

# Фемтосекундные филаменты как новый тип опорных лазерных источников для астрономической адаптивной оптики

Н.А.Панов, А.Д.Саввин, О.Г.Косарева, А.Б.Савельев-Трофимов,  
В.П.Кандидов, С.А.Потанин, С.Д.Польских

*Предложен метод создания лазерных опорных источников (искусственных звезд) на основе излучения филаментов мощного фемтосекундного лазерного импульсного излучения на высотах более 10 км. Определены параметры импульсов, оптимальные для образования опорных источников. Получено аналитическое выражение для критической мощности самофокусировки на вертикальной трассе.*

**Ключевые слова:** лазерный опорный источник, лазерная искусственная звезда, фемтосекундный импульс, филамент.

## 1. Введение

При распространении в атмосфере фемтосекундного лазерного импульсного излучения, мощность которого превышает критическую мощность самофокусировки (около 5 ГВт для излучения на длине волны  $\lambda = 800$  нм), происходит образование одного или нескольких филаментов [1, 2], т. е. самосжатие пучка в одну или несколько тонких протяженных нитей под действием кервовой самофокусировки. По достижении интенсивности  $\sim 5 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> [3] ее рост останавливается из-за многофотонной ионизации среды, что приводит к рассеянию и поглощению энергии импульса.

Филаментация мощного фемтосекундного лазерного импульсного излучения в атмосфере сопровождается значительным уширением его частотного спектра (до 250 нм в коротковолновой [4] и до 4500 нм в длинноволновой [5] частях спектра), которое иначе называется генерацией суперконтинуума, или белого света. Излучение суперконтинуума распространяется преимущественно вперед, вдоль оси филамента, как в длинноволновой, так и в коротковолновой части спектра. Коротковолновое излучение наблюдается также в виде интерферирующей конической эмиссии, расходящейся от каждого из филаментов [6]. Угол раствора конуса составляет около  $0.1^\circ$  [2, 7].

Плазменные каналы филаментов с временем жизни  $\sim 10$  нс [8] флуоресцируют в оптическом диапазоне, причем спектр излучения качественно эволюционирует со временем [9]. Так, на временах до 1 нс основную роль играет излучение молекулярного азота  $N_2$  и однократно ионизованного азота  $N_2^+$ , в диапазоне 1–10 нс – континуум теплового излучения электронов в плазме, и в диапазоне 10–1000 нс – излучение атомарных кислорода и

азота. Лабораторные эксперименты [10] показали возможность усиления спонтанного излучения  $N_2$  и  $N_2^+$  за счет индуцированной фемтосекундным излучением инверсии населенностей в среде. Это приводит к преимущественному распространению излучения вдоль филамента, в том числе и в направлении, противоположном распространению лазерного излучения.

Эксперименты [11] показали возможность наблюдения сигнала флуоресценции молекулярного и однократно ионизованного азота с расстояния около 100 м. Предложены методы увеличения сигнала флуоресценции за счет масштабирования пучка на выходе лазерной системы [12, 13], его фокусировки [14], диафрагмирования [15], фазовой модуляции [16] и т. д.

Излучение суперконтинуума [17] и флуоресценция плазменных каналов [18] могут использоваться для удаленного экологического мониторинга окружающей среды. Так, в [17] на фоне излучения филаментов были зарегистрированы линии поглощения воды с высоты около 5 км. При распространении импульса с энергией  $\sim 20$  Дж и длительностью  $\sim 500$  фс излучение филаментов было видно невооруженным глазом [19]. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного импульсного излучения в атмосфере может применяться также для инициации разряда атмосферного электричества [20] и для распространения СВЧ сигналов по плазменным каналам филаментов [21, 22].

В настоящей работе мы предлагаем использовать излучение плазменных каналов филаментов в качестве новых опорных источников [23] для астрономической адаптивной оптики. Опорный источник – это звезда или искусственный звездоподобный источник, образованный в верхних слоях атмосферы. Его излучение, распространяясь через турбулентную атмосферу, несет информацию о возмущениях показателя преломления, которая в дальнейшем может быть использована для компенсации турбулентных искажений системой адаптивной оптики.

К настоящему времени реализованы два метода создания лазерных искусственных опорных звезд. В первом из них лазерным излучением с  $\lambda = 589.2$  нм возбуждаются атомы натрия на высотах около 100 км [24]. При релаксации эти атомы изотропно высвечивают на той же длине волны и, таким образом, происходит рассеяние излучения лазера, небольшая доля которого, вернувшись назад, и представляет собой звездоподобный источник.

Н.А.Панов, А.Д.Саввин, О.Г.Косарева, А.Б.Савельев-Трофимов, В.П.Кандидов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет; Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: panov\_na@mail.ru  
С.А.Потанин. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы  
С.Д.Польских. ФГУП «НПО "Астрофизика"», Россия, 125424 Москва, Волоколамское ш., 95

Во втором методе используется рэлеевское рассеяние излучения лазера в атмосфере на высотах порядка 15 км [25]. Поскольку рэлеевское рассеяние наиболее интенсивно для коротких длин волн, то используется лазерное излучение с максимально малой длиной волны, но еще прозрачное для атмосферы.

Оба описанных метода являются линейными, т. е. яркость образованной звезды пропорциональна интенсивности излучения лазера. В результате эти звезды являются весьма слабыми, поскольку для получения звезды с яркостью, достаточной для работы датчика волнового фронта (10-й звездной величины [26]), требуются очень мощные лазеры (непрерывное излучение мощностью в десятки ватт [26]).

Индукцированные филаментами опорные источники имеют ряд преимуществ перед натриевыми [24] и рэлеевскими [25]. Предлагаемый нами метод создания опорных источников существенно нелинеен и имеет четкий порог по мощности возбуждающего импульса, начиная с которого происходит самосжатие пучка с образованием плазмы. Значительное поглощение энергии при многофотонной ионизации среды приводит к энерговыделению в плазму, составляющему около 10 % [16] энергии импульса, обычно равной десяткам и сотням миллиджоулей [11, 27, 28].

Рассеянное излучение с энергией 10 мкДж от каждого импульса при частоте их следования 1 кГц (10 мВт средней рассеянной мощности в полную сферу) с высоты 15 км приводит к образованию опорного источника 7-й звездной величины. Поскольку энергия, поглощаемая при многофотонной ионизации, составляет единицы-десятки миллиджоулей, можно ожидать появления источника, который будет ярче на несколько звездных величин. Кроме того, преимущественное рассеяние назад за счет усиления спонтанного излучения  $N_2$  и  $N_2^+$  может повысить яркость источника до недостижимых для других методов величин.

Для обеспечения удовлетворительной компенсации турбулентности лазерная система для генерации опорных источников вместе с системой адаптивной оптики должна работать на частотах  $\sim 100$  Гц и более [23]. В настоящее время созданы и используются тераваттные и субтераваттные фемтосекундные лазерные системы с такими частотами следования. Так, в [29] разработана лазерная система, генерирующая импульсы с пиковой мощностью несколько тераватт при частоте следования 1 кГц.

В силу этого представляется важным провести оптимизацию параметров лазерных фемтосекундных импульсов по длине волны и диаметру пучка на выходной апертуре для образования филаментных опорных источ-

ников (искусственных звезд) с максимальной яркостью на высотах более 10 км. В этом и состоит цель настоящей работы.

## 2. Математическая модель образования филамента мощного фемтосекундного импульса на вертикальной трассе

Филаментация на вертикальных атмосферных трассах длиной порядка 1 км и более, хотя качественно и не отличается от филаментации на горизонтальных трассах, имеет ряд особенностей, связанных с высотными зависимостями плотности атмосферы и структурной постоянной керровской нелинейности  $n_2$  пропорционален концентрации молекул  $N_a$ , входящих в состав воздуха.

Простейшим приближением, описывающим уменьшение плотности воздуха с высотой, является барометрическая формула, полученная в приближении изотермической атмосферы. Филаментация мощного фемтосекундного излучения на вертикальных трассах с такой зависимостью плотности от высоты численно исследована в работе [30].

Существуют и более точные эмпирические зависимости плотности воздуха от высоты над поверхностью Земли. Так, в [31] представлена следующая зависимость температуры  $T$  и давления воздуха  $p$  от высоты  $z$ :

$$T(z) = 15.04 - 0.00649z,$$

$$p(z) = 1.1977 \times 10^{-11} (T(z) + 273.1)^{5.256} \quad (1)$$

при  $z < 11000$  м (тропосфера) и

$$T(z) = -56.46, \quad p(z) = 22.65 \exp(1.73 - 0.000157z) \quad (2)$$

при  $z > 11000$  м (стратосфера). Температура в (1), (2) измеряется в градусах Цельсия, давление – в килопаскалях, высота – в метрах. Из уравнения Менделеева – Клапейрона, зная  $T(z)$  и  $p(z)$ , несложно получить выражение для концентрации:

$$N_a(z) = \frac{7.238 \times 10^{19} p(z)}{T(z) + 273.1}, \quad (3)$$

где  $N_a(z)$  измеряется в  $\text{см}^{-3}$ . Для описания высотной зависимости концентрации молекул воздуха будут использованы зависимости (1)–(3). На рис. 1, а представлена зависимость  $N_a(z)$  в соответствии с моделью (1)–(3).

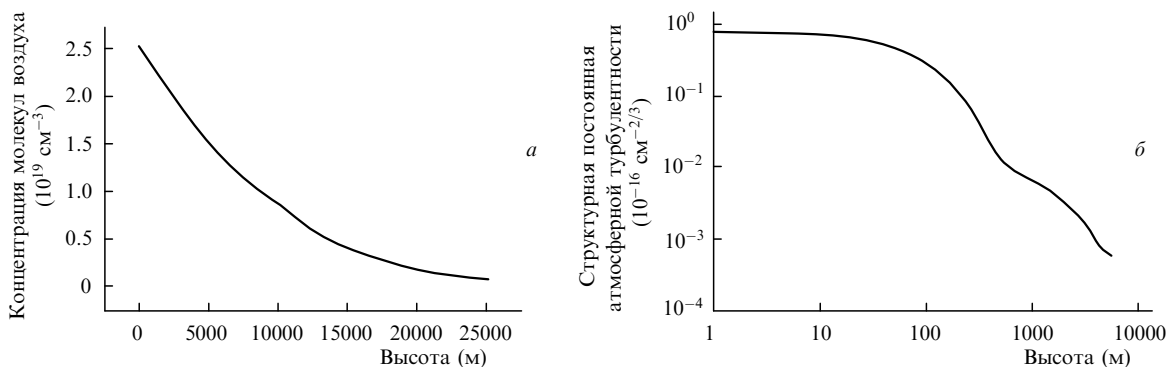


Рис. 1. Зависимости концентрации молекул воздуха (а) и структурной постоянной атмосферной турбулентности (б) от высоты.

Структурная постоянная  $C_n^2$  флуктуаций показателя преломления также существенным образом зависит от высоты над земной поверхностью. Обработка экспериментальных данных позволила сформулировать несколько моделей зависимости  $C_n^2(z)$ . Наиболее известными из них являются дневная и ночная модели SLC (submarine laser communication) [32] и модель Хафнегеля – Валлея (Hufnagel – Valley) [32]. Качественно эти модели не отличаются друг от друга – во всех случаях структурная постоянная флуктуаций показателя преломления падает с ростом высоты. Поскольку зависимость Хафнегеля – Валлея является непрерывной функцией высоты, мы будем использовать ее при математическом моделировании филаментации на вертикальных трассах.

В модели Хафнегеля – Валлея

$$C_n^2(z) = 0.00594 \left( \frac{V(z)}{27} \right)^2 (10^{-5}z)^{10} \exp \left( -\frac{z}{1000} \right) + 2.7 \times 10^{-16} \exp \left( -\frac{z}{1500} \right) + C_n^2(z=0) \exp \left( -\frac{z}{100} \right), \quad (4)$$

где структурная постоянная атмосферной турбулентности на уровне моря  $C_n^2(z=0) = 1.7 \times 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ . Это значение выбрано таким для согласия с дневной SLC-моделью. В формуле (4)

$$V(z) = \frac{1}{1.5 \times 10^4} \int_{5 \times 10^3}^{2 \times 10^4} \tilde{V}^2(z) dz, \quad (5)$$

$$\tilde{V}(z) = 30 \exp \left[ -\left( \frac{z - 9400}{4800} \right)^2 \right].$$

В (4), (5)  $C_n^2$  измеряется в  $\text{м}^{-2/3}$ ,  $z$  – в метрах. График зависимости  $C_n^2(z)$  показан на рис.1,б.

Для анализа начальной стадии филаментации на вертикальных атмосферных трассах, при которой влияние нестационарной дефокусировки в самонаведенной лазерной плазме пренебрежимо мало, уравнение для медленно меняющейся комплексной амплитуды электрического поля  $E$  может быть записано в виде

$$2ik_0 \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + 2k_0^2 \left( \frac{n_2(z)|E|^2}{2} + \Delta n_{\text{turb}}(x, y, z) \right) E, \quad (6)$$

где  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ;  $\lambda_0$  – центральная длина волны излучения. Зависимость  $n_2(z)$  определяется выражением

$$n_2(z) = n_2(z=0)[N_a(z)/N_a(z=0)], \quad (7)$$

причем  $N_a(z=0) = 2.7 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Турбулентные флуктуации показателя преломления учтены в (6) членом  $\Delta n_{\text{turb}}$ , который определяется в соответствии с алгоритмом [33]. Для расчета  $\Delta n_{\text{turb}}$  был использован модифицированный спектр фон Кармана [34] с внешним масштабом атмосферной турбулентности  $L_0 = 1 \text{ м}$  и внутренним  $l_0 = 1 \text{ мм}$ . Начальные условия выберем в виде пучка с гауссовым профилем

$$E(x, y, z=0) = E_0 \exp \left[ -(x^2 + y^2)/2a_0^2 \right], \quad (8)$$

где  $E_0$  связано с пиковой мощностью  $P_0$  импульса следующим соотношением:

$$E_0 = \sqrt{8P_0/(ca_0^2)}. \quad (9)$$

Здесь  $a_0$  – радиус пучка;  $c$  – скорость света в вакууме.

### 3. Оптимизация параметров излучения для образования опорного источника на высотах более 10 км

Для оптимизации расстояния, на котором образуется филамент при распространении мощного фемтосекундного лазерного импульсного излучения в атмосфере, найдем критическую мощность самофокусировки на вертикальной трассе в условиях модельной атмосферы без турбулентности. Для этого положим в (6)  $\Delta n_{\text{turb}} = 0$ .

При определении критической мощности и длины самофокусировки на вертикальной трассе уравнение (6) решалось с радиусами  $a_0$  от 1 до 9 см и пиковыми мощностями  $P_0$  от 1 до  $30P_{\text{cr}}^0$ , где  $P_{\text{cr}}^0$  – критическая мощность самофокусировки на горизонтальной трассе [35]:

$$P_{\text{cr}}^0 = 3.77\lambda_0^2/[8\pi n_2(\lambda_0)]. \quad (10)$$

Критическая мощность самофокусировки (10) уменьшается при переходе в более коротковолновую область за счет как уменьшения  $\lambda_0$ , так и роста  $n_2$  [36]. Например, при уменьшении длины волны с 800 до 400 нм критическая мощность самофокусировки на горизонтальной трассе падает примерно на порядок.

Шаг изменения по радиусу  $a_0$  составлял 1 мм, по пиковой мощности импульса –  $0.2P_{\text{cr}}^0$ . При небольших мощностях импульс не испытывал коллапса (под коллапсом мы понимаем возрастание интенсивности относительно начальной в 100 раз), его пиковая интенсивность достигала некоторого максимального значения, а затем начинала уменьшаться. При больших мощностях такой немонотонный характер изменения пиковой интенсивности отсутствовал, и мощность, при которой происходила смена режимов распространения, считалась для данного радиуса пучка  $a_0$  критической мощностью самофокусировки  $P_{\text{cr}}(a_0)$ .

На рис.2,а,б представлены зависимости критической мощности самофокусировки на вертикальной трассе от радиуса пучка при центральных длинах волн  $\lambda_0 = 800$  и 400 нм. Черные точки соответствуют результатам вычислительного эксперимента. Как и следовало ожидать, при увеличении радиуса пучка критическая мощность возрастает. Белые кружки на рис.2 соответствуют очевидному предельному случаю  $P_{\text{cr}}(a_0) \rightarrow P_{\text{cr}}^0$  при  $a_0 \rightarrow 0$ . Это связано с тем, что распространение пучков очень малого радиуса происходит в приземном слое атмосферы, и филамент успевает сформироваться в среде с постоянной плотностью  $N_a(z=0)$ .

Результаты численного определения критической мощности самофокусировки были аппроксимированы выражением

$$P_{\text{cr}}^{\text{app}}(a_0) = P_{\text{cr}}^0 [1 + (A + Ba_0)^3], \quad (11)$$

где  $a_0$  измеряется в сантиметрах. Ошибки в определении постоянных  $A$  и  $B$  составили не более 3%. Следует отметить, что аппроксимация проводилась только по данным, полученным в вычислительном эксперименте, но не по очевидному предельному случаю. Тем не менее формула (11) при  $a_0 = 0$  дает значение  $P_{\text{cr}}^{\text{app}}(a_0)$ , отличающееся от предельного значения  $P_{\text{cr}}(a_0 \rightarrow 0) \rightarrow P_{\text{cr}}^0$  не более чем на 10%. Это позволяет говорить о неплохой результативности аппроксимации (11).

Значения постоянных  $A$  и  $B$  для длин волн, на которых в настоящее время построены мощные фемтосекундные

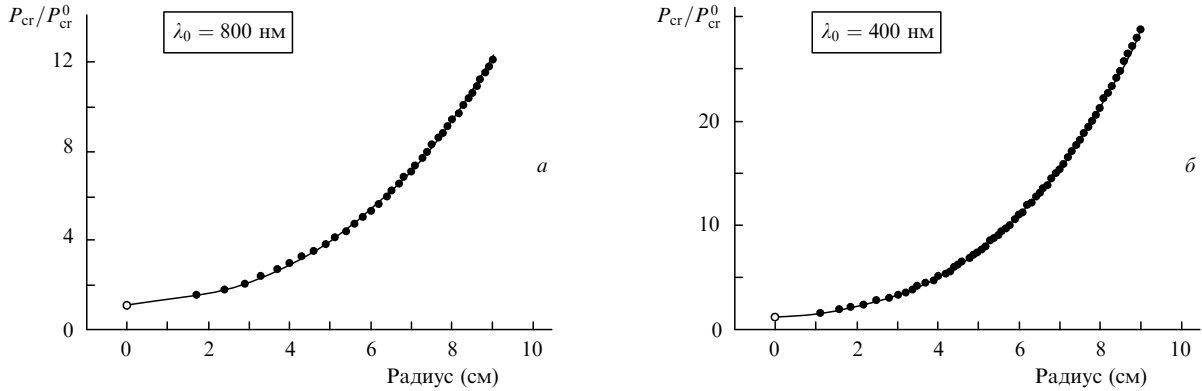


Рис.2. Зависимости критической мощности самофокусировки на вертикальной трассе от радиуса пучка на выходе лазерной системы. Черные кружки – вычислительный эксперимент, белые кружки – предельный случай  $P_{cr}(a_0 \rightarrow 0) \rightarrow P_{cr}^0$ , сплошные кривые – аппроксимация экспериментальных данных зависимостью (11).

лазерные системы, представлены в табл.1. Анализируя их, можно прийти к заключению, что  $A$  – это слабо зависящая от  $\lambda_0$  постоянная, и среднее значение  $A = 0.457$ . Величина  $B$  зависит от  $\lambda_0$  достаточно сильно, с хорошей точностью эту зависимость можно аппроксимировать выражением  $B = 5.60/\sqrt{\lambda_0}$ , где  $\lambda_0$  измеряется в нанометрах.

Табл.1. Постоянные, входящие в соотношение (11), для различных длин волн.

Лазерная система	$\lambda_0$ (нм)	$A$	$B$ (см <sup>-1</sup> )
Ti: сапфир, вторая гармоника	400	0.450	0.284
Ti: сапфир	800	0.447	0.197
Nd <sup>3+</sup>	1060	0.471	0.170
Cr:F	1260	0.459	0.155

Таким образом, выражение (11) для критической мощности самофокусировки на вертикальной трассе  $P_{cr}^{app}$  в зависимости от радиуса пучка  $a_0$  на выходе лазерной системы можно переписать в следующем виде:

$$P_{cr}^{app}(a_0, \lambda_0) = P_{cr}^0 \{ 1 + [0.457 + (5.60/\sqrt{\lambda_0})a_0]^3 \}. \quad (12)$$

Для образования филаментных опорных источников на высотах около 10 км следует использовать импульсы, мощность которых превышает значение, определяемое аппроксимацией (12).

На рис.3 представлены зависимости расстояния начала филаментации при распространении мощного фемтосекундного импульса по вертикальной атмосферной трассе  $z_{sf}$  от пиковой мощности импульса  $P_0$ . Как и в

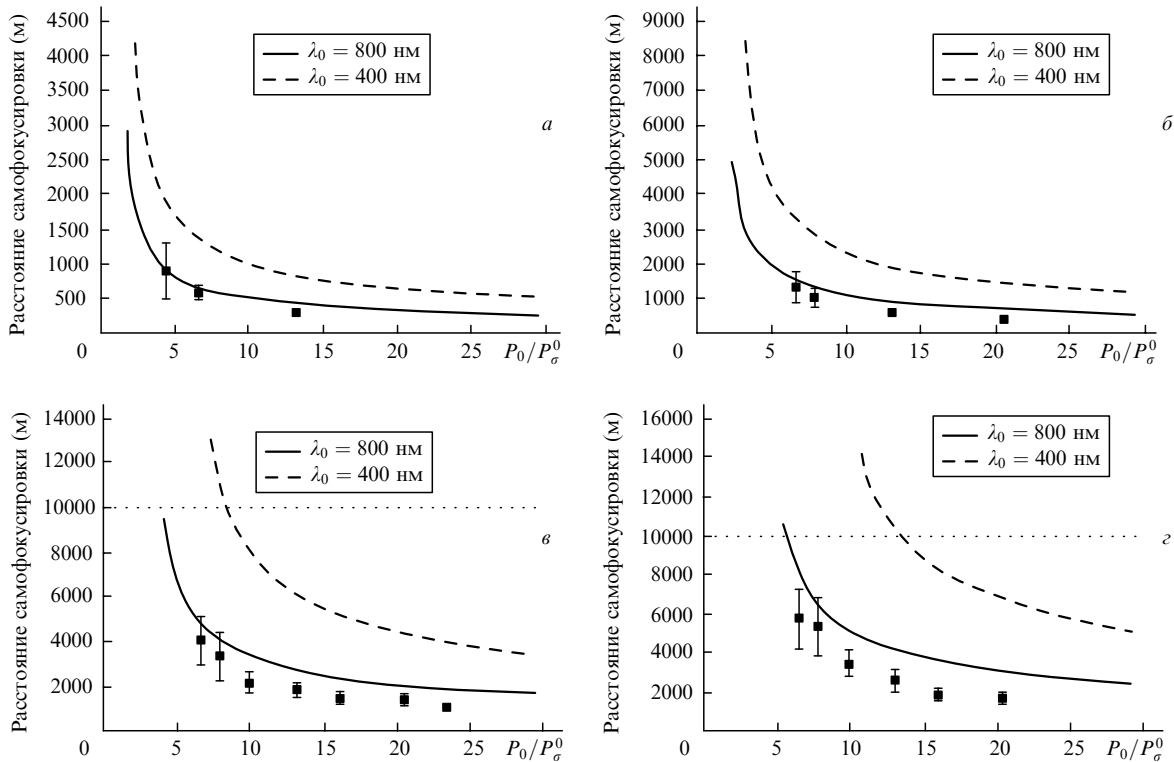


Рис.3. Зависимости высоты образования опорного источника от пиковой мощности импульса при радиусе пучка 2 (а), 3 (б), 5 (в) и 6 см (г). Сплошные и штриховые кривые соответствуют расчету в отсутствие турбулентности, точки с погрешностями – расчету в турбулентной атмосфере.

случае распространения по горизонтальной трассе, с уменьшением пиковой мощности импульса расстояние самофокусировки растет. При равном превышении пиковой мощности импульса над критической мощностью самофокусировки расстояние, на котором образуется филамент, растет при уменьшении длины волны. В соответствии с формулой Марбургера [35], которая определяет образование филамента на горизонтальной трассе, расстояние  $z_{sf}$  увеличивается пропорционально  $\lambda_0^{-1}$ . При филаментации на вертикальной трассе рост  $z_{sf}$  будет более быстрым, поскольку коэффициент керровской нелинейности уменьшается с увеличением высоты над земной поверхностью. Филаментный искусственный опорный источник на высоте более 10 км может быть создан при радиусе пучка  $a_0 > 5$  см и  $\lambda_0 = 400$  нм и при  $a_0 > 6$  см и  $\lambda_0 = 800$  нм.

Поскольку при распространении на атмосферных вертикальных трассах (как и на горизонтальных) значительное влияние на филаментацию мощных фемтосекундных импульсов оказывают турбулентные флуктуации показателя преломления воздуха (в частности они приводят к множественной филаментации [33]), их необходимо учитывать при анализе филаментации. В выражении (6) они описываются членом  $\Delta n_{turb}$ .

Точками с погрешностями на рис.3 представлены результаты численного эксперимента по определению расстояния самофокусировки в турбулентной атмосфере при центральной длине волны  $\lambda_0 = 800$  нм. Погрешность определена как стандартное отклонение положения образования филамента по 20 различным реализациям турбулентных фазовых экранов. Несложно видеть, что в турбулентной атмосфере расстояние самофокусировки меньше, чем в атмосфере без турбулентности. Кроме того, погрешность определения этого расстояния растет при уменьшении пиковой мощности импульса. Например, при  $a_0 = 5$  см и  $P_0/P_{cr}^0 = 20.5$  расстояние самофокусировки  $z_{sf} = 1310 \pm 180$  м, а при  $P_0/P_{cr}^0 = 6.5$  расстояние  $z_{sf} = 4100 \pm 1100$  м, т. е. точность позиционирования начала филамента уменьшается с 13 % до 27 %.

В связи с падением точности позиционирования важное значение приобретает аппроксимация зависимости критической мощности самофокусировки на вертикальной трассе от радиуса пучка (12). Если мощность значительно превышает критическую мощность самофокусировки для данного радиуса, то хотя филамент и образуется, точность позиционирования его начала невелика. Критическая мощность самофокусировки на вертикальной трассе для пучка радиусом 5 см при  $\lambda_0 = 800$  нм есть  $P_{cr}^{app} = 4.1 P_{cr}^0$ . Если же  $P_0/P_{cr}^0 = 6.5$ , что соответствует невысокой точности позиционирования, то  $P_0/P_{cr}^{app} = 1.6$ , т. е. превышение пиковой мощности импульса над критической мощностью самофокусировки весьма незначительно. Удовлетворительная точность позиционирования (около 10 %) достигается при  $P_0/P_{cr}^{app} > 3$ .

Уменьшение центральной длины волны излучения вместе с отдалением области начала филаментации от выхода из лазерной системы приводит к более эффективной генерации лазерной плазмы и, как следствие, к большей яркости опорного источника. Строго это показано в [36], однако для демонстрации этого достаточно и простых интуитивных соображений. Действительно, для ионизации молекулы азота  $N_2$  излучением с  $\lambda_0 = 800$  нм требуется 11 фотонов. При уменьшении длины волны до 400 нм число фотонов, необходимых для ионизации,

уменьшится до шести. Это приводит к росту вероятности ионизации на несколько порядков. Однако длина волны должна оставаться больше 300 нм, поскольку при ее дальнейшем уменьшении прозрачность атмосферы резко падает за счет поглощения УФ излучения озоном  $O_3$  [37].

#### 4. Заключение

Образование искусственных опорных источников (искусственных звезд) при филаментации мощного фемтосекундного лазерного излучения в атмосфере на высотах свыше 10 км возможно при распространении пучка радиусом более 5 см, критическая мощность которого превышает критическую мощность самофокусировки на вертикальной трассе (см. (12)) в три раза и более. При этом самым эффективным является использование импульса с длиной волны, лишь незначительно превышающей 300 нм.

В связи с этим представляют интерес филаменты импульсов второй гармоники (400 нм) излучения титан-сапфирового лазера, эффективность преобразования в которую может достигать десятков процентов [38, 39]. Кроме того, следует ожидать появления ярких опорных источников при филаментации фемтосекундных импульсов на длине волны 351 нм. Для генерации такого излучения можно использовать третью гармонику фемтосекундного лазера с задающим генератором на основе иттербиевого волоконного лазера с центральной длиной волны 1040–1060 нм [40], усиливаемую эксимерной системой на XeF аналогично схеме из [41].

Авторам не удалось получить простой аппроксимации для зависимости расстояния самофокусировки на вертикальной трассе от радиуса  $a_0$  пучка и мощности импульса  $P_0$ , которая в предельном случае  $a_0 \rightarrow 0$  имела бы своей асимптотикой формулу Марбургера [35]. Эта важная прикладная задача решается в настоящее время.

Авторы благодарят РФФИ за финансовую поддержку (гранты № 07-02-12049-офи и 09-02-01200-а).

1. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. *Opt. Lett.*, **20**, 73 (1995).
2. Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A. *Opt. Lett.*, **21**, 62 (1996).
3. Kasparian J., Sauerbrey R., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **71**, 877 (2000).
4. Théberge F., Liu W., Luo Q., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **80**, 221 (2005).
5. Kasparian J., Sauerbrey R., Mondelain D., Niedermeier S., Yu J., Wolf J.-P., André Y.-B., Franco M., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A., Rodriguez M., Wille H., Wöste L. *Opt. Lett.*, **25**, 1397 (2000).
6. 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**, 6.1 (2004).
7. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chien C.Y., Chin S.L. *Opt. Lett.*, **22**, 1332 (1997).
8. Tzortzakis S., Prade B., Franco M., Mysyrowicz A. *Opt. Commun.*, **181**, 123 (2000).
9. Martin F., Mawassi R., Vidal F., Gallimberti I., Comtois D., Petin H., Kieffer J. C., Mercure H. P. *Appl. Spectroscopy*, **56**, 1444 (2002).
10. Luo Q., Liw W., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **76**, 337 (2003).
11. Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Liu W., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Aközbek N., Kandidov V.P. *Phys. Rev. A*, **70**, 033802 (2004).
12. Luo Q., Hosseini S.A., Liu W., Gravel J.-F., Kosareva O.G., Panov N.A., Aközbek N., Kandidov V.P., Roy G., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **80**, 35 (2004).
13. Kosareva O.G., Panov N.A., Aközbek N., Kandidov V.P., Luo Q., Hosseini S.A., Liu W., Gravel J.-F., Roy G., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **82**, 111 (2006).
14. Théberge F., Liu W., Hosseini S.A., Luo Q., Sarifi S.M., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **81**, 131 (2005).

15. Daigle J.-F., Kosareva O., Panov N., Begin M., Lessard F., Marceau C., Kamali Y., Roy G., Kandidov V.P., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **94**, 249 (2009).
16. Панов Н.А., Косарева О.Г., Кандидов В.П., Ақозбек Н., Скалора М., Чин С.Л. *Квантовая электроника*, **37**, 1153 (2007).
17. Kasparian J., Rodrigues M., Mejean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., André Y.-B., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.-P., Wöste L. *Science*, **301**, 61 (2003).
18. Luo Q., Xu H.L., Hosseni S.A., Daigle J.-F., Théberge F., Sarifi S.M., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **82**, 105 (2006).
19. Béjot P., Bonacina L., Extermann J., Moret M., Wolf J.P., Ackermann R., Lascoux N., Salamé R., Salmon E., Kasparian J., Bergé L., Champeaux S., Guet C., Blanchot N., Bonville O., Boscheron A., Canal P., Castaldi M., Hartmann O., Lepage C., Marmande L., Mazataud E., Mennerat G., Patissou L., Prevot V., Raffestin D., Ribolzi J. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 151106 (2007).
20. Kasparian J., Ackermann R., André Y.-B., Méchain G., Mejean G., Prade B., Rohwetter P., Salmon E., Stelmaszczyk K., Yu J., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wöste L., Wolf J.-P. *Opt. Express*, **16**, 5757 (2008).
21. Dormidonov A.E., Valuev V.V., Dmitriev V.L., Shlenov S.A., Kandidov V.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6733**, 67332S (2007).
22. Chateaufneuf M., Payeur S., Dubois J., Kieffer J.-C. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 091104 (2008).
23. Лукин В.П., Фортес Б.В. *Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере* (Новосибирск: изд-во СО РАН, 1999).
24. Harper W., MacDonald G.J., Max C.E., Dyson F.J. *J. Opt. Soc. Am. A*, **11**, 263 (1994).
25. Thompson L.A., Castle R.M. *Opt. Lett.*, **17**, 1485 (1992).
26. Tracy A.J., Hankla A.K., Lopez C.A., Sadighi D.C., Rogers N., Groff K., McKinnie I.T., d'Orgeville C. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5490**, 998 (2004).
27. Wille H., Rodrigues M., Kasparian J., Mondelain D., Yu J., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.P., Wöste L. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, **20**, 183 (2002).
28. Méchain G., D'Amico C., André Y.-B., Tzortzakis S., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Couairon A., Salmon E., Sauerbrey R. *Opt. Commun.*, **247**, 171 (2005).
29. Feng W., Lin L., Wang W., Li R., Xu Z. *Chin. Opt. Lett.*, **5**, S166 (2007).
30. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. *Оптика атмосферы и океана*, **18**, 868 (2005).
31. <http://www.grc.nasa.gov/WWW/K-12/airplane/atmosmet.html>
32. Andrews L.C., Phillips R.L. *Laser Beam Propagation Through Random Media* (Bellingham, Wash.: SPIE Opt. Eng. Press, 1998).
33. Шленов С.А., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **17**, 630 (2004).
34. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. *Оптика турбулентной атмосферы* (Л.: Гидрометеиздат, 1988).
35. Marburger J.H. *Prog. Quantum Electron.*, **4**, 35 (1975).
36. Федоров В.Ю., Кандидов В.П. *Оптика и спектроскопия*, **105**, 306 (2008).
37. *Справочник по лазерам* (М.: Сов. радио, 1978, т. 1).
38. Гордиенко В.М., Гречин С.С., Иванов А.А., Подшивалов А.А. *Квантовая электроника*, **35**, 525 (2005).
39. Begishev I.A., Kalashnikov M., Karпов V., Nickles P., Schonngel H. *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, 318 (2004).
40. Chong A., Renninger W.H., Wise F.W. *J. Opt. Soc. Am. B*, **25**, 140 (2008).
41. Ахманов С.А., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С., Краюшкин С.В., Платоненко В.Т., Попов В.К. *Квантовая электроника*, **13**, 1957 (1986).