

Особенности фокусированного распространения мощных лазерных импульсов фемтосекундной длительности в воздухе при пониженном давлении

Ю.Э. Гейнц¹, А.А. Ионин², А.А. Землянов¹, С.И. Кудряшов²,
Л.В. Селезнев², Д.В. Сеницын², Е.С. Сунчугашева^{2*}

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

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
119991, г. Москва, Ленинский пр., 53

Поступила в редакцию 19.08.2011 г.

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований по влиянию плотности воздуха на размерные и мощностные параметры предварительно сфокусированного гигаваттного фемтосекундного лазерного излучения. Изучена область нелинейного фокуса светового пучка, и установлено, что в разреженном воздухе возможно достижение более высоких значений интенсивности излучения в области фокальной перетяжки вследствие снижения блокирующего действия плазмы.

Ключевые слова: фемтосекундное лазерное излучение, филаментация, фотоионизация, разреженная атмосфера; femtosecond laser radiation, filamentation, photoionization, low pressure air.

Введение

Распространение фемтосекундных лазерных импульсов мощностью в десятки и сотни гигаватт в воздухе проходит в нелинейном режиме. Световое излучение испытывает масштабную пространственно-временную самомодуляцию, проявляющуюся во временной компрессии импульса и последующем распаде пучка в поперечном направлении на области с высокой интенсивностью, так называемую филаментацию пучка. Такая сложная динамика импульса является результатом комбинированного действия линейных (дифракция, частотная дисперсия) и нелинейных эффектов, среди которых главенствующую роль играют эффект Керра и фотоионизация среды. Филаменты и филаментацию пучка часто связывают с зоной существования динамических высокоинтенсивных структур внутри импульса, устойчивых к возмущениям на достаточно протяженном участке трассы (см., например, обзорные статьи [1, 2] и списки литературы в них).

В оптике проблема повышения интенсивности излучения в заданном объеме среды традиционно решается с помощью фокусировки светового пучка

соответствующими оптическими системами. Использование в данных технологиях мощного ультракороткого лазерного излучения открывает перспективы достижения экстремальных значений интенсивности, близких по порядку к внутриатомной величине ($\sim 10^{15}$ Вт/см²). Однако данные попытки зачастую наталкиваются на серьезное препятствие в виде оптической нелинейности среды распространения излучения [3, 4]. Высокая пиковая мощность и интенсивность фемтосекундных импульсов могут привести к нарушению линейного режима фокусировки излучения еще до мишени [5].

При нормальном давлении главенствующим физическим механизмом, противодействующим фокусировке пучка и возрастанию его интенсивности, является плазмообразование [6]. Фотоионизация молекул приводит к нелинейным энергетическим потерям в канале излучения и останавливает дальнейший рост его интенсивности, инициированный начальной фокусировкой пучка и самофокусировкой под действием эффекта Керра. Образующаяся на переднем фронте лазерного импульса плазма (плотность свободных электронов порядка 10^{22} – 10^{24} м⁻³) дефокусирует его оставшуюся часть. Внутри светового импульса формируются локализованные в пространстве (и во времени) области с высокой интенсивностью — филаменты, сохраняющие свой размер квазипостоянным на дистанции, сравнимой с длиной дифракции исходного пучка. Так, для коллимированного (слабофокусированного) излучения фемтосекундного Ti:Sapphire-лазера с несущей длиной волны $\lambda_0 = 800$ нм, распространяю-

* Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Андрей Алексеевич Ионин (aion@sci.lebedev.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Сергей Иванович Кудряшов (sikudr@sci.lebedev.ru); Леонид Владимирович Селезнев (seleznev@sci.lebedev.ru); Дмитрий Васильевич Сеницын (vsinit@online.ru); Елена Сергеевна Сунчугашева (oblomchika@gmail.com).

щегося в атмосферном воздухе, средний размер филаментов составляет порядка $\sim 40\div 60$ мкм, а пиковая интенсивность в них достигает $\sim 40\text{--}70$ ТВт/см².

Очевидно, что снизить негативный эффект, производимый фотоионизацией среды на фокусированное распространение лазерного пучка, можно, повысив порог «лучевой прочности» среды, например заменив весь воздух в области взаимодействия на газ с более высоким потенциалом ионизации (в частности, аргон [7] или неон). Другой способ решения данной проблемы заключается в частичном устранении самой причины ионизации, т.е. создании разряжения воздуха в зоне фокусировки пучка. При пониженном давлении газа уменьшается число молекул в единице объема среды, а следовательно, снижается и плотность центров ионизации. Соответственно, блокировка излучения за счет плазмы может наступить позже, а интенсивность излучения быть выше, чем при нормальном давлении. Для коллимированного излучения количественные оценки влияния плотности газовой среды на размерные и мощностные параметры ультракороткого лазерного излучения в зоне филаментации пучка были проведены в [8]. Для предварительно сфокусированного излучения подобные расчеты авторам неизвестны, притом что недавно опубликованные исследования [3, 4, 9] определенно указывают на существование ряда особенностей самофокусировки такого излучения (в частности, поперечный размер филаментов и их длина обнаруживают зависимость от остроты фокусировки излучения).

В настоящей статье рассмотрено распространение фокусированных фемтосекундных импульсов критической и субкритической мощности в воздухе различного давления. На основе результатов экспериментов и теоретического моделирования устанавливается взаимосвязь между силой фокусировки и параметрами излучения в области его нелинейного фокуса. Показывается, что снижение давления воздуха в зоне фокусировки может привести к увеличению максимально достижимой интенсивности лазерного импульса более чем на порядок величины.

1. Экспериментальные исследования

Эксперименты по изучению параметров зоны фокуса ультракоротких лазерных импульсов в условиях жесткой фокусировки в воздухе различного давления проводились на фемтосекундной титан-сапфировой лазерной системе (Avesta Ltd), которая способна генерировать лазерные импульсы с частотой 10 Гц на длине волны $\lambda_0 = 744$ нм. Длительность импульсов t_p составляла 100 фс. В экспериментах применялись лазерные импульсы с пиковой мощностью P_0 , не превышающей нескольких критических мощностей самофокусировки P_c ($P_c = 3,2$ ГВт). Начальная энергия E_0 лазерных импульсов не превышала 1,9 мДж.

Эксперименты проводились по следующей схеме. На выходе из лазерной системы был установлен дифракционный ослабитель (производства ИАиЭ СО РАН), который позволял менять энер-

гию лазерного импульса в диапазоне от 1,9 мДж до 5 мкДж. После прохождения дифракционного ослабителя малая часть излучения ($\sim 5\%$) с помощью делителя пучка направлялась на калориметр, который измерял энергию в импульсе. Лазерный импульс, после прохождения делителя пучка, фокусировался линзой. В экспериментах применялись линзы с фокусными расстояниями $f = 80, 130, 180$ и 380 мм, а также сферическое зеркало с $f = 1100$ мм, что давало числовые апертуры $NA \approx 0,05; 0,03; 0,02; 0,01$ и 0,004 соответственно.

В области фокуса на моторизованной подвижке располагалась вакуумная камера с термочувствительной бумагой. Перемещение камеры осуществлялось таким образом, что на бумаге образовывалась серия ожогов. Лазерный пучок был эллиптически в поперечном сечении (эквивалентный радиус составлял 4 мм), что позволяло по факту поворота эллипса после прохождения геометрического фокуса довольно точно определять его местоположение.

С помощью оптического микроскопа Levenhook BioView 630, оснащенного ПЗС-камерой, в одинаковых условиях (увеличение микроскопа и разрешение камеры) осуществлялась оцифровка изображения ожога, соответствующего положению фокуса. По заданному уровню контраста почернения бумаги, который соответствовал некоторому (постоянному) значению пороговой плотности лазерной энергии w_{th} , измерялась площадь пятна ожога S . Измерение площади проводилось в пикселях с помощью графических программ. Затем, после калибровки, определялась площадь пятна ожога в миллиметрах и полученный массив данных использовался уже для вычисления эффективной пиковой интенсивности излучения I_{fe} в фокальной перетяжке пучка.

Поскольку реальный поперечный (пространственный) профиль интенсивности в фокальном пятне лазерного пучка был неизвестен, при обработке данных экспериментов мы исходили из предположения гауссовского типа распределения плотности энергии:

$$w_{th} = w_m(P_0, z = f) \exp\left(-\frac{S}{S_0(P_0, z = f)}\right), \quad (1)$$

где w_m и S_0 — неизвестные параметры распределения. Такое предположение правомерно при незначительном превышении мощности импульса над критической мощностью самофокусировки и достаточно жесткой начальной фокусировке пучка [10, 11]. Пиковую плотность энергии импульса w_m выразим через его мощность, предполагая также сохранение неизменным временного профиля импульса и отсутствие потерь энергии при распространении до фокуса:

$$w_m = 1/S_0 \int_0^\infty P(t, z = f) dt \approx bP_0/S_0 = bI_{fe}, \quad (2)$$

где параметром b обозначен интеграл от временной формы импульса (в общем случае негауссовской).

Отсюда следует, что для расчета эффективной интенсивности I_{fe} необходимо знать характерную площадь пучка S_0 в фокусе.

Для линейной фокусировки пучка площадь S_{0L} при $z = f$ выражается через параметр числовой апертуры:

$$S_{0L} = \pi(k_0NA)^{-2},$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, и тогда

$$I_{fe} \equiv I_{fL} = P_0(k_0NA)^2/\pi.$$

Поддержанная керровской самофокусировкой многофотонная ионизация среды и возникновение плазмы приводят к появлению зависимости S_{0L} от мощности лазерного импульса:

$$S_0(P_0) = S_{0L} + P_0 \partial_P S_0 = S_{0L} + \partial_{\ln P} S_0, \quad (3)$$

где введено обозначение $\partial_x \equiv \partial/\partial x$, причем под индексом « x » подразумевается любая переменная. Из результатов нижеследующего анализа будет видно, что $S_0 \geq S_{0L}$, т.е. эффективная площадь фокального пятна в условиях плазмообразования в среде может только увеличиться по сравнению с размером перетяжки в вакууме. Следовательно, в рамках сделанных предположений интенсивность импульса в фокусе должна быть ниже, чем значение I_{fe} .

Используя (1)–(3), находим связь между изменением площади ожога бумаги и параметром S_0 :

$$\partial_{\ln P} S = S_{0L} + \partial_{\ln P} S_0 \ln[bP_0/(w_{th}S_{0L})].$$

Таким образом, зная S_{0L} и вычисляя из экспериментальных графиков угол наклона зависимости площади ожога S от логарифма мощности импульса излучения $\ln P_0$, определяем нелинейное приращение площади пучка $\partial_{\ln P} S_0$ и, наконец, эффективную интенсивность I_{fe} . Все последующие оценки были проведены нами для гауссовского временного профиля импульса, что дает $b = \sqrt{\pi}t_p$. При этом величина пороговой интенсивности ожога фотобумаги $I_{th} = w_{th}/b$, определенная при минимальном уровне энергии в лазерном импульсе (5 мкДж), оказалась порядка 2 ГВт/см².

Зависимость эффективной фокальной интенсивности от лазерной мощности при атмосферном и пониженном давлениях воздуха для различных числовых апертур представлена на рис. 1.

Видно, что все кривые демонстрируют квазилинейный ход примерно до значений мощности в импульсе $P_0 \approx 2$ ГВт. Затем, как правило, темп роста интенсивности снижается, что можно приписать образованию плотной лазерной плазмы под воздействием высокой лазерной интенсивности и самодифракции импульса на формирующейся плазменной колонке. С увеличением числовой апертуры происходит повышение пиковой интенсивности, которая при мощности, близкой $3P_c$, для $NA = 0,004$ достигает значений $I_{fe} \sim 10^{13}$ Вт/см², а при более жесткой фокусировке ($NA = 0,05$) может доходить до $1,3 \cdot 10^{14}$ Вт/см² и затем насыщается.

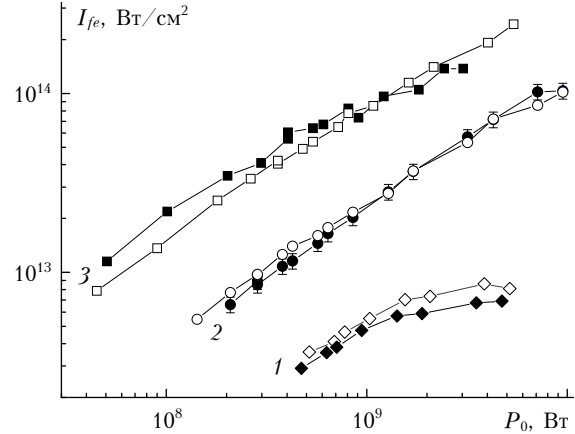


Рис. 1. Эффективная пиковая интенсивность лазерного импульса в фокальной перетяжке I_{fe} в зависимости от начальной мощности при давлении воздуха $p = 1$ (темные значки) и 0,1 бар (светлые) для различных числовых апертур $NA = 0,004$ (1), 0,01 (2) и 0,05 (3)

Зависимость эффективной пиковой интенсивности от лазерной мощности при 10% атмосферного давления при увеличении параметра фокусировки NA ведет себя как и при атмосферном давлении, т.е. увеличивается. Отличие данных кривых от аналогичных зависимостей при атмосферном давлении заключается в небольшом увеличении интенсивности при высокой мощности в импульсе ($P_0 > 3$ ГВт). Максимально достигаемое значение интенсивности I_{fe} при пониженном давлении 0,1 бар наблюдается для $NA = 0,05$ и составляет примерно $2,4 \cdot 10^{14}$ Вт/см², что почти в 2 раза выше значения, реализующегося при нормальных условиях. Интересно, что при $NA = 0,01$ незначительное повышение интенсивности происходит при малой мощности в импульсе, а с ростом P_0 эти различия исчезают.

2. Теоретическая модель распространения ультракороткого излучения

Теоретическое рассмотрение поставленной задачи проводилось на базе так называемого нелинейного уравнения Шредингера (НУШ), записанного для медленно меняющейся со временем комплексной амплитуды электрического поля светового импульса. Это уравнение является упрощенной версией (без учета поправок на пространственно-временную фокусировку и самообострение временного фронта импульса) уравнения однонаправленного распространения импульса [12]. Тем не менее, как показывают многочисленные исследования (см., например, обзоры [1, 2]), НУШ достоверно описывает все значимые линейные и нелинейные процессы, происходящие с импульсом излучения в среде, по крайней мере при длительностях импульса не меньше нескольких оптических периодов.

Ниже будет рассматриваться распространение преимущественно фокусированного излучения с не-

большим (порядка миллиметров) диаметром пучка и начальной длительностью импульса порядка сотни фемтосекунд. Поскольку нас интересовало распространение излучения только до нелинейного фокуса пучка (дистанция не более 1 м), то при дальнейших расчетах мы пренебрегли дисперсией групповой скорости импульса, имеющей значительно большую характерную длину проявления.

В движущейся с групповой скоростью лазерного импульса системе координат НУШ имеет следующий вид:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2n_0k_0} \nabla_{\perp}^2 \right\} U = ik_0 \left(n_2 I - n_4 I^2 - \frac{N_e}{2N_{ec}n_0} \right) U - \left[\frac{\sigma_c N_e}{2} + \frac{\Psi_I(I)}{2I} \Delta E_i (N_0 - N_e) \right] U. \quad (4)$$

Изменение концентрации свободных электронов N_e в канале пучка (плотность плазмы) под действием излучения дается уравнением

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \Psi_I(I)(N_0 - N_e) + \frac{\sigma_c}{n_0 \Delta E_i} I - \nu_r N_e^2, \quad (5)$$

которое учитывает многофотонный, туннельный и каскадный механизмы ионизации среды, а также убыль свободных электронов в результате их рекомбинации с ионами. Здесь $U(\mathbf{r}_{\perp}, z; t)$ – медленно меняющаяся комплексная амплитуда электрического поля светового импульса; ∇_{\perp}^2 – поперечный лапласиан; n_0 – линейный коэффициент преломления среды; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число; $I = cn_0|U|^2/8\pi$ – интенсивность; n_2, n_4 – коэффициенты при кубической (керровской) и следующей по порядку (насыщающаяся нелинейность) нелинейных добавках к коэффициенту преломления среды: $n = n_0 + n_2 I - n_4 I^2$; $N_{ec} = 1/(\sigma_c \tau_c c)$ – критическая плотность электронов плазмы; Ψ_I – скорость (вероятность) фотоионизации среды; N_0 – плотность нейтральных атомов (молекул); $\sigma_c, \Delta E_i, \tau_c$ – сечение каскадной ионизации, потенциал ионизации молекулы и характерное время столкновения свободных электронов с тяжелыми частицами соответственно; ν_r – скоростной коэффициент рекомбинации электронов; c – скорость света в вакууме.

При численных расчетах исходное излучение задавалось в виде фокусированного гауссовского по пространственным и временным координатам пучка:

$$U(\mathbf{r}_{\perp}, z = 0, t) = U_0 \exp\left\{ -|\mathbf{r}_{\perp}|^2 / (2R_0)^2 - t^2 / (2t_p)^2 \right\} \times \exp\left\{ -ik_0 n_0 |\mathbf{r}_{\perp}|^2 NA / R_0 \right\}$$

с варьируемым начальным параметром фокусировки (числовая апертура) $NA = R_0/f$ и пиковой мощностью в импульсе излучения

$$P_0 = (U_0 R_0)^2 cn_0 / 8 = I_0 \pi R_0^2,$$

где f, R_0, t_p – радиус кривизны фазового фронта, радиус пучка и длительность импульса по уровню e^{-1} максимума интенсивности соответственно.

По причине, связанной с ограничениями вычислительной мощности использовавшегося компьютера, в расчетах был взят меньший, чем в эксперименте, радиус пучка: $R_0 = 1$ мм. Табличные значения остальных параметров в (4), (5) для длины волны излучения $\lambda_0 = 800$ нм и нормального давления $p \equiv p_0 = 1$ бар воздуха (80% $N_2 + 20\%$ O_2) были следующими:

$$\begin{aligned} n_2 &= 3,2 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}, \quad n_4 = 2,5 \cdot 10^{-33} \text{ см}^4/\text{Вт}^2, \\ \tau_c &= 350 \text{ фс}, \quad \sigma_c = 5,52 \cdot 10^{-24} \text{ м}^2, \quad \nu_r = 1,1 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3/\text{с}, \\ \Delta E_i &= 12,1 \text{ эВ} (O_2), \quad \Delta E_i = 15,6 \text{ эВ} (N_2), \\ N_0 &= N_{0O_2} + N_{0N_2} \text{ при } N_{0O_2} = 5 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}, \\ N_{0N_2} &= 2,1 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}. \end{aligned}$$

Критическая мощность самофокусировки излучения, определяемая как $P_c = \lambda_0 / (n_0 k_0 n_2)$, при этом равняется 3,2 ГВт. Расчет скорости фотоионизации атомов среды Ψ_I проводился по модели [13] отдельно для кислорода и азота.

Сначала проведем предварительный качественный анализ возможных последствий изменения давления на характеристики лазерного пучка в зоне филаментации и плотности возникающей плазмы. Источником изменения констант нелинейного взаимодействия оптического излучения и среды при изменении внешнего давления p является плотность нейтральных молекул воздуха: $N_0(p)/N_0(p_0) = p/p_0$. Очевидно, что в первом приближении (без учета влияния давления на сечения взаимодействия и спектральные ширины молекулярных линий газов [14]) можно принять простую модель [8] прямой пропорциональности давлению всех нелинейных добавок к коэффициенту преломления: $(n_2, n_4) \sim p/p_0$ и обратную пропорциональность для времени свободного пробега электрона: $\tau_c \sim p_0/p$. Следовательно, с падением давления увеличивается и критическая мощность самофокусировки: $P_c \sim p_0/p$, а сечение каскадной ионизации атомов σ_c соответственно уменьшается:

$$\sigma_c = \omega_0^2 \tau_c / c N_{ec} (\omega_0^2 \tau_c^2 + 1) \sim p/p_0$$

(при условии, что $\omega_0 \tau_c \gg 1$).

Воспользуемся простыми оценками основных параметров формирующихся при самофокусировке ультракороткого лазерного пучка филаментов, которые следуют непосредственно из анализа уравнений (1), (2) [15]. Возникновение филаментов обеспечивается физическими механизмами, препятствующими коллапсу пучка и стабилизирующими его интенсивность, а именно плазмообразованием и насыщением кубической нелинейности. Из соответствующего условия мгновенного локального баланса нелинейных «сил» фокусировки и дефокусировки световой волны получим оценку средней интенсивности I_f светового поля в филаменте:

$$I_f = \left[\frac{2n_2(p)n_0N_{ec}}{N_0(p)t_p\sigma^{(K)}} \right]^{\frac{1}{K-1}}, \quad (6)$$

где $\sigma^{(K)}$ – сечение многофотонного поглощения молекулы газа; K – целое число квантов энергии излучения, необходимых для ионизации одного электрона нейтрального атома ($K = 8$ для O_2 и 11 для N_2) и явно выделена зависимость параметров от давления в среде. При этом приближенная оценка плотности свободных электронов в окрестности филамента N_{ef} получается при пренебрежении процессами рекомбинации свободных зарядов плазмы:

$$N_{ef} \approx N_0(p)t_p\sigma^{(K)}I_f^K. \quad (7)$$

Из условия примерного равенства средней мощности в филаменте $P_f = \pi I_f R_f^2$ критической мощности самофокусировки P_c [16] следует, что характерный радиус филамента

$$R_f = k_0^{-1} \sqrt{\frac{2}{n_0 n_2(p)}} I_f. \quad (8)$$

Таким образом, если при нормальном давлении в среде лазерный импульс испытывает керровскую самофокусировку и последующую стабилизацию интенсивности в филаменте на уровне I_f за счет плазмообразования и/или насыщения нелинейной поляризуемости вблизи точки фокусировки, то филаментация излучения в разряженном газе, как следует из (6)–(8), протекает с той же характерной интенсивностью, но меньшей плотностью электронов. Сам размер филамента при этом должен увеличиться.

Совершенно очевидно, что, поскольку $P_c \sim p_0/p$, возможны ситуации, когда световой импульс, имея в нормальных условиях *сверхкритическую* мощность $P_0 > P_c$ и, следовательно, испытывая самофокусировку, при понижении давления становится *докритическим* ($P_0 < P_c$) и не филаментируется, так как мощности импульса уже может быть недостаточно для преодоления естественной дифракции пучка. Ниже будет показано, что рост интенсивности, плазмообразование и филаментация излучения при таких условиях возможны только, если пучок изначально был сфокусирован. Более того, как видно из (5), при разрежении среды снижается суммарная скорость ионизации газа (как многофотонная, так и каскадная), а значит, понижается и мгновенная концентрация свободных электронов, генерируемых лазерным импульсом. Блокирующее действие плазмы ослабляется, что может привести даже к более сильному, чем при нормальном давлении, поперечному сжатию пучка и, как следствие, к более высокой интенсивности излучения в нелинейном фокусе.

3. Обсуждение результатов

Для более детального исследования эффекта, производимого изменением давления воздуха на

характеристики формирующихся при самофокусировке ультракороткого лазерного пучка филамента и плазменной колонки, была проведена серия численных расчетов системы уравнений (4), (5). Графики на рис. 2 показывают вариацию максимально достижимой интенсивности лазерного импульса I_{\max} (в дальнейшем мы будем соотносить эту величину с эффективной пиковой интенсивностью I_{fe}), а также плотности свободных электронов плазмы $N_{e[\max]}$ в зоне нелинейного фокуса в зависимости от остроты фокусировки пучка, задаваемой параметром числовой апертуры NA , при различном давлении воздуха.

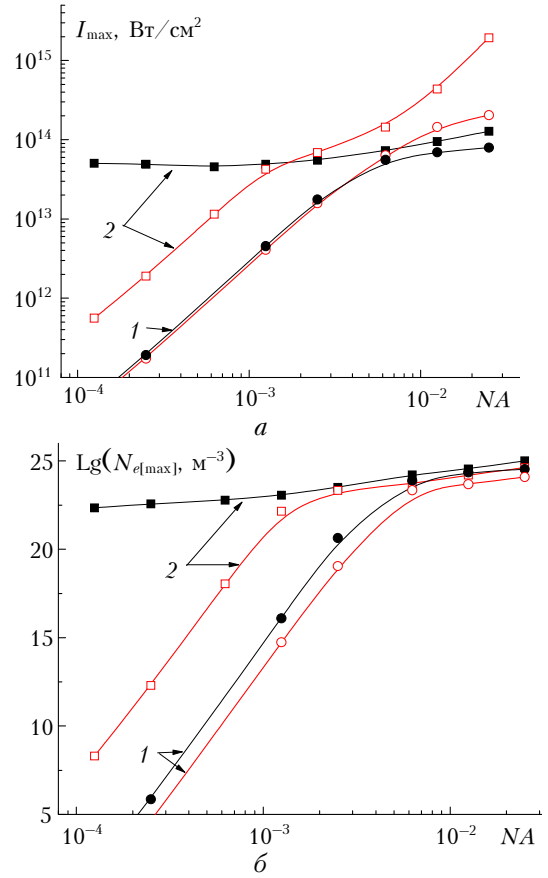


Рис. 2. Зависимость максимально достижимой интенсивности I_{\max} (а) и плотности свободных электронов $N_{e[\max]}$ (б) от параметра фокусировки фемтосекундного лазерного излучения при различном давлении воздуха: $p = 1$ (темные значки) и 0,1 бар (светлые). Кривые 1 соответствуют докритической начальной мощности импульса $P_0 = 0,1P_c$, кривые 2 – ее критическому уровню: $P_0 = P_c$.

Были отдельно рассмотрены случаи распространения импульса с докритической и критической для самофокусировки пиковой мощностью (при нормальном давлении), что при выбранных параметрах излучения давало полную энергию в импульсе $E_0 = 56$ и 560 мкДж соответственно. На рис. 1 и 2, а также рис. 3 (см. ниже) значки обозначают данные численного расчета, а сплошные кривые построены для наглядности методом сплайн-аппроксимации.

Из рис. 1 и 2 видно, что в целом закономерности, выявленные в экспериментах, подтверждаются и в численном моделировании. Понижение давления воздуха производит одинаковое действие на величину I_{\max} как при докритическом уровне мощности импульса, так и при ее критическом значении, а именно — максимально достижимый уровень интенсивности в нелинейном фокусе пучка увеличивается. Это увеличение проявляется в диапазоне значений параметра NA , соответствующих достаточно жесткой фокусировке пучка $NA > 10^{-3}$, и связано с изменением (понижением) скорости плазмообразования при снижении давления газа. При этом блокирующее действие плазмы на рост интенсивности фокусированного пучка уменьшается, что позволяет пучку, сжимаясь, беспрепятственно достигать более высоких значений интенсивности в фокальной перетяжке.

Если импульс имеет субкритическую мощность, то с повышением остроты фокусировки происходит рост максимальной интенсивности излучения в фокальной области. Причем до некоторого значения $NA \sim 0,002$ (в дальнейшем будем считать это значение условной *границей* режимов мягкой и жесткой фокусировки пучка) это увеличение соответствует линейному режиму фокусированного распространения, когда $I_{\max} \propto (NA)^{-2}$ (что соответствует распространению в вакууме), а затем рост интенсивности замедляется вследствие плазмообразования в фокусе. Исключение составляет режим самофокусировки пучка с $P_0 = P_c$ при нормальном давлении (рис. 3, а, кривая 2), когда происходит формирование светового филамента, интенсивность излучения в котором слабо варьирует вблизи уровня $I_{\max} \approx 50$ ТВт/см² при изменении параметра фокусировки.

В этом основное отличие режима самовоздействия остро фокусированного излучения от самофокусировки коллимированного (или слабо фокусированного) пучка, происходящей главным образом под действием только одного эффекта Керра. В последнем случае, как было показано выше [см. выражение (6)], предельный уровень пиковой интенсивности в зоне протяженного нелинейного фокуса (филамента) обеспечивается не за счет фокусировки пучка, а балансом керровской и плазменной нелинейностей и не зависит от давления среды [17]. Формирование такого светового филамента с квазипостоянной пиковой интенсивностью хорошо прослеживается на рис. 3, а при низких значениях параметра NA .

Существенно, что понижение давления газа наиболее масштабно сказывается на росте максимально достижимой интенсивности лазерного импульса критической мощности, приводя к увеличению I_{\max} более чем на порядок величины. Для импульса с $P_0 = 0,1P_c$ такой рост значительно менее выражен и составляет около двух раз.

В то же время зависимость пиковой плотности свободных электронов в зоне филамента от давления газа обратная: $N_{e[\max]}$ снижается при разрежении среды. Для обеих рассмотренных ситуаций, пред-

ставленных на рис. 2, б, отношение максимально достижимых концентраций плазмы при различном давлении имеет тенденцию $N_{e[\max]}(p_1)/N_{e[\max]}(p_2) \approx p_1/p_2$ для любого значения параметра фокусировки, исключая область отсутствия филамента при $NA < 10^{-3}$ и $E_0 = 560$ мкДж. В соответствии с этим, как показывают расчеты, при низком давлении меньше и потери энергии импульса излучения в фокальной перетяжке.

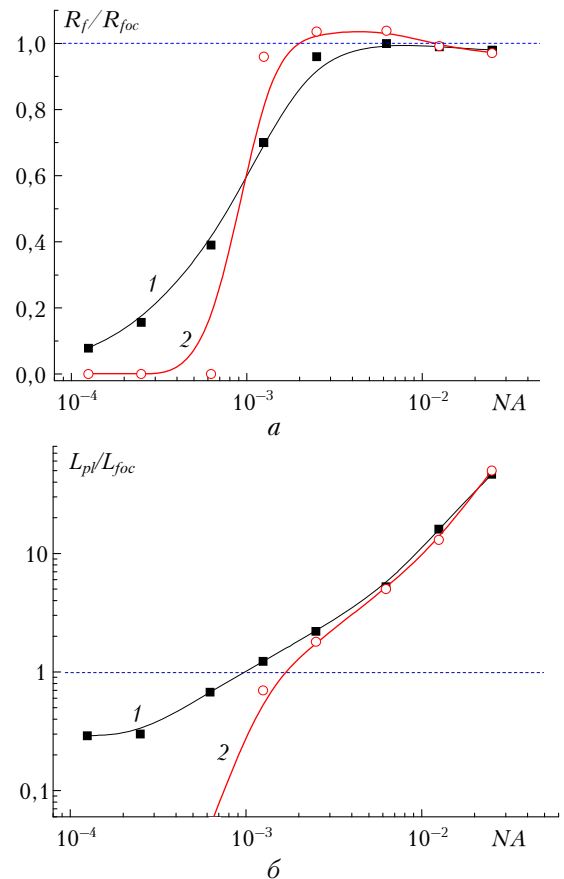


Рис. 3. Относительный радиус пучка в нелинейном фокусе (а) и эффективная протяженность плазменной колонки (б) в зависимости от параметра фокусировки при давлении воздуха $p = 1$ (1), 0,1 бар (2) и начальной энергии импульса $E_0 = 560$ мкДж. Пунктирная прямая обозначает единичный уровень

Влияние давления газа на размерные параметры излучения в зоне нелинейного фокуса демонстрируют графики, представленные на рис. 3. Здесь показаны относительный (нормированный) радиус филаментированного пучка R_f/R_{foc} и эффективная длина формирующейся плазменной области L_{pl}/L_{foc} при различной фокусировке пучка. Нормировка параметров проведена на радиус $R_{foc} = \frac{R_0 \gamma_D}{\sqrt{\gamma_D^2 + (NA)^2}}$ и эффективную протяженность $L_{foc} \approx 2k_0 R_{foc}^2$ фокальной перетяжки гауссовского пучка в вакууме, где $\gamma_D = (k_0 R_0)^{-1}$ — естественная (дифракционная) угловая расходимость. При численном моделировании

параметры R_f и L_{pl} рассчитывались исходя из соответствующих зависимостей интенсивности излучения и плотности свободных электронов. За длину плазменной колонки принимался интервал эволюционной переменной z , внутри которого выполнено условие: $N_{e[\max]} \geq 10^{21} \text{ м}^{-3}$, а радиус филамента определялся по уровню e^{-1} как минимальное значение на всей протяженности фокальной перетяжки пучка.

Как видно, снижение давления газа на порядок величины приводит к сокращению протяженности плазменного образования для острогофокусированного излучения, вплоть до полного исчезновения плазменной колонки при малых NA . Существенно, что происходит также и некоторое (хотя и незначительное) утолщение филамента, как это предсказывается выражением (8).

В целом при любом давлении воздуха радиус пучка в области филаментации демонстрирует немотонную зависимость от степени фокусировки пучка. Для слабософокусированного излучения поперечный размер филамента R_f/R_{foc} меньше радиуса линейной перетяжки пучка и при повышении остроты фокусировки имеет тенденцию к возрастанию. При умеренной фокусировке ($NA \approx 0,002 \div 0,005$) в поперечнике филамент перекрывает практически всю площадь линейной перетяжки. Это говорит о сохранении неизменным гауссовского поперечного профиля плотности энергии светового импульса в области фокуса и, соответственно, о незначительном влиянии самообострения импульса за счет керровской самофокусировки в процессе развития филамента [10]. При дальнейшем повышении остроты фокусировки пучка ($NA > 0,005$) радиус филамента следует за размером фокальной перетяжки, что соответствует насыщению зависимостей, представленных на рис. 3, а, вблизи единичного уровня.

Заклучение

Таким образом, в работе теоретически и экспериментально исследованы закономерности керровской самофокусировки и филаментации фемтосекундного лазерного излучения, распространяющегося в воздухе нормального и пониженного давления при условии различной начальной пространственной фокусировки пучка. На основе анализа результатов численного моделирования и опытных данных можно отметить, что при фиксированном уровне мощности в лазерном импульсе уменьшение давления газа меняет условия самофокусировки излучения, что в ряде случаев прекращает его филаментацию. Однако повышение остроты начальной фокусировки пучка (увеличение параметра числовой апертуры) может вновь привести к образованию филамента, поперечный размер которого становится близким к радиусу линейной фокальной перетяжки пучка, а протяженность превышает ее на порядок величины.

В разреженном воздухе снижается скорость плазмообразования под действием излучения, что уменьшает концентрацию свободных электронов

в среде, понижает блокирующее действие плазмы на рост интенсивности пучка при его жесткой фокусировке и позволяет достигать более высоких значений интенсивности в области фокальной перетяжки. Как показывают эксперименты, десятикратное снижение давления воздуха в зоне фокусировки может привести к увеличению максимально достижимой интенсивности лазерного импульса критической мощности более чем на порядок величины (\sim до 240 ТВт/см^2) по сравнению с характерной интенсивностью при самофокусировке коллимированного пучка в нормальных условиях.

1. Berge L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media // Rep. Prog. Phys. 2007. V. 70, N 10. P. 1633–1713.
2. Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квант. электрон. 2009. Т. 39, № 3. С. 205–228.
3. 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. 036406.
4. Ионин А.А., Кудряшов С.И., Макаров С.В., Селезнев Л.В., Симицын Д.В. Множественная филаментация мощных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90, вып. 6. С. 467–472.
5. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Режим нестационарного самовоздействия острогофокусированного мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе // Оптика атмосфер. и океана. 2008. Т. 21, № 9. С. 793–802.
6. Polynkin P., Kolesik M., Wright E.M., Moloney J.V. Experimental tests of the new paradigm for laser filamentation in gases // arXiv:1010.2303v1 [physics. optics]. 2011.
7. Liu W., Bernhardt J., Theberge F., Chin S.L., Châteauneuf M., Dubois J. Spectroscopic characterization of femtosecond laser filament in argon gas // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. 033111.
8. Couairon A., Franco M., Mechain G., Olivier N., Prade B., Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in air at low pressures: Part I: Theory and numerical simulations // Opt. Commun. 2006. V. 259, N 1. P. 265–273.
9. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Симицын Д.В., Сунчугашева Е.С. Особенности филаментации острогофокусированных ультракоротких лазерных импульсов в воздухе // Ж. эксперим. техн. физ. 2010. Т. 138, вып. 5. С. 822–829.
10. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Влияние пространственной фокусировки на характеристики филаментации фемтосекундного лазерного излучения в воздухе // Оптика атмосфер. и океана. 2010. Т. 23, № 4. С. 274–280.
11. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. Самовоздействие острогофокусированного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе в режиме филаментации. Лабораторные и численные эксперименты // Оптика атмосфер. и океана. 2009. Т. 22, № 2. С. 119–125.
12. Kolesik M., Moloney J. V. Nonlinear optical pulse propagation simulation: From Maxwell's to unidirectional equations // Phys. Rev. E. 2004. V. 70. 036604.
13. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. Ионизация атомов в переменном электрическом поле // Ж. эксперим. техн. физ. 1966. Т. 50, № 5. С. 1393–1397.

14. *Игнатьев А.Б., Морозов В.В.* Влияние вынужденного комбинационного рассеяния света на распространение мощного лазерного пучка в атмосфере // Оптика атмосфер. и океана. 2001. Т. 14, № 5. С. 413–417.
15. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.* Филаментация мощного ультракороткого лазерного излучения в воздухе и в воде. Сравнительный анализ // Квант. электрон. 2010. Т. 40, № 2. С. 121–126.
16. *Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G.* Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air // Opt. Lett. 1995. V. 20, N 1. P. 73–75.
17. *Bernhardt J., Liu W., Chin S.L., Sauerbrey R.* Pressure independence of intensity clamping during filamentation: theory and experiment // Appl. Phys. B. 2008. V. 91. P. 45–48.

Yu.E. Geints, A.A. Ionin, A.A. Zemlyanov, S.I. Kudryashov, L.V. Seleznev, D.V. Sinitsyn, E.S. Sunchugasheva. **Peculiarities of intense focused femtosecond laser pulses propagation in air under low pressure.**

Results of theoretical and experimental researches of air pressure influence on the dimensional and power parameters of the preliminary focused GW femtosecond laser radiation are presented. The area of nonlinear focus of a laser beam is thoroughly examined. We show that in the rarefied air the achievement of higher values of laser radiation intensity in focal waist is possible due to the decrease of plasma blocking action.