетом действия кубической нелинейности и внешней фокусировки подчиняется следующему эволюционному закону:

$$R_e^2(z) = (1 - \eta)(\theta_q z)^2 + R_e^2(0)(1 - z/f)^2, \tag{5}$$

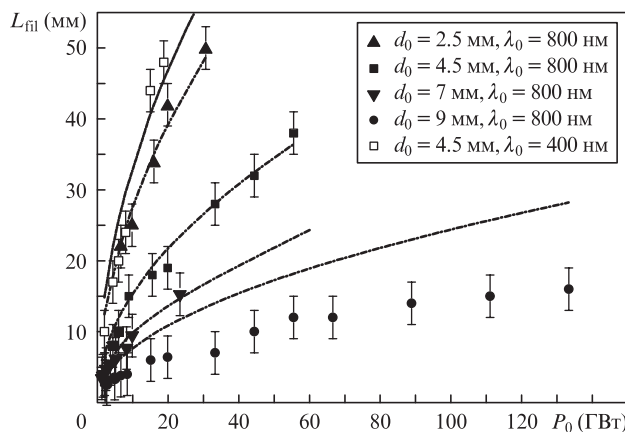


Рис.6. Длина филамента в зависимости от пиковой мощности излучения при различных длинах волн λ_0 и диаметрах пучка d_0 (точки). Кривые – аппроксимация по формуле (8).

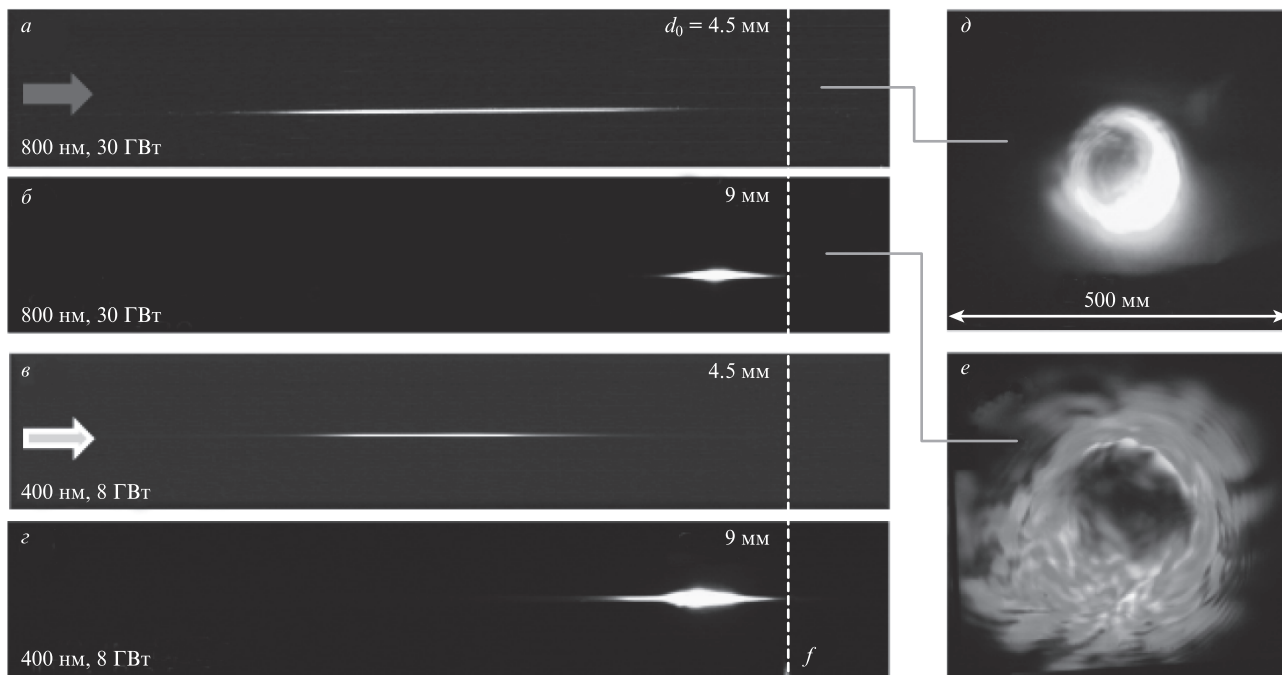


Рис.5. Изображения свечения области филаментации излучения на двух длинах волн при различных начальных диаметрах и пиковых мощностях лазерного пучка (вертикальная штриховая линия показывает положение геометрического фокуса) (а–г), а также изображения поперечного профиля лазерного пучка с $d_0 = 4.5$ (д) и 9 мм (е) на экране.

где параметр θ_d – естественная дифракционная расходимость лазерного пучка. Для гауссова пучка в безаберрационном приближении $R_c \equiv R_0$ и $\theta_d = 1/(k_0 R_0)$. Приведенный закон справедлив только при $\eta > 1$ и предсказывает поперечный коллапс пучка в целом в точке с координатой $z_{cf} = f/(1 + f/z_c)$, где $z_c = L_d/\sqrt{\eta - 1}$, а $L_d = R_0/\theta_d$.

В первом приближении примем данную координату за координату старта филамента, $z_s = z_{cf}$, а его окончанием, в соответствии с рис.6, будем считать середину фокальной перетяжки пучка, $z_e = f$. Тогда выражение для длины филамента L_{fil} будет иметь вид

$$L_{fil} \equiv f - z_{cf} \approx f^2 \sqrt{\eta - 1} / L_d, \quad (6)$$

где мы воспользовались условием острой фокусировки излучения: $f \ll z_c, L_d$. Структура выражения (6) указывает на функциональную связь длины филамента и параметров лазерного пучка: $L_{fil} \propto \lambda_0 R_0^{-2} P_0^{1/2} P_c^{-1/2}$.

Учитывая далее дисперсионную зависимость критической мощности, которую грубо можно считать пропорциональной четвертой степени длины волны: $P_c \propto \lambda_0^4$ [21, 22], окончательно получим

$$L_{fil} \propto \lambda_0^{-1} R_0^{-2} P_0^{1/2}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что при прочих равных условиях длина филаментации пучка должна увеличиваться пропорционально квадратному корню из начальной мощности. Кроме того, длина L_{fil} квадратично растет с уменьшением радиуса пучка при постоянной мощности и должна быть обратно пропорциональна длине волны излучения.

Анализ данных, представленных на рис.6, показывает, что функциональная зависимость $L_{fil} \propto \sqrt{P_0}$ выполняется достаточно точно. Сравнение длин филамента при одной и той же пиковой мощности импульса для обеих гармоник также дает обратную пропорциональность их длине волны, т.е. $L_{fil} \propto 1/\lambda_0$. В то же время обратная квадратичная зависимость L_{fil} от радиуса (или диаметра) пучка R_0 (7) не наблюдается. В действительности же получается, что данная зависимость более слабая, а именно $L_{fil} \propto 1/R_0$. Об этом свидетельствуют аппроксимирующие кривые, приведенные на рис.6, которые вычислены по формуле

$$L_{fil} = A \sqrt{P_0} / d_0, \quad (8)$$

где $A = 22$ – подгоночная константа; L_{fil} и d_0 взяты в миллиметрах, а P_0 – в гигаваттах.

Видно, что для трех размеров пучка данное выражение достаточно хорошо описывает экспериментальные зависимости. Исключение составляет только самый широкий пучок, для которого рост длины филамента происходит существенно медленнее, чем предсказывает формула (8). Эта закономерность наблюдается и для второй гармоники излучения (на рис.6 не показана). Вероятной причиной такого уменьшения длины области филаментации может быть развитие оптического пробоя в фокусе линзы, который приводит к засветке CCD-матрицы и неточному определению стартовой координаты филамента.

Косвенно о значительно более высокой концентрации плазмы, образующейся при филаментации широкого пучка с $d_0 = 9$ мм, свидетельствует «посинение» его изображения на экране (см. рис.5,е) по сравнению с филаментацией более узкого пучка с $d_0 = 4.5$ мм (рис.5,д), который имеет

преимущественно желтый цвет. Действительно, трансформация исходно узкого спектрального контура излучения в суперконтинуум происходит в результате фазовой самомодуляции лазерного импульса под действием эффекта Керра и плазмообразования в среде. Эффект Керра (безынерционный) дает симметричное относительно центральной частоты импульса спектральное уширение, в то время как плазма ответственна в основном за увеличение интенсивности коротковолнового крыла спектра [1].

Установленная выше зависимость (8) длины филамента от размера пучка приводит к одному важному следствию. В самом деле, если выразить начальную мощность импульса через его среднюю интенсивность: $P_0 = (4\pi)^{-1} I_0 d_0^2$, то из (7) получим

$$L_{fil} = A' \sqrt{I_0}, \quad (9)$$

где $A' = A \sqrt{\pi} / 2$. Другими словами, острогофокусированные лазерные пучки с одинаковой средней интенсивностью должны иметь и одинаковую длину филамента вне зависимости от их начального размера. Этот факт действительно имеет место и его иллюстрирует рис.7, где также приведена зависимость, рассчитанная по формуле (9). Опять, как и на рис.6, из общей картины выбивается пучок с самым большим радиусом.

Необходимо подчеркнуть, что выражение (8) не следует напрямую из стационарной теории самофокусировки [15], которая, как было показано выше, предсказывает зависимость $L_{fil}(R_0)$ в форме (7). Можно предположить, что причиной расхождения теории и эксперимента является то, что формула (6) получена без учета aberrаций профиля пучка при его самофокусировке в нелинейной среде. Aberrации обусловлены керровской нелинейностью, которая квадратично зависит от амплитуды оптической волны, и поэтому ее действие неодинаково в областях пучка с низкой и высокой интенсивностями.

Для проверки этой гипотезы нами было проведено численное моделирование распространения мощных лазерных импульсов в воздухе при наличии внешней фокусировки. Обратимся к рис.8, где приведены рассчитанные поперечные распределения интенсивности фемтосекундного лазерного излучения, сформировавшиеся к моменту начала филаментации в результате его распространения в воздухе после фокусировки ($f = 20$ см). Показаны профили двух гауссовых пучков, которые имели одинаковую на-

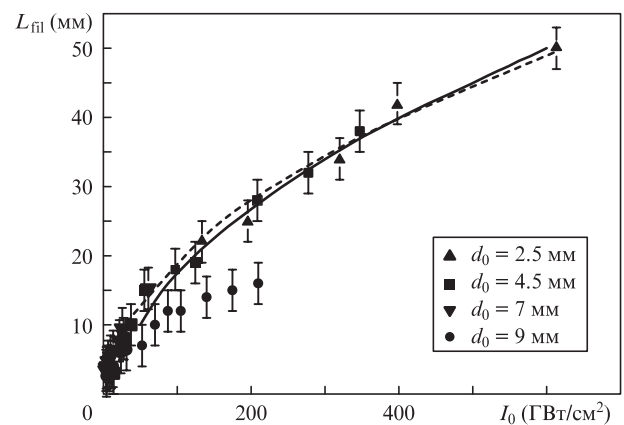


Рис.7. Длина филамента в зависимости от пиковой интенсивности импульса при различных диаметрах пучка d_0 и длине волны $\lambda_0 = 800$ нм (точки). Штриховая кривая – аппроксимация по формуле (9), сплошная кривая – численный расчет.

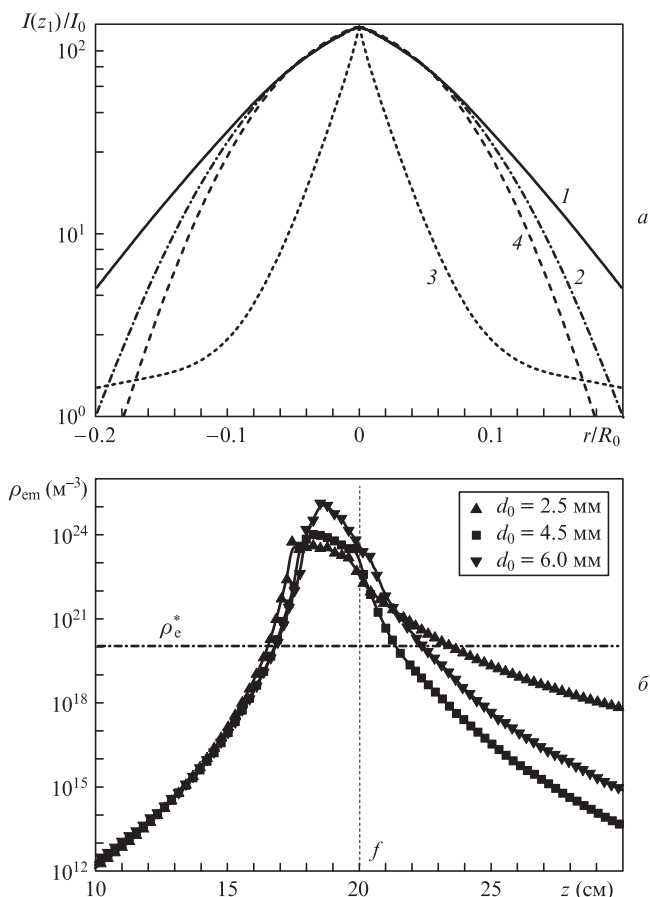


Рис.8. Поперечные профили интенсивности сфокусированных (1, 2), коллимированного (3) и исходного (4) лазерных пучков ($\lambda_0 = 800$ нм, $I_0 = 250$ ГВт/см²) при $d_0 = 1.5$ (1) и 4.5 мм (2–4) на расстоянии $z_1 = 18$ см (а), а также максимальная концентрация свободных электронов на оси пучков различного диаметра в окрестности фокальной перетяжки (б).

чальную интенсивность $I_0 = 0.25$ ТВт/см², но различные диаметры d_0 (рис.8,а, кривые 1 и 2). В расчетах продольная координата z_s принималась за начало филамента, когда на оси пучка достигалась характерная для филаментации в воздухе пиковая интенсивность $I_{max}(r = 0, z_s) = I_{fil}$, которая составляла 30 ГВт/см².

Видно, что оба пучка (узкий и более широкий), по крайней мере вблизи оси, практически полностью сохраняют гауссов профиль интенсивности, который также показан на рис.8,а (кривая 4). Это говорит о том, что увеличение интенсивности импульса до уровня, соответствующего филаментации, происходит в целом автомодельно, с минимальными искажениями профиля. В то же время aberrации коллимированного пучка с такими же начальной интенсивностью и размером (см. рис.8,а, кривая 3) могут быть достаточно значительными, что выражается в вытягивании центральной части пучка и появлении широкого пьедестала. Очевидно, что учет aberrаций при самофокусировке острого фокусированного излучения не приводит к этому эффекту, и следует искать другую причину наблюдаемых в эксперименте закономерностей.

Достаточно малые искажения профиля острого фокусированного пучка при самофокусировке наводят на мысль о его квазилинейном распространении до нелинейного фокуса и о незначительной роли эффекта керровской самофокусировки к моменту старта филамента. В определенном смысле можно считать, что при острой внешней

фокусировке излучения филамент возникает главным образом под действием этого линейного сжатия пучка. Наоборот, при мягкой внешней фокусировке пространственная компрессия излучения целиком обусловлена его самофокусировкой.

Естественно, это не означает, что для острого фокусированного излучения вообще нет никакого самовоздействия и филаментации в среде. Речь идет только о начальном этапе самофокусировки, т. е. о распространении пучка до своего (первого) нелинейного фокуса. Нелинейность среды, как керровская, так и плазменная, «включается» как раз в непосредственной близости от этого фокуса и продолжает действовать в пределах всей фокальной перетяжки, приводя к фазовой самомодуляции лазерного импульса и обеспечивая его филаментацию.

Основываясь на сделанном предположении о квазилинейном распространении пучка до фокуса, внесем коррективы в формулу (5), полностью убрав слагаемые, описывающие нелинейность. Тогда для длины филамента получим простое выражение (условие острой фокусировки $f \ll L_d$ по-прежнему в силе)

$$L_{fil} \approx f \sqrt{I_0 / I_{fil}}. \tag{10}$$

Сравнивая (10) с (9), видим, что данные выражения с точностью до коэффициентов идентичны. Инвариантность L_{fil} к радиусу пучка выполняется, а требуемая зависимость L_{fil} от длины волны входит через величину I_{fil} [6, 23].

Численное моделирование рассматриваемой ситуации достаточно хорошо подтверждает экспериментально установленные закономерности. К примеру, на рис.8,б для трех размеров светового пучка при фиксированной пиковой интенсивности приведены результаты расчетов осевой концентрации свободных электронов в плазме, формирующейся к концу лазерного импульса в результате фотоионизации воздуха, в зависимости от продольной координаты. Порог филаментации условно установлен равным $10^{20} M^{-3}$ и показан горизонтальной штрих-пунктирной линией на рис.8,б.

Анализ представленных зависимостей показывает, что, как и в экспериментах, координата старта филамента практически не зависит от диаметра пучка. Различия в данной координате не превышают нескольких миллиметров при почти трехкратном изменении размера пучка и связаны с перемещением центра фокальной перетяжки к геометрическому фокусу с увеличением d_0 . Кроме того, видно, что увеличение апертуры пучка излучения сопровождается увеличением пиковой плотности плазмы более чем на порядок, что на практике, очевидно, выражается в повышении яркости свечения плазменного канала и изменении цвета изображения поперечного сечения пучка (рис.5,д,е). Единственным отличием результатов модельных расчетов от экспериментально полученных боковых изображений филамента, показанных на рис.5,а–г, является то, что в расчетах филамент, в зависимости от размера пучка, на 1–2 см выходит за пределы геометрического фокуса (обозначен вертикальной штриховой линией), тогда как в экспериментах такой факт не зафиксирован. Тем не менее, если в расчетах, как и ранее, ограничить зону филаментации центром фокальной перетяжки ($z = f$), то полученная длина филамента будет коррелировать с экспериментальными данными рис.6. Соответствующий расчет параметра L_{fil} , усредненного по трем различным пучкам, показан на рис.7 сплошной кривой.

5. Заключение

Таким образом, представленные в данной работе результаты экспериментов и теоретического моделирования позволяют дать ответ на вопрос, поставленный в начале статьи: зависит ли, и если да, то как, длина филамента фемтосекундного лазерного излучения от исходного размера светового пучка? Мы показали, что для рассмотренного нами типа излучения, а именно для импульсов гигаваттной мощности с миллиметровым диаметром пучка, распространяющихся в воздухе в режиме одиночной филаментации, такая зависимость определенно существует. Характер этой зависимости, в свою очередь, определяется тем, насколько сильно было сфокусировано исходное излучение. В качестве основной физической причины установленных закономерностей выступает дифракция, роль которой в процессе самофокусировки возрастает с увеличением размера пучка.

Так, при мягкой фокусировке или коллимации излучения координата старта филамента удаляется от начала трассы с увеличением радиуса пучка. При этом для относительно широких пучков ($R_0 > 2$ мм) с ростом радиуса теряется сплошность филамента и уменьшается его суммарная длина. Длина филамента пучков субмиллиметрового диаметра, наоборот, растет с увеличением параметра R_0 , при этом филамент сохраняет свою непрерывность.

Остросфокусированное излучение демонстрирует иные закономерности. Здесь можно говорить об обнаружении, по крайней мере для двух длин волн, ранее не упоминавшегося в литературе факта, а именно очень слабой зависимости наблюдаемой длины области свечения (филаментации) от диаметра пучка при условии одинаковой пиковой интенсивности. Указанная закономерность имеет место вплоть до диаметра пучка $R_0 \leq 7$ мм, не следует из формул стационарной теории самофокусировки и объясняется преимущественно линейным характером поперечного сжатия светового пучка до старта филамента.

При оценке длины самофокусировки обычно используемая ассоциация координаты начала филаментации с точкой поперечного коллапса пучка для остросфокусированных пучков неприменима. Это предположение хорошо выполняется только для не слишком узких пучков коллимированного излучения, когда основным механизмом сжатия пучка является самофокусировка и координаты старта филамента и коллапса близки. В условиях достаточно острой фокусировки на стадии префиламентации нелинейность как таковая практически не проявляется, и пучок сжимается по законам линейной оптики.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения», интеграционного проекта Президиума СО РАН №67 и гранта РФФИ №12-05-00716-а.

1. Shen Y.R., Boyd R.W., Lukishova S.G. (Eds) *Self-focusing: Past and Present* (New York: Springer, 2009).
2. Berge L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. *Rep. Prog. Phys.*, **70**, 1633 (2007).
3. Couairon A., Myzyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441** (2-4), 47 (2007).
4. Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **39** (3), 205 (2009).
5. Luo Q., Yu J., Hosseini A., Liu W., Ferland B., Roy G., Chin S.L. *Appl. Opt.*, **44** (3), 391 (2005).
6. Couairon A. *Appl. Phys. B*, **76**, 789 (2003).
7. Brodeur A., Chien C.Y., Ilkov F.A., Chin S.L., Kosareva O.G., Kandidov V.P. *Opt. Lett.*, **22** (5), 304 (1997).
8. Talebpoor A., Petit S., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **171** (4-6), 285 (1999).
9. Kosareva O.G., Liu W., Panov N.A., Bernhardt J., Ji Z., Sharifi M., Li R., Xu Z., Liu J., Wang Z., Ju J., Lu X., Jiang Y., Leng Y., Liang X., Kandidov V.P., Chin S.L. *Laser Phys.*, **19** (8), 1776 (2009).
10. Lorient V., Hertz E., Faucher O., Lavorel B. *Opt. Express*, **17** (16), 13429 (2009).
11. Geints Yu.E., Kabanov A.M., Zemlyanov A.A., Bykova E.E., Bukin O.A., Golik S.S. *Appl. Phys. Lett.*, **99** (18), 181114 (2011).
12. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. *ЖЭТФ*, **50**, 1393 (1966).
13. Akhmanov S.A., Vyslouh V.A., Chirkin A.S. *Optics of Femtosecond Laser Pulses* (New York, American Institute of Physics, 1992).
14. Marburger J.H. *Prog. Quantum Electron.*, **4**, 35 (1975).
15. Vlasov S.N., Petrishchev V.A., Talanov V.I. *Radiophys. Quantum Electron.*, **14**, 1353 (1971).
16. Liu W., Luo Q., Théberge F., Xu H.L., Hosseini S.A., Sarifi S.M., Chin S.L. *App. Phys. B*, **82** (3), 373 (2006).
17. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **23** (4), 274 (2010).
18. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. *Оптика и спектроскопия*, **104** (5), 852 (2008).
19. Букин О.А., Быкова Е.Е., Гейнц Ю.Э., Голик С.С., Землянов А.А., Ильин А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Соколова Е.Б. *Оптика атмосферы и океана*, **24** (5), 351 (2011).
20. Xu H.L., Azarm A., Bernhardt J., Kamali Y., Chin S.L. *Chem. Phys.*, **360**, 171 (2009).
21. Mizrahi V., Shelton D.P. *Phys. Rev. Lett.*, **55** (7), 696 (1985).
22. Федоров В.Ю., Кандидов В.П. *Оптика и спектроскопия*, **105**, 306 (2008).
23. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. *Квантовая электроника*, **40** (2), 121 (2010).