

Филаментация острогофокусированного ультракороткого лазерного излучения на 800 и 400 нм. Измерения нелинейного коэффициента преломления воздуха

О.А. Букин², Е.Е. Быкова¹, Ю.Э. Гейнц¹, С.С. Голик³,
А.А. Землянов¹, А.А. Ильин³, А.М. Кабанов¹,
Г.Г. Матвиенко¹, В.К. Ошлаков¹, Е.Б. Соколова^{3*}

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

²Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН
690041, г. Владивосток, ул. Радио, 5

³Дальневосточный государственный университет
690950, г. Владивосток, ул. Суханова, 8

Поступила в редакцию 26.12.2010 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований динамики филаментации мощных ультракоротких импульсов Ti:Sa-лазера с длиной волны 800 и 400 нм при их острой фокусировке в воздухе. Получены зависимости положения и размеров плазменного канала, формирующегося в зоне нелинейного фокуса пучка, от мощности в лазерном импульсе. Из обработки данных зависимостей в рамках теории самофокусировки лазерного излучения определено эффективное значение нелинейного коэффициента преломления воздуха, связанного с оптическим эффектом Керра, для двух длин волн лазера.

Ключевые слова: ультракороткое лазерное излучение, филаментация, острая фокусировка, плазменный канал, эффект Керра, нелинейный коэффициент преломления; ultrashort laser radiation, filamentation, sharp focusing, plasma channel, Kerr-effect, nonlinear index of refraction.

Введение

Самофокусировка мощных ультракоротких импульсов лазерного излучения относится к числу физических явлений, в которых наиболее ярко проявляется оптическая нелинейность среды, и приводит к целой гамме эффектов, таких как филаментация пучка [1, 2], плазмообразование [3], коническая эмиссия [4], генерация суперконтинуума [5], эмиссия волн в сантиметровом диапазоне [6]. Наиболее полно современное состояние проблемы представлено в обзорах [7–9] и монографиях [10–12].

Физической причиной самофокусировки является кубичная оптическая поляризуемость среды $\chi^{(3)}$ (нелинейность керровского типа), вызывающая самонаведенное увеличение показателя преломления

в областях повышенной интенсивности излучения и последующее прогрессирующее сжатие лазерного пучка в поперечном направлении. В газах коллапсу пучка препятствует возникающая в результате фотоионизации молекул плазма. Внутри лазерного пучка формируются динамические высокоинтенсивные структуры, устойчивые к возмущениям на достаточно протяженном участке трассы – так называемые световые филаменты. В экспериментах по филаментации фемтосекундного излучения, как правило, регистрируется след филаментов в виде светящихся в видимой области каналов, излучение которых обусловлено сплошным спектром, полосами молекулярного азота, линиями атомов и ионов азота и кислорода.

Особенностью филаментации острофокусированного ультракороткого излучения в отличие от параллельного (коллимированного) пучка является то, что филаментация реализуется в малом объеме фокальной перетяжки. При этом в нелинейном фокусе могут быть достигнуты экстремальные плотности мощности световой волны [13–15], близкие по порядку к внутриаомным величинам, радиус плазменной колонки может доходить всего до нескольких микрометров при характерной длине несколько миллиметров [15]. Создание таких микромасштабных

* Олег Алексеевич Букин (o_bukin@mail.ru); Елена Евгеньевна Быкова (bee@iao.ru); Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Сергей Сергеевич Голик (golic_s@mail.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Алексей Анатольевич Ильин (triplecks@mail.ru); Андрей Михайлович Кабанов (kam@iao.ru); Геннадий Григорьевич Матвиенко (megg@iao.ru); Виктор Константинович Ошлаков (ovk@iao.ru); Екатерина Борисовна Соколова (mastapes@mail.ru).

плазменных каналов является важным для ряда практических задач, например для лазерной обработки поверхностей [16] и сверления отверстий [17]. В этой связи необходимо точно знать местоположение на трассе развивающегося светового филамента и связанного с ним плазменного канала.

Начало области филаментации излучения определяется 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 Марбюржера (J.H. Marburger) [18], которая была выведена путем аппроксимации большого объема расчетных данных и в явном виде содержит начальные параметры лазерного излучения:

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

где $\eta = P_0/P_c$ – безразмерная мощность импульса; $P_c = R_{cr} \lambda_0^2 / (8\pi n_2 n_0)$ – критическая мощность самофокусировки; R_{cr} – параметр формы пучка, учитывающий тип пространственного распределения интенсивности (для гауссовского пучка $R_{cr} = 3,77$). Для фокусированного излучения за счет действия эффекта Керра стартовая точка филаментации смещается от геометрического фокуса навстречу лазерному пучку. Величина этого смещения зависит от нелинейных свойств среды и мощности лазерного импульса. Поэтому важно иметь достоверную информацию о величине, связанной с оптическим эффектом Керра нелинейной кубичной поляризуемости воздуха при распространении в нем ультракороткого лазерного излучения в различных частотных диапазонах.

Основная цель проведенных исследований состояла в получении такой информации для случая филаментации острофокусированного лазерного излучения на двух гармониках Ti:Sa-лазера. Для решения данной задачи была поставлена серия экспериментов, в которых обеспечивалась контролируемая самофокусировка фемтосекундного лазерного излучения в воздухе с образованием филаментов. Пространственное положение и длина зоны филаментации регистрировались CCD-камерой по измерению положения светящейся плазменной колонки, формирующейся в канале пучка в результате фотоионизации молекул воздуха интенсивным световым полем.

При варьировании начальной мощности лазерного импульса происходили смещение и изменение размеров области филаментации и связанного с ней светящегося образования. Эти данные после статистической обработки аппроксимировались функциональной зависимостью по форме, эквивалентной формуле (1), дающей оценку положения начала филамента при самофокусировке фемтосекундного лазерного импульса. Поскольку в данную формулу параметром входит критическая мощность самофокусировки, которая в свою очередь зависит от величины

коэффициента при керровской нелинейности среды, то подгонка к экспериментальным данным достигалась варьированием параметра критической мощности. По достижении наилучшего приближения, исходя из указанного параметра, определялось значение нелинейного коэффициента преломления для используемой длины волны лазера.

Методика и результаты экспериментов

Эксперименты по филаментации в воздухе острофокусированных ультракоротких импульсов гигаваттной мощности Ti:Sa-лазера на основной ($\lambda_{01} = 800$ нм) и второй ($\lambda_{02} = 400$ нм) гармониках были выполнены в объединенной лаборатории ИАПУ ДВО РАН и ДВГУ совместно с ИОА СО РАН. Воздействующий лазерный пучок диаметром 5 мм по уровню e^{-1} , максимальной энергией в импульсе $E_{01} = 0,9$ мДж, длительностью импульса $t_u = 39$ фс (по e^{-1}), частотой следования импульсов 1 кГц фокусировался линзой с фокусным расстоянием $f = 200$ мм в атмосферном воздухе. Пиковая мощность лазерных импульсов P_0 могла варьироваться в пределах $1 \div 15$ ГВт (для 800 нм) путем перемещения дифракционной решетки частотного компрессора, что изменяло длительность импульса t_{01} в диапазоне $39 \div 1000$ фс.

Для получения второй гармоники использовался кристалл бета-бората бария (ВВО) толщиной 300 мкм. После преобразующего кристалла максимальная энергия импульса составляла $E_{02} = 0,4$ мДж при длительности $t_u = 39$ фс. Энергия импульса для второй гармоники варьировалась осевым углом поворота преобразующего нелинейного кристалла при неизменных характеристиках импульса основной гармоники.

При распространении лазерного импульса в воздухе вблизи геометрического фокуса пучка возникало свечение в синей области спектра, которое главным образом связано с флуоресценцией молекулярного и атомарного азота, ионизированного сильным лазерным полем [14]. Яркость этого свечения пропорциональна числу свободных электронов, образовавшихся за время лазерного импульса в канале пучка за счет многофотонной/туннельной ионизации молекул газа. Для отсечки в регистрируемом сигнале рассеянного излучения (на длинах волн 800 и 400 нм) использовался линейный поляризатор «LPVIS100», расположенный перед объективом камеры, плоскость поляризации которого перпендикулярна плоскости поляризации лазерного излучения, что позволяло регистрировать только эмиссионное свечение плазменного канала филамента. Фоторегистрация зоны филаментации проводилась с помощью CCD-камеры «Видеоскан-285» с экспозицией кадра 1 мс, что соответствовало регистрации свечения от одного лазерного импульса. Фиксируемая на экране 10 кольцевая структура с максимумами и минимумами освещенности характерна при филаментации фокусированных и коллимированных пучков, что наблюдалось, например, в [19, 20]. Принципиальная схема эксперимента представлена на рис. 1.

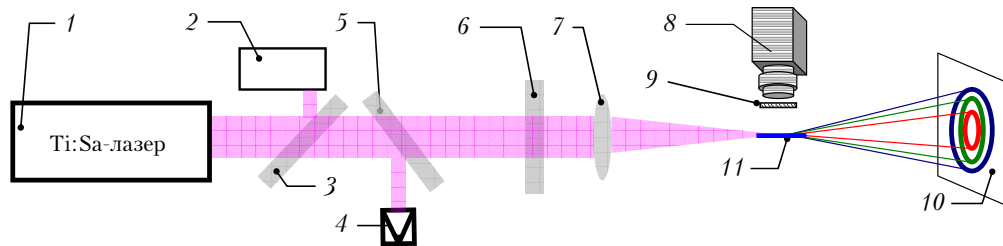


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – лазерная система [$\lambda_{01} = 800$ нм, $E_{01} = 0,9$ мДж, $\lambda_{02} = 400$ нм, $E_{02} = 0,4$ мДж, частота следования импульсов 1 кГц, $t_u = 39$ фс, $d = 5$ мм (Spitfire Pro 40F, Spectra Physics)]; 2 – автокоррелятор PSCOUT PL-SP-LF, Spectra Physics; 3, 5 – поворотные пластины; 4 – измеритель энергии Spectra Physics 407A; 6 – преобразующий кристалл бета-бората бария (β -BaВ₂O₄, «Кристаллы Сибири»), 300 мкм; 7 – фокусирующая линза $f = 200$ мм; 8 – CCD-камера «видеоскан-285/П-USB», 1392 × 1040 пикс., 12 бит/пикс. с объективом; 9 – линейный поляризатор «LPVIS100» (THORLABS); 10 – экран; 11 – область филаментации

Примеры регистрируемых изображений плазменной колонки (ПК), образующейся в фокальной области линзы, показаны на рис. 2.

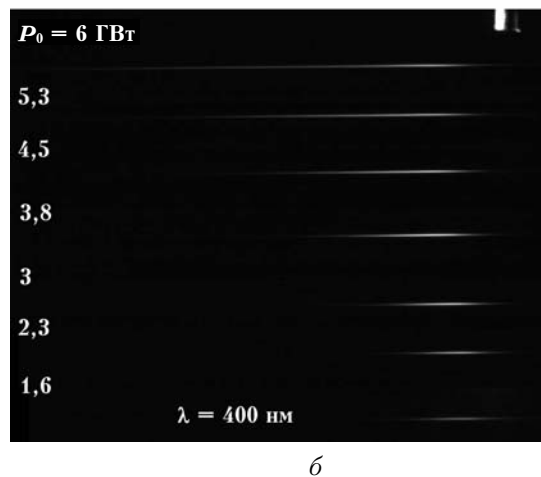
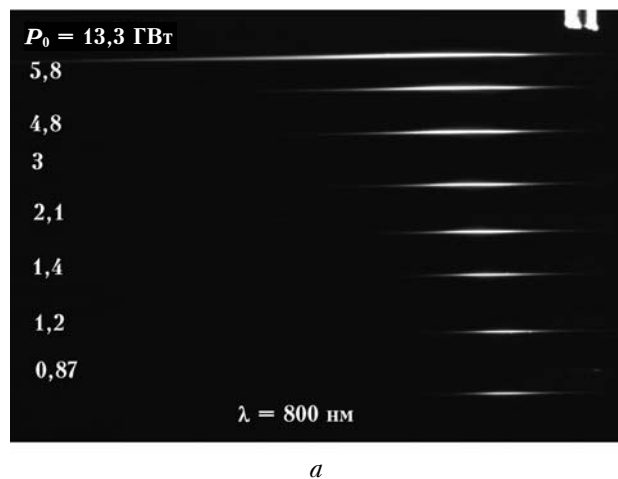


Рис. 2. Филаментация в воздухе импульсов Ti:Sa-лазера с $\lambda_{01} = 800$ нм (а) и $\lambda_{02} = 400$ нм (б), энергией в импульсе $E < 0,9$ мДж, длительностью импульса $t_u = 39$ –700 фс, сфокусированных линзой с $f = 200$ мм, поляризатор перед объективом CCD-камеры. С левой стороны кадров – значения мощности импульса. Направление излучения – слева направо. Диаметр реперной иглы соответствует положению геометрического фокуса линзы

Как нетрудно заметить, при одной и той же мощности лазерного импульса плазменный канал, создаваемый излучением второй гармоники, был существенно длиннее и примерно в несколько раз тоньше в поперечнике (рис. 3), чем на основной частоте.

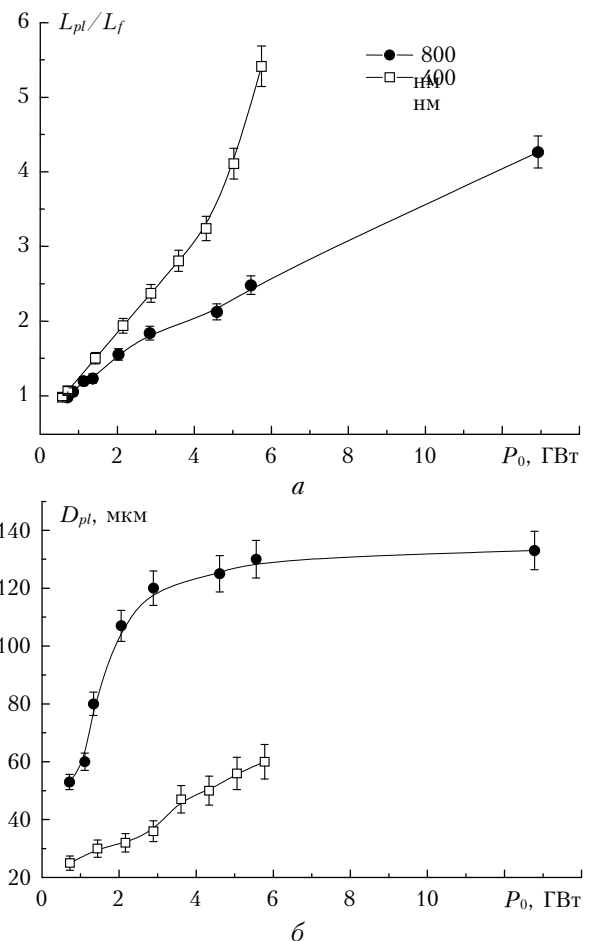


Рис. 3. Относительная длина ПК L_{pl} (а), нормированная на длину линейной фокальной перетяжки ($L_f = 4k_0R_f^2 = 2f^2/L_R$) и средний по длине диаметр D_{pl} (б) плазменной колонки при изменении начальной пиковой мощности лазерного импульса. Точки соединены сплайном для наглядности

Пространственное положение и геометрические размеры ПК в кадре были постоянными от импульса

к импульсу (при фиксированных параметрах лазерного источника), что свидетельствует о высокой стабильности поперечного профиля и энергетики излучения.

На рис. 4 показаны координаты положения ПК при изменении начальной мощности P_0 в импульсе излучения.

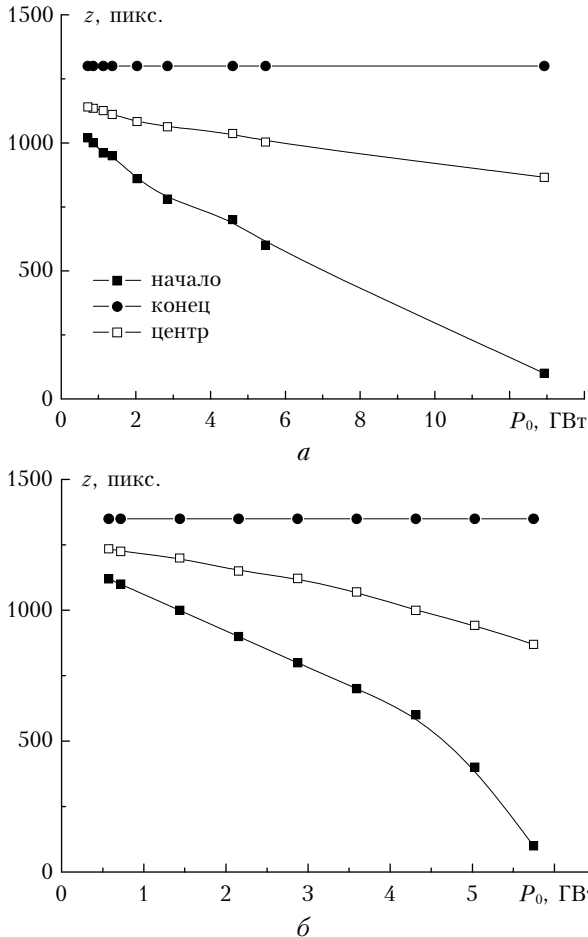


Рис. 4. Координаты (в пикселях, 1 пикс. \approx 13,3 мкм) начала, центра и конца плазменной колонки, образующейся при самофокусировке излучения с $\lambda_0 = 800$ (а) и 400 нм (б), в зависимости от начальной пиковой мощности лазерного импульса

Начало z_1 и конец z_2 ПК вычислялись посредством цифровой обработки фотографий светящегося образования (подобных представленным на рис. 2) по уровню 1 : 100 падения контраста изображения от максимума в продольном (вдоль распространения пучка) направлении. За положение центра ПК z_0 принималась координата центра тяжести продольного распределения яркости изображения на оси лазерного пучка.

Обращают на себя внимание два момента. Во-первых, как начало ПК, так и ее центр монотонно смещаются от геометрического фокуса пучка (1270 пикс. на рис. 4) в сторону лазерного источника при увеличении мощности в импульсе, что является результатом действия эффекта Керра. Причем при одном и том же значении P_0 величина смещения z_1 для вто-

рой гармоники (400 нм) существенно больше, чем для основного излучения (800 нм).

Второе обстоятельство касается координаты z_2 окончания ПК. Как видно из рис. 4, для данных длин волн лазера она неизменна в пределах всего диапазона изменения начальной мощности пучка. Поскольку при относительно низкой мощности в фемтосекундном импульсе ($P_0 \approx 0,5$ ГВт) и острой фокусировке пучка (числовая апертура $NA \sim 0,01$) его распространение происходит квазилинейно [21], то можно считать, что фиксируемый на фотоприемник светящийся плазменный канал ограничен линейной фокальной перетяжкой пучка с эффективной длиной (по уровню падения интенсивности $1/e^2$)

$$L_f = 4k_0 R_f^2 = 2f^2 / L_R,$$

где R_f – минимальный радиус пучка в перетяжке; $L_R = k_0 R_0^2 / 2$ – рэлеевская длина исходного пучка; $k_0 = 2\pi / \lambda_0$ – волновое число. Оценка длины перетяжки L_f при $f = 20$ см, $R_0 = 2,5$ мм и $\lambda_0 = 800$ нм дает $\sim 3,2$ мм, что в пересчете на пиксели соответствует данным на рис. 4, а.

Таким образом, наши эксперименты показали, что если фемтосекундный лазерный пучок изначально достаточно сильно сфокусирован, то даже в условиях проявления керровской самофокусировки дальний край образующейся ПК (а значит, и светового филамента как первопричины возникновения плазмы) не покидает предела дальней зоны линейной фокальной перетяжки пучка, а изменение длины ПК происходит только за счет смещения ее начала. Этот результат является несколько неожиданным с точки зрения устоявшейся в литературе модели филаментации фокусированных ультракоротких импульсов и требует своего дальнейшего исследования.

Сама длина ПК $L_{pl} = (z_2 - z_1)$, нормированная на L_f , показана на рис. 3, а. Видно, что увеличение мощности импульса сопровождается удлинением светящегося образования в канале пучка для излучения обеих гармоник лазерного источника. Однако темп роста параметра L_{pl} для второй гармоники лазера выше, чем для основного излучения, так что при одной и той же мощности лазерного импульса плазменный «филамент», образованный излучением с $\lambda_0 = 400$ нм, в целом оказывается длиннее.

Интерпретация экспериментальных данных

Обратимся к выражению (1), определяющему стартовую точку филамента. Хотя эта формула была получена фактически в рамках теории стационарной самофокусировки и не учитывает дисперсию групповой скорости импульса, временную нелокальность керровской нелинейности и абберации профиля пучка при компрессии импульса, ее применение, повторимся, является традиционным в оптике сверхкоротких импульсов, по крайней мере тераваттной мощности [9, 22]. Очевидно, что выражение (1) справедливо только при $\eta > 1$. Для расчета

стартовой точки филаментации с учетом начальной фокусировки пучка оптической системой с фокусным расстоянием f от выражения (1) переходят к локальному нелинейному фокусу пучка z_n , используя линзовое преобразование:

$$z_n = z_s f / (z_s + f). \quad (2)$$

Основная трудность использования выражения (1) при обработке экспериментальной информации связана с незнанием точной величины критической мощности самофокусировки, поскольку по поводу конкретных значений коэффициента кубической нелинейности воздуха n_2 , входящего в выражение для P_c , в научной литературе нет единого мнения. Даже для наиболее изученного излучения на основной гармонике титан-сапфирового лазера (800 нм) разброс экспериментальных значений n_2 составляет $(1,2-5,57) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$, что дает диапазон изменения $P_c = 1,72 \div 8 \text{ ГВт}$ (см. обзор [9] и последние исследования [23]).

В качестве наиболее вероятной причины такой неоднозначности в значениях коэффициента кубической нелинейности нам представляется то, что измерения n_2 проводились с использованием различного типа излучения, имеющего разную длительность и различную предфокусировку. В то же время известно, что n_2 является функцией времени за счет присутствия в нелинейной кубической поляризуемости среды ротационной составляющей молекулярного отклика, имеющей временную инерционность примерно 100 фс для атмосферных газов [24, 25]. В результате этого эффективное значение n_2 воздуха, измеренное для длинного импульса (субпикосекундный), может оказаться выше, чем для короткого (десятки фемтосекунд). Кроме того, при жесткой начальной фокусировке пучка возможна реализация сверхвысоких интенсивностей в области фокальной перетяжки [21], что приводит к заметному проявлению гиперполяризуемости среды, связанной с нелинейной восприимчивостью более высоких (чем третий) порядков по полю. При этом нелинейная добавка к коэффициенту преломления становится функцией интенсивности излучения и может повлиять на сам характер самовоздействия пучка [26].

На длине волны $\lambda_0 = 400 \text{ нм}$ экспериментальные данные по n_2 к настоящему времени вообще отсутствуют. Оценки данной величины проводятся, как правило, путем построения приближенных дисперсионных формул на основе массива известных экспериментальных величин n_2 , измеренных для дискретного набора длин волн лазерного излучения, и теоретических моделей нелинейной поляризуемости газовой среды [27–29].

Так, авторами [27], следуя [30], предложен квадратичный тип зависимости коэффициента кубической нелинейности воздуха от длины волны излучения λ :

$$n_2(\lambda) = A_2 + B_2/\lambda^2, \quad (3a)$$

где $A_2 = 3,00585$ и $B_2 = 6,37078 \cdot 10^5$, а λ берется в нанометрах. Согласно (3a) $n_2(800 \text{ нм}) = 4 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$ и $n_2(400 \text{ нм}) = 7 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$.

Другой подход к построению дисперсионной зависимости n_2 применен в [28]. Авторы данной работы использовали предложенное в [31] соотношение для поляризуемостей второго порядка $\chi^{(2)}(\omega_0; \omega_1, \omega_2)$ в кристаллах и обобщили его на нелинейную поляризуемость произвольного порядка $\chi^{(q)}(\omega_0; \omega_1, \dots, \omega_q)$. При этом для вычисления $\chi^{(q)}$ на какой-либо частоте ω_0 достаточно знать ее значение на реперной частоте ω'_0 и закон линейной дисперсии среды $\chi^{(1)}(\omega)$. В переложении на нелинейную добавку к коэффициенту преломления газовой среды n_{2p} , где $p = 1, 2, \dots$ — порядок нелинейности нечетного порядка, так называемая *обобщенная формула Миллера* записывается в следующем виде [28]:

$$\frac{n_{2p}(\omega_0)}{n_{2p}(\omega'_0)} = \left(\frac{n_0^2(\omega_0) - 1}{n_0^2(\omega'_0) - 1} \right)^{2p+2}. \quad (3б)$$

Дисперсию линейного показателя преломления $n_0(\omega)$ конкретного газа можно рассчитать по соотношению, аналогичному известной формуле Зельмейера для воздуха. Так, например, для атмосферных газов N_2 и O_2 в [29] предложены следующие дисперсионные зависимости:

$$\begin{aligned} 10^8(n_{0,\text{N}_2} - 1) &= 8736,28 + \frac{2398095,2}{128,7 - 1/\lambda^2}, \\ 10^8(n_{0,\text{O}_2} - 1) &= 15532,45 + \frac{456402,97}{50,0 - 1/\lambda^2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где длина волны излучения берется в микрометрах. Например, если взять за основу значение $n_2(800 \text{ нм}) = 4 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$ для азота, то согласно (3б) и (4) получим $n_2(400 \text{ нм}) = 4,5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$.

Линейная аппроксимация дисперсионной зависимости n_2 , используемая в [32, 33], при известных значениях $n_2(800 \text{ нм}) = 3 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$ [22] и $n_2(248 \text{ нм}) = 8 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$ [34] дает величину нелинейного коэффициента для второй гармоники $n_2(400 \text{ нм}) = 4 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$.

На рис. 5 приведена частотная зависимость критической мощности P_c самофокусировки в воздухе, отнесенной к своему значению на длине волны 800 нм.

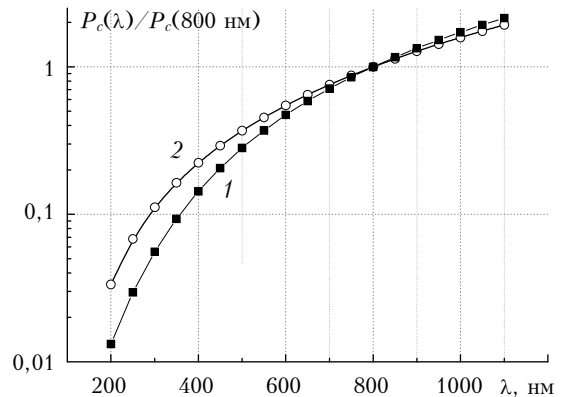


Рис. 5. Сравнение дисперсии критической мощности самофокусировки, рассчитанной по выражениям (3a) (кривая 1) и (3б) (2)



Рис. 6. Методика вычисления положения нелинейного фокуса пучка

Расчет выполнен по выражениям (3а) и (3б) при учете (4) и процентного соотношения азота и кислорода в воздухе. Как видно, на длине волны второй гармоники титан-сапфирового лазера значения отношения $P_c(400)/P_c(800)$ отличаются более чем в 1,5 раза, составляя 0,14 и 0,22 соответственно. Поэтому в дальнейшем при обработке экспериментальных данных параметр критической мощности на длинах волн для обеих гармоник считался свободным (варьируемым).

Сопоставление эксперимента с формулой (1) проводилось следующим образом. Обработка фотографий светящейся ПК дает величину z_1 (рис. 6), которая, по сути, соответствует координате локального нелинейного фокуса z_n , но только пересчитанной в пиксели и с началом отсчета у левого края фотографии. Поэтому прямое сопоставление значений z_1 и z_n некорректно.

Предположим, что нам известна координата (в пикселях) центра фокальной линейной перетяжки пучка z_f . За ее положение мы брали значение центра тяжести ПК z_0 при минимальной мощности в импульсе излучения, т.е. $z_f = z_0(P_{0\min})$, где в экспериментах $P_{0\min} \approx 0,5$ ГВт для обеих гармоник. Тогда, пользуясь (2), составим следующее отношение координат:

$$\beta_1 \equiv \frac{z_f - z_1^{(1)}}{z_f - z_1^{(2)}} = \frac{f - z_n^{(1)}}{f - z_n^{(2)}} = \frac{z_s^{(1)}/f + 1}{z_s^{(2)}/f + 1} \approx \frac{z_s^{(1)}}{z_s^{(2)}} \quad (5)$$

при $f \ll z_s$,

где верхним индексом в скобках показано значение соответствующего параметра, взятого при определенной мощности импульса, т.е., например, $z_1^{(1)} \equiv z_1(P_0 = P_1)$. Теперь, применяя формулу (1), можно рассчитать отношение $z_s^{(1)}/z_s^{(2)}$ и сравнить его с соответствующим значением параметра β_1 , определенного из эксперимента. Результат такого сравнения приведен на рис. 7, по оси абсцисс отложена величина безразмерной мощности лазерного импульса η , что позволяет свести воедино на одном графике результаты для обеих длин волн.

Отметим, что знание конкретного значения параметра P_c становится при этом критически важным. При построении данных графиков за реперное значение $z_1^{(1)}$ выбиралась соответствующая координата при $\eta = 4$, что при пересчете в абсолютные значения (см. ниже) дало $P_0 = 12,8$ ГВт для $\lambda_0 = 800$ нм и $P_0 = 1,8$ ГВт для второй гармоники.

Первым шагом при обработке данных было построение наилучшего приближения к экспериментальной зависимости $\beta_1(P_0)$ на длине волны 800 нм при помощи подбора параметра P_c в формуле (1). Оказалось, что наилучшее согласие между экспериментальными и расчетными данными реализуется при

выборе $P_c(800 \text{ нм}) = 3,19$ ГВт, что дает $n_2(800 \text{ нм}) = 3,01 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$.

Далее проводилось совмещение зависимостей $\beta_1(\eta)$, рассчитанных по данным на 800 и 400 нм, поскольку такая зависимость, согласно выражениям (5) и (1), должна быть инвариантна к изменению длины волны излучения. При этом $P_c(800 \text{ нм})$ считалось известным из предыдущего шага, а подгонялось значение $P_c(400 \text{ нм})$ по выражениям (3а) или (3б). В результате было установлено, что оптимальное согласие между данными на двух гармониках и одновременно с формулой (1) дает использование полуэмпирического закона дисперсии коэффициента кубической нелинейности в виде выражения (3а). При этом согласно рис. 5 имеем $P_c(400 \text{ нм}) = 0,45$ ГВт и $n_2(400 \text{ нм}) = 5,36 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$.

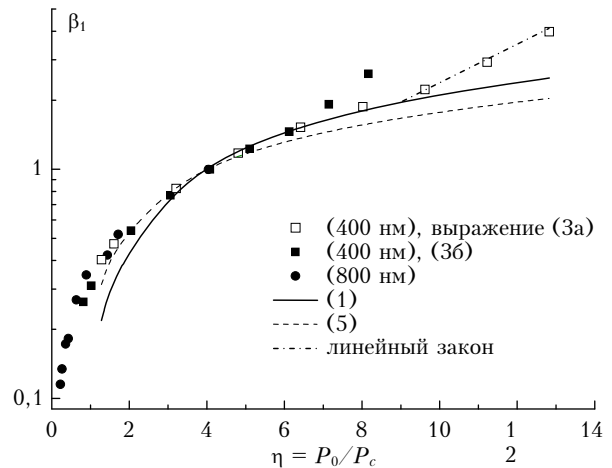


Рис. 7. Относительное смещение начала плазменной колонки в зависимости от нормированной мощности лазерного импульса для двух длин волн

Заметим, что закон дисперсии (3б) в принципе также неплохо приближает эксперимент, но только в более узком интервале изменения параметра мощности, поэтому однозначный вывод в пользу того или иного дисперсионного соотношения делать пока преждевременно.

Достаточно неожиданным результатом наших исследований оказалось то, что, несмотря на предпринятые усилия, полного соответствия экспериментальной зависимости $\beta_1(\eta)$ формуле (1) получить не удастся. Если обратиться к рис. 7, то видно, что в области значений $\eta = 1 \div 3$ различия в величинах параметра β_1 довольно высоки. Аналогичная ситуация наблюдается и при существенно сверхкритической мощности лазерного импульса ($\eta > 10$). Причем в первом случае экспериментально измеренное начало филамента «отстает» от расчетной координаты, а во втором — наоборот, опережает ее. Это говорит либо

о смене типа зависимости $z_s(\eta)$ в данном диапазоне мощностей, либо о возможном изменении самого коэффициента нелинейности n_2 с ростом мощности импульса [23].

Для околокритических мощностей ($\eta \geq 1$) можно воспользоваться стационарной теорией самофокусировки излучения [35], которая указывает на существование поперечного коллапса лазерного пучка в смысле его среднеквадратического радиуса на дистанции

$$z'_s(\eta) = (2L_R)/\sqrt{\eta-1}. \quad (6)$$

Заменяя в (5) координату z_s на z'_s , получим другую зависимость параметра $\beta_1(\eta)$ (штриховая кривая на рис. 7). Данный тип зависимости значительно лучше, чем (1), приближает экспериментальные точки в области малых относительных мощностей импульса (примерно до $\eta \approx 5$), но не подходит для оценки начала плазменной колонки при дальнейшем увеличении P_0 .

При $\eta > 10$, как уже отмечалось выше, закон изменения параметра β_1 также отличен от предсказываемого формулами (1) или (6). По нашим оценкам ближе всего экспериментальным данным соответствует линейная зависимость $\beta_1 \propto \eta$ (т.е. $z_s \propto 1/\eta$), дающая более ранний старт филаментации импульса с ростом его мощности (показана штрихпунктирной кривой на рис. 7). Возможной причиной изменения функциональной зависимости $\beta_1(\eta)$ может быть развитие множественной филаментации излучения при высоких мощностях в импульсе, когда в окрестности нелинейного фокуса жестко фокусированного пучка вследствие модуляционной неустойчивости формируется целая связка узких, порядка $3 \div 5$ мкм в диаметре, плазменных колонок [15, 36]. При этом изменяется сама динамика самофокусировки пучка, поскольку более быстрый рост интенсивности импульса в кубичной среде происходит на локальных неоднородностях, которые могут присутствовать в начальном поперечном профиле амплитуды пучка после фокусирующей системы. Линейное по мощности смещение начала филамента было ранее обнаружено в [37, 38].

Заключение

Таким образом, в настоящей статье представлены результаты экспериментов по фокусированному распространению в воздухе световых импульсов Ti:Sa-лазера гигаваттной мощности на основной и второй гармониках (800 и 400 нм). Изучалась динамика изменения размеров плазменной колонки, формирующейся при фотоионизации молекул среды в области фокальной перетяжки пучка в результате его самофокусировки и филаментации, при варьировании мощности в лазерном импульсе P_0 . Экспериментальные данные по координате старта плазменной колонки аппроксимировались в рамках стационарной теории самофокусировки со свободным параметром критической мощности P_c . В результате было установлено, что начало участка филаментации острофокусированного фемтосекундного излучения

на обеих длинах волн в диапазоне мощностей лазерного импульса $P_0/P_c < 10$ удовлетворительно описывается известной формулой (1) при значениях параметра $P_c(800 \text{ нм}) = 3,19 \text{ ГВт}$ и $P_c(400 \text{ нм}) = 0,45 \text{ ГВт}$, что дает величину коэффициента кубической нелинейности воздуха $n_2(800 \text{ нм}) = 3,01 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$ и $n_2(400 \text{ нм}) = 5,36 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$ соответственно. Для более интенсивных импульсов закон смещения начала зоны филаментации становится обратно пропорциональным мощности излучения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-05-00738а), Федерального агентства по образованию (Гос. контракт № П367), Министерства образования и науки (Гос. контракт № П567), Федерального агентства по науке и инновациям (Гос. контракт № 02.740.11.0083 и 02.740.11.0226), Интеграционного проекта № 81 СО РАН и ДВО РАН (грант № 09-И-СО-02-001), Проекта фундаментальных исследований РАН, № 9.1, Программы 8.1 ОФН РАН.

1. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Monrou G. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air // Opt. Lett. 1995. V. 20, N 1. P. 73–75.
2. Nibbering E.T.J., Franco M.A., Prade B.S., Grillon G., Le Blanc C., Mysyrowicz A. Measurement of the nonlinear refractive index of transparent materials by spectral analysis after nonlinear propagation // Opt. Commun. 1995. V. 119, iss. 5–6. P. 479–484.
3. Brodeur A., Chin S.L. Band-gap dependence of the ultrafast white-light continuum // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80, iss. 20. P. 4406–4409.
4. Kandidov V.P., Kosareva O.G., Brodeur A., Chien C.Y., Chin S.L. Conical emission from laser-plasma interactions in the filamentation of powerful ultrashort laser pulses in air // Opt. Lett. 1997. V. 22, N 17. P. 1332–1334.
5. Aközbek N., Scalora M., Bowden C.M., Chin S.L. White-light continuum generation and filamentation of ultrashort laser pulses in air // Opt. Commun. 2001. V. 191, iss. 3–6. P. 353–362.
6. Liu Y., Houard A., Prade B., Akturk S., Mysyrowicz A. Terahertz radiation source in air based on bifilamentation of femtosecond laser pulses // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99, iss. 13. P. 135002-1–135002-4.
7. Bergé L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. Ultrashort filaments of light in weakly-ionized, optically-transparent media // arXiv: Physics 0612063v1. 2007.
8. Couairon A., Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media // Phys. Reports. 2007. V. 441, N 2–4. P. 47–189.
9. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квант. электрон. 2009. Т. 39, № 3. С. 205–228.
10. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов. М.: Физматлит, 2005. 648 с.
11. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Мамвиенко Г.Г. Нелинейная фемтосекундная оптика атмосферы / Под общей ред. проф. А.А. Землянова. Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2010. 212 с.
12. Diels J.C., Rudolph W. Ultrashort laser pulse phenomena. London: Academic Press, 2006. 652 p.
13. Theberge F., Liu W., Simard P., Becker A., Chin S.L. Plasma density inside a femtosecond laser filament in air: strong dependence on external focusing // Phys. Rev. E. 2006. V. 74, iss. 3. P. 036406-1–036406-7.

14. Liu X.-L., Lu X., Liu X., Xi T.-T., Liu F., Ma J.-L., Zhang J. Tightly focused laser pulse in air: from filamentation to breakdown // *Opt. Express*. 2010. V. 18, N 25. P. 26007–26017.
15. Ионин А.А., Кудряшов С.И., Макаров С.В., Селезнев Л.В., Синицын Д.В. Множественная филаментация мощных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе // *Письма в ЖЭТФ*. 2009. Т. 90, вып. 6. С. 467–472.
16. Kiselev D., Woeste L., Wolf J.-P. Filament-induced laser machining (FILM) // *Appl. Phys. B*. 2010. V. 100, N 3. P. 515–520.
17. White Y.V., Li X., Sikorski Z., Davis L.M., Hofmeister W. Single-pulse ultrafast-laser machining of high aspect nano-holes at the surface of SiO₂ // *Opt. Express*. 2008. V. 16, N 19. P. 14411–14420.
18. Marburger J.H. Self-focusing: Theory // *Prog. Quant. Electr.* 1975. V. 4, part 1. P. 35–110.
19. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. Самовоздействие острогофокусированного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе в режиме одиночной и множественной филаментации. Лабораторные и численные эксперименты // *Оптика атмосф. и океана*. 2009. Т. 22, № 2. С. 119–125.
20. Анексимов Д.В., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Степанов А.Н. Эффективные характеристики тераваттного фемтосекундного лазерного излучения на горизонтальной атмосферной трассе // *Оптика атмосф. и океана*. 2010. Т. 23, № 11. С. 1006–1013.
21. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Сунчугаева Е.С. Особенности филаментации острогофокусированных ультракоротких лазерных импульсов в воздухе // *Ж. эксперим. и теор. физ.* 2010. Т. 138, вып. 5. С. 822–829.
22. Bergé L., Skupin S., Méjean G., Kasparian J., Yu J., Frey S., Salmon E., Wolf J. Supercontinuum emission and enhanced self-guiding of infrared femtosecond filaments sustained by third-harmonic generation in air // *Phys. Rev. E*. 2005. V. 71, iss. 1. P. 016602-1–016602-13.
23. Loriot V., Hertz E., Faucher O., Lavorel B. Measurement of high-order Kerr refractive index of major air components: erratum // *Opt. Express*. 2010. V. 18, N 3. P. 3011–3012.
24. Chen Y.-H., Varma S., Alexeev I., Milchberg H.M. Measurement of transient nonlinear refractive index in gases using xenon supercontinuum single-shot spectral interferometry // *Opt. Express*. 2007. V. 15, N 12. P. 7458–7467.
25. Sprangle P., Penano J.R., Hafizi B. Propagation of intense short laser pulses in the atmosphere // *Phys. Rev. E*. 2002. V. 66, iss. 4. P. 046418-1–046418-21.
26. Béjot P., Kasparian J., Henin S., Loriot V., Vieillard T., Hertz E., Faucher O., Lavorel B., Wolf J.-P. Higher-order Kerr terms allow ionization-free filamentation in gases // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 104, iss. 10. P. 103903-1–103903-4.
27. Fedorov V.Yu., Kandidov V.P. A nonlinear optical model of an air medium in the problem of filamentation of femtosecond laser pulses of different wavelengths // *Opt. and Spectrosc.* 2008. V. 105, N 2. P. 280–287.
28. Ettoumi W., Petit Y., Kasparian J., Wolf J.-P. Generalized Miller Formula // *Opt. Express*. 2010. V. 18, N 7. P. 6613–6620.
29. Zhang J., Lu Z.H., Wang L.J. Precision refractive index measurements of air, N₂, O₂, Ar, and CO₂ with a frequency comb // *Appl. Opt.* 2008. V. 47, N 17. P. 3143–3151.
30. Mizrahi V., Shelton D.P. Dispersion of nonlinear susceptibilities of Ar, N₂, and O₂ measured and compared // *Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 55, N 7. P. 696–699.
31. Miller R.C. Optical second harmonic generation in piezoelectric crystals // *Appl. Phys. Lett.* 1964. V. 5, iss. 1. P. 17-1–17-3.
32. Zhang Z., Lu X., Xi T.-T., Liang W.-X., Hao Z.-Q., Zhang Y., Zhou M.-L., Wang Z.-H., Zhang J. Long distance filamentation of 400 nm femtosecond laser pulses in air // *Appl. Phys. B*. 2009. V. 97, N 1. P. 207–213.
33. Daigle J.-F., Jaron-Becker A., Hosseini S., Wang T.-J., Kamali Y., Roy G., Becker A., Chin S.L. Intensity clamping measurement of laser filaments in air at 400 and 800 nm // *Phys. Rev. A*. 2010. V. 82, iss. 2. P. 023405-1–023405-5.
34. Couairon A., Bergé L. Light filaments in air for ultraviolet and infrared wavelengths // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88, iss. 13. P. 135003-1–135003-4.
35. Власов В.Н., Петрущев 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.
36. Kiran P.P., Bagchi S., Krishnan S.R., Arnold C.L., Kumar G.R., Couairon A. Focal dynamics of multiple filaments: Microscopic imaging and reconstruction // *Phys. Rev. A*. 2010. V. 82, iss. 1. P. 013805-1–013805-8.
37. Fibich G., Eisenmann S., Ilan B., Erlich Y., Fraenkel M., Henis Z., Gaeta A.L., Zigler A. Self-focusing distance of very high power laser pulses // *Opt. Express*. 2005. V. 13, N 15. P. 5897–5903.
38. Бочкарев Н.Н., Кабанов А.М., Степанов А.Н. Пространственная локализация области филаментации вдоль трассы распространения сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе // *Оптика атмосф. и океана*. 2007. Т. 20, № 10. С. 863–867.

O.A. Bukin, E.E. Bykova, Yu.E. Geints, S.S. Golik, A.A. Zemlyanov, A.A. Ilyin, A.M. Kabanov, G.G. Matvienko, V.K. Oshlakov, E.B. Sokolova. **Filamentation of tightly focused ultrashort laser pulse of 800 and 400 nm wavelength. Measurements of nonlinear index of air refraction.**

The results of experimental investigations on filamentation dynamics of high-power ultrashort Ti:Sapphire-laser pulses of 800 and 400 nm wavelength at their sharp focusing in air are presented. Dependences of plasma channel position and dimensions, generated in nonlinear beam focus zone on laser pulse power, are obtained. Effective value of nonlinear index of air refraction, related to optical Kerr effect, is determined for two laser wavelengths from processing the dependences in the framework of laser radiation self-focusing theory.