

С.Н. Багаев², Ю.Э. Гейнц¹, А.А. Землянов^{1,4}, А.М. Кабанов¹,
Г.Г. Матвиенко¹, Е.В. Пестряков², А.Н. Степанов³, В.И. Трунов²

Лабораторные и численные эксперименты по прохождению мощного лазерного фемтосекундного излучения через воздушную и капельную среды

¹Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

²Институт лазерной физики СО РАН, г. Новосибирск

³Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород

⁴Томский государственный университет

Поступила в редакцию 21.02.2007 г.

Представлены результаты экспериментальных и численных исследований самофокусировки и филаментации мощного фемтосекундного лазерного излучения в чистом воздухе и в капельной среде. Приведены данные измерений энергетического пропускания, спектрального состава импульса и поперечного профиля плотности энергии лазерного пучка в различных точках оптической трассы в воздухе. Обсуждение результатов проведено в формализме эффективных (интегральных) параметров лазерного излучения. Обнаружено, что ослабление фемтосекундного излучения в водном аэрозоле происходит в режиме, близком к линейному. Установлено подобие эволюции эффективного радиуса лазерного пучка в режимах одиночной и множественной филаментации. Показана корреляция между длиной участка филаментации светового пучка и эффективной шириной его частотного спектра.

Введение

Создание фемтосекундных лазерных систем в последние два десятилетия привело к появлению новых научных направлений и технологий [1, 2]. Представляет несомненный интерес исследование взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов тераваттной мощности [2, 3] с компонентами атмосферы [4, 5]. Изучение распространения мощного лазерного излучения фемтосекундной длительности [1–3] в атмосфере имеет важное значение для целого ряда практических приложений, таких как создание протяженного ионизированного канала в атмосфере [6], многокомпонентное детектирование загрязняющих веществ [7], передача световой энергии [8], генерация в терагерцовом диапазоне электромагнитных импульсов [9].

Известно, что при распространении в атмосфере лазерных импульсов фемтосекундной длительности с начальной пиковой мощностью, превышающей некоторое критическое значение, происходит филаментация пучка, связанная с сильной пространственно-временной самомодуляцией световой волны. Световой филамент представляет собой оптический волновод. Средний диаметр такого волновода в атмосферном воздухе для излучения с длиной волны $\lambda_0 = 800$ нм составляет 100 мкм, а пиковая интенсивность имеет порядок 10^{14} Вт/см². Средняя протяженность филамента на горизонтальной атмосферной трассе, как правило, составляет десятки метров [10]. Филаментация фемтосекундного пучка сопровождается

генерацией суперконтинуального излучения (СК). Экспериментально установлено, что спектр СК захватывает ультрафиолетовую и ближнюю ИК-области спектра [11].

Физическая картина филаментации мощного ультракороткого лазерного импульса в атмосфере и образования излучения суперконтинуума представлена в многочисленных работах, носящих как экспериментальный, так и теоретический характер (обзор этих работ можно найти, например, в [3, 12]). В натуральных и лабораторных экспериментах, как правило, измеряется достаточно широкий набор параметров оптического излучения, которые характеризуются большим диапазоном изменения в зависимости от длины трассы и условий распространения. Поэтому возникает вопрос об оптимальном наборе параметров, характеризующих процесс, с помощью которых можно получить универсальные соотношения для режимов нестационарного самовоздействия. Иными словами, необходимо найти параметры подобия задачи.

Решение такой задачи можно осуществить в контролируемых лабораторных условиях в сочетании с соответствующей теорией подобия. Подходящей для этой роли является теория самовоздействия, основанная на изучении эволюции эффективных (интегральных) характеристик лазерных пучков. В рамках данной теории приводится описание глобальных трансформаций, происходящих со световым пучком в среде. При таком подходе устанавливается влияние пространственно-временной структуры излучения на поведение его интегральных параметров, что

позволяет получить соотношения подобия для различных режимов нестационарного самовоздействия.

В настоящей статье приведены данные лабораторных экспериментальных исследований распространения мощных фемтосекундных фокусированных импульсов Ti:Sa-лазера в воздушной и капельной средах. Энергия в импульсах варьировалась так, что лазерный пучок мог испытывать либо одиночную, либо множественную филаментацию. В экспериментах проводились измерения энергетического пропускания, спектрального состава импульса и поперечного профиля плотности энергии лазерного пучка в различных точках оптической трассы. Для анализа экспериментальных данных использовался формализм интегральных параметров излучения, который позволил унифицированным образом определить характерные масштабы сложных многомодальных распределений измеряемых характеристик лазерного излучения. Проведено сравнение полученных в эксперименте зависимостей эффективных параметров лазерного излучения с результатами численного моделирования филаментации фемтосекундного импульса в воздухе.

Экспериментальный комплекс

В экспериментах использовались два стенда с фемтосекундной лазерной системой, созданных в Институте прикладной физики (ИПФ РАН) и в Институте лазерной физики (ИЛФ СО РАН).

Основной схемой, применяемой в настоящее время для достижения тераваттного уровня мощности в лазерных системах, является схема усиления предварительно растянутых во времени частотно-модулированных лазерных импульсов с задающего генератора с их последующим сжатием, так называемая схема *chirped pulse amplification* (CPA).

Задающий генератор, созданный в ИПФ РАН [3], представляет собой лазер на кристалле сапфира, допированного титаном (Ti:Sa), с пассивной синхронизацией мод за счет керровского механизма, принципиальную схему которого можно найти в многочисленных публикациях, посвященных фемтосекундным лазерам. В качестве накачки фемтосекундного лазера используется пространственно-одномодовое излучение второй гармоники непрерывного твердотельного лазера (фирма «Spectra Physics», модель «Millenia»). При этом средняя мощность выходного излучения доходила до 600–700 мВт при частоте следования импульсов ~ 80 МГц, а длительность импульса составила ~ 50 фс. После задающего генератора фемтосекундные лазерные импульсы растягивались в стретчере, выполненном на паре сферических зеркал и дифракционной решетке по схеме Оффнера. Усиление растянутых во времени лазерных импульсов происходило последовательно в регенеративном усилителе и четырехпроходном усилителе (в качестве накачки использовалось излучение второй гармоники лазера «Quanta Ray», фирма «Spectra Physics», энергия в импульсе $E_0 \leq 200$ мДж). После компрессора, собранного по однорешеточной схеме, на выходе лазерной системы были полу-

чены импульсы длительностью $t_p \approx 80$ фс, энергией $E_0 \leq 20$ мДж. Лазерная система работает в частотном режиме с частотой повторения импульсов 10 Гц и в моноимпульсном режиме. Ширина спектра излучения Δ_λ для нано- и фемтосекундных импульсов на полувысоте составляет 15–20 нм, что позволяет проводить прямое сравнение качественных и количественных отличий при взаимодействии нано- и фемтоимпульсов со средой распространения. Распределение интенсивности по сечению пучка близко к гауссову, ширина на уровне 0,135 от максимального значения составляет 8 мм.

Созданная в ИЛФ СО РАН [2] тераваттная фемтосекундная лазерная система работает в области 800 нм и генерирует импульсы с энергией до 60 мДж и длительностью $t_p = 50$ фс при частоте следования 10 Гц. Система включает в себя задающий генератор и два каскада усиления на основе регенеративного и многопроходного усилителей. В качестве задающего генератора используется Ti:Sa-лазер «Mira» с накачкой лазером «Verdi» (Coherent, США). Фемтосекундные лазерные импульсы уширяются в стретчере и усиливаются в регенеративном усилителе «Legend» (Coherent, США) на основе $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ -кристалла, накачиваемого излучением второй гармоники Nd:YLF-лазера (Evolution-30) до энергии 1–2 мДж. Излучение усиленных чирпованных импульсов с частотой следования 1 кГц после телескопа, уменьшающего диаметр луча до 4 мм, проходит электрооптический модулятор, в котором выделяется каждый 100-й импульс. Далее эти импульсы усиливаются в четырехпроходном усилителе, накачиваемом с двух сторон импульсами излучения второй гармоники Nd:YAG-лазера LQ-929 (Solar, Беларусь) длительностью 15–20 нс и энергией до 800 мДж, а затем подаются на компрессор. Компрессор собран по двухрешеточной схеме с использованием голографических решеток плотностью 1400 штр./мм. Параметры усиленных и сжатых импульсов контролируются одноимпульсным автокоррелятором ASF-20T с измерением наклона фронта и измерителем фазовых характеристик фемтосекундных импульсов SPIDER SP-120 (Авеста, Россия).

Эффективные параметры лазерного импульса

Эффективные параметры светового пучка определяются на основе его локальных характеристик и вводятся следующими выражениями [8, 13, 14].

Коэффициент передачи энергии (энергетическое пропускание среды):

$$T_e(z) = E(z) / E_0.$$

Среднеквадратическая полуширина частотного спектра излучения Δ_λ :

$$\Delta_\lambda(z) = \left[\frac{1}{E(z)} \int_\lambda F(\lambda, z) (\lambda - \lambda_{gr})^2 d\lambda \right]^{1/2}.$$

Эффективный (энергетический) радиус пучка R_e :

$$R_e(z) = \left[\frac{1}{E(z)} \iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2\mathbf{r}_\perp W(\mathbf{r}_\perp, z) \left(\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}_{gr} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где F — энергия в единичном спектральном интервале, Дж/м; W — поперечная плотность энергии излучения, Дж/м²;

$$E = \iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2\mathbf{r}_\perp W(\mathbf{r}_\perp, z) = \int_{\Lambda} F(\lambda, L) d\lambda$$

— полная энергия импульса; Λ , \mathbf{R}_\perp — спектральный интервал и пространственная область, в пределах которых осуществлялись измерения величин; L — длина трассы;

$$\lambda_{gr}(z) = \frac{1}{E(z)} \int_{\Lambda} F(\lambda, z) \lambda d\lambda$$

— центр тяжести спектрального контура излучения;

$$\mathbf{r}_{gr} = \frac{1}{E(z)} \iint_{\mathbf{R}_\perp} W(\mathbf{r}_\perp, z) \mathbf{r}_\perp d^2\mathbf{r}_\perp$$

— радиус-вектор центра тяжести поперечного профиля плотности энергии пучка; λ — длина волны; \mathbf{r}_\perp , z — поперечная и продольная пространственные координаты.

Энергетическое ослабление фемтосекундного лазерного импульса в водном аэрозоле

Источник лазерных импульсов представляет собой лазерный комплекс (ИПФ РАН). Пропускание T_e модельного аэрозольного слоя (длина вдоль распространения лазерного излучения 1,2 см), состоящего из монодисперсных водных частиц радиусом 2,5 мкм, измерялось на двух длинах волн: воздействующего мощного лазерного импульса с $\lambda_0 = 800$ нм и зондирующего маломощного непрерывного излучения He—Ne-лазера с $\lambda_0 = 630$ нм. Соосное введение зондирующего излучения с известным коэффициентом ослабления в водном аэрозоле требовалось для контроля концентрации частиц N в аэрозольной среде для каждого пуска импульса Ti:Sa-лазера. Контроль изменений энергии фемтосекундного импульса E_0 осуществлялся по опорному сигналу и по измерениям дополнительного фотодиода, показания которого калибровались по измерениям энергии импульса для каждой серии пусков.

Отношение величины сигнала Ti:Sa-лазера, прошедшего аэрозольный слой, к реперному сигналу (без аэрозоля), показывающее прозрачность среды для данной длины волны, корректировалось соотношением опорных сигналов для каждого пуска соответствующим коэффициентом. Результаты измерений аэрозольного пропускания в зависимости от концентрации частиц представлены на рис. 1.

Оказалось, что, несмотря на зафиксированный оптический пробой внутри аэрозольных частиц, а так-

же существенное увеличение амплитуды акустического сигнала от аэрозоля при распространении в нем лазерных импульсов фемтосекундной длительности в сравнении с наносекундными той же энергии, нелинейное взаимодействие с атмосферным аэрозолем существенно не влияет на энергетические характеристики прошедшего через аэрозольную область фемтосекундного излучения [5].

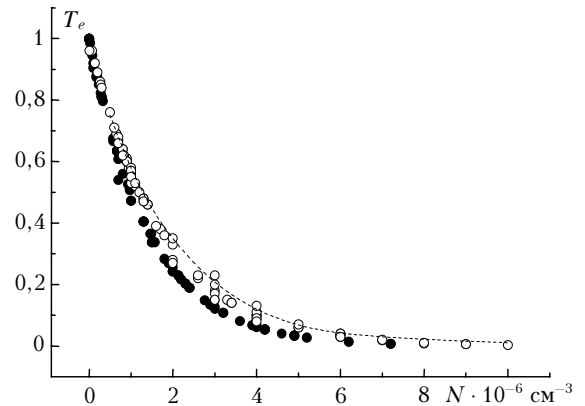


Рис. 1. Зависимость оптического пропускания аэрозольного слоя T_e от концентрации водных частиц N : ● — пропускание для непрерывного излучения ($\lambda_0 = 630$ нм); ○ — для фемтосекундного импульса ($E_0 = 9$ мДж). Пунктир — расчет по формуле Бугера для $\lambda_0 = 800$ нм

Коэффициент пропускания аэрозольного слоя показывает экспоненциальное спадание с ростом оптической плотности аэрозоля, что характерно для ситуации линейного ослабления излучения в дисперсной среде, описываемого законом Бугера.

Спектральные характеристики фемтосекундного импульса в воздухе

Обработка экспериментальных данных по измерению спектральных контуров СК, а также поперечного профиля плотности энергии фемтосекундного пучка проводилась следующим образом. На первом этапе из экспериментальных эюр с помощью цифровой спектральной фильтрации вычитались фоновая и шумовая составляющие сигнала. Затем отфильтрованные данные анализировались на компьютере специализированным пакетом программ, вычисляющим пиковые и усредненные характеристики измеренных профилей. Измерения спектров при филаментации лазерных импульсов фемтосекундной длительности проводились в диапазоне энергий в импульсе 0,1–18 мДж с помощью спектрометра S-150 (рис. 2, а) и с использованием интегрирующей сферы спектрометра S-2000 при фокусировке излучения линзами с фокусным расстоянием 390 и 60 мм (рис. 2, б).

Обращает на себя внимание существенное расширение спектрального контура излучения как в «синюю», так и в «красную» области по отношению к центральной длине волны, происходящее при филаментации исходного пучка. При этом изменяется не только полуширина спектрального распределения,

но и его форма, которая приобретает значительно более выраженное «синее» крыло. Данный факт косвенно свидетельствует об ионизации газа и возникновении в канале лазерного пучка плазмы. Вследствие этого центр тяжести спектрального контура излучения λ_{gr} смещается в коротковолновую область.

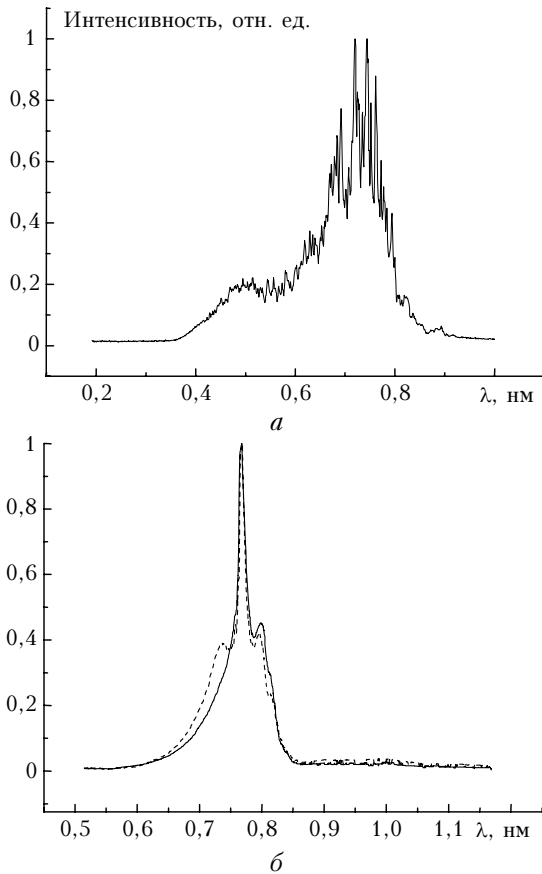


Рис. 2. Вид спектров свечения суперконтинуума филаментированного лазерного пучка: *a* – $t_p = 80$ фс, $E_0 = 15$ мДж, $F = 860$ мм, спектрометр S-150; *б* – $t_p = 50$ фс, $E_0 = 18$ мДж, $F = 390$ мм (сплошная линия) и 60 мм (штриховая), спектрометр S-2000

Физический механизм поведения полуширины частотного спектра Δ_λ излучения связан с фазовой самомодуляцией световой волны, распространяющейся в среде с нелинейностью керровского и плазменного типов. Качественное рассмотрение данного явления [14] показало, что спектральное уширение сверхкороткого лазерного импульса в зоне филаментации пучка пропорционально эффективной длине существования филаментов L_F : $\Delta_\lambda(z = L_F) \sim KL_F$, где K – некоторый коэффициент, зависящий от нелинейных свойств среды. Поскольку длина филамента при постоянной геометрии распространения пропорциональна начальной мощности излучения, то Δ_λ также растет с увеличением мощности пучка.

Величина спектральной полуширины излучения Δ_λ в зависимости от относительной длины филаментации пучка L_F/L_R (где $L_R = \pi R_0^2/\lambda_0$ – длина Рэлея; R_0 – радиус пучка по уровню e^{-1} от максимума интенсивности) приведена на рис. 3.

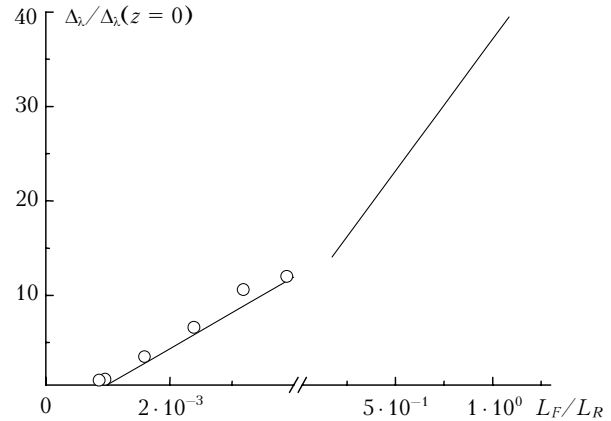


Рис. 3. Теоретические и экспериментальные данные зависимости спектральной полуширины излучения СК от относительной длины области филаментации фемтосекундного пучка, сфокусированного зеркалом с $F = 860$ мм. Значки – эксперимент, сплошная линия – теоретический расчет

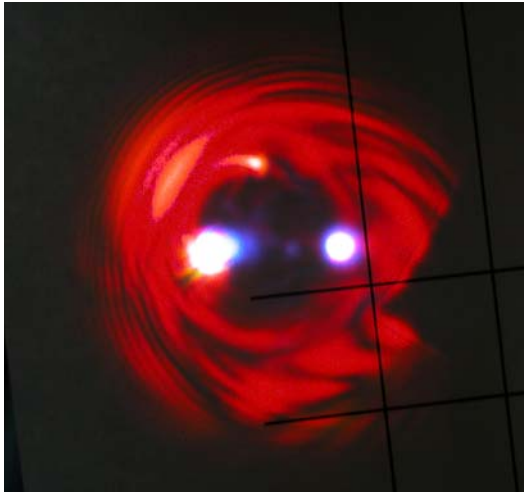
Данные представлены в нормированном виде для того, чтобы показать тенденцию изменения полуширины спектра фемтосекундного импульса при достаточно больших длинах L_F , где отсутствуют пока экспериментальные результаты. Теоретический расчет проводился в рамках радиально-симметричной модели филаментации излучения, когда формируется один осевой филамент. Тем не менее теоретическое моделирование верно интерпретирует экспериментальные данные и свидетельствует о том, что преимущественный рост спектральной ширины импульса происходит именно в зоне филаментации пучка, там, где максимальна его интенсивность, а сама величина Δ_λ пропорциональна протяженности этой зоны.

Эффективный радиус светового пучка

Для того чтобы проследить эволюцию размера лазерного пучка, испытывающего самофокусировку в воздухе, регистрация профилей плотности энергии $W(x, y)$ осуществлялась в шести точках оптической трассы. Оцифрованные значения освещенности фотоприемной матрицы, характеризующие распределение плотности энергии излучения, проходили фильтрацию и дальнейшую обработку на компьютере с целью определения эффективного радиуса пучка R_e по формуле (1).

Для примера вид поперечного сечения фемтосекундного лазерного пучка, прошедшего область филаментации, приведен на рис. 4. Яркие светящиеся области представляют собой излучение филаментированной части пучка, а более темный ореол – отпечаток периферийных зон пучка, которые не испытали самофокусировки.

Полученные из экспериментальных измерений значения R_e вдоль трассы пучка сведены вместе с теоретическими расчетами данной величины, выполненными для условий эксперимента (рис. 5). Данные представлены для всего диапазона энергий излучения, реализующихся в эксперименте ($E_0 = 0,1 \div 14$ мДж),



a



б

Рис. 4. Изображение филаментированного лазерного пучка: *a* – при фокусировке зеркалом $F = 860$ мм, энергия в импульсе 8 мДж, длительность 80 фс, съемка камерой Sony-DSC-F828, сторона квадрата 1,25 см; *б* – при фокусировке с $F = 400$ см, энергия в импульсе 18 мДж, длительность 50 фс, съемка камерой Nikon D70

когда возникал один филамент (темные точки) и несколько филаментов (светлые), а также измерения R_e при работе источника в наносекундном режиме без нелинейного взаимодействия на трассе.

В [14] было показано, что самовоздействие фемтосекундного пучка выражается в более высокой угловой расходимости излучения после прохождения глобального нелинейного фокуса. Причина этого заключается в изменении пространственного профиля пучка (филаментация), а также и в нелинейной модуляции фазы волны образующимися плазменными каналами, вызывающими дефокусировку заднего фронта импульса. Тем не менее во всех представленных на рис. 5 случаях экспериментальные данные посредством специального масштабирования могут быть достаточно точно сведены в одну кривую, построенную по известному из теории линейной дифракции профилированных световых пучков выражению для эффективного радиуса

$$R_e(z) = \sqrt{R_{ew}^2 + \frac{(z - z_w)^2}{(L_R / M^2)^2}}, \quad z > z_w, \quad (2)$$

где $R_{ew} = R_e(z = z_w)$ – эффективный радиус пучка в фокальной перетяжке с координатой z_w ; $M^2 \geq 1$ – коэффициент распространения пучка.

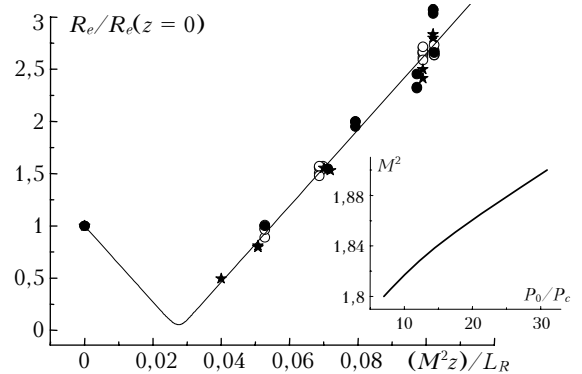


Рис. 5. Зависимость эффективного радиуса филаментированного фемтосекундного пучка от приведенной дистанции распространения: \circ – множественная филаментация; \bullet – одиночная филаментация; \star – линейный режим; сплошная линия – расчет по формуле (2). Справа показан коэффициент распространения пучка M^2 как функция начальной мощности излучения (расчет по экспериментальным данным)

Заметим, что минимальное значение данного коэффициента имеет гауссовский пучок ($M^2 = 1$), и чем выше значения M^2 , тем сильнее отличие поперечного профиля интенсивности от гауссовской формы. Параметрами масштаба в (2) являются величины R_{ew} , z_w и M^2 , которые есть функции начальной мощности излучения. Значения M^2 получены путем обработки экспериментальных данных. Начальная мощность импульса P_0 (см. рис. 5) нормирована на значение критической мощности самофокусировки излучения в воздухе $P_c = 3,2$ ГВт. Заметим, что для распространения наносекундного излучения (линейное распространение) рассчитанное значение коэффициента M^2 также было отлично от единицы ($M^2 = 1,1$) вследствие систематической ошибки при восстановлении поперечного профиля плотности энергии пучка из фотографической информации.

Как следует из рис. 5, эксперимент не обнаружил каких-либо заметных различий в поведении эффективного размера светового пучка в режимах одиночной и множественной филаментаций, несмотря на кардинальные различия в поперечном распределении плотности энергии излучения. Это указывает на то, что динамика развития данных сценариев филаментации с точки зрения усредненного эффективного радиуса пучка подобна, начиная от формирования в среде нелинейной линзы, входа в режим волнового распространения и заканчивая свободной дифракцией за нелинейным фокусом. Данные экспериментальные результаты указывают на возможность универсального описания нестационарного самовоздействия ультракоротких импульсов лазерного излучения в воздухе на основе формализма его эффективных характеристик.

Заклучение

Экспериментально и теоретически изучено влияние филаментации мощного лазерного импульса при его фокусировке в воздушной и капельной средах. Показано, что нелинейный режим взаимодействия ультракороткого излучения с водным аэрозолем не оказывает заметного влияния на величину энергетического ослабления пучка. Впервые экспериментально установлено подобие самовоздействия фемтосекундных фокусированных гауссовских пучков различной начальной мощности в воздухе с точки зрения эволюции их эффективных характеристик: среднеквадратичных радиуса пучка и ширины частотного спектра излучения. Подобие проявляется в общности развития сценариев одиночной и множественной филаментации светового пучка, начиная от формирования в среде нелинейной линзы, входа в режим волноводного распространения и заканчивая линейным распространением излучения за нелинейным фокусом. Экспериментально и теоретически установлено, что с ростом протяженности участка филаментации светового пучка происходит увеличение эффективной ширины частотного спектра излучения.

Финансовая поддержка работы осуществлялась в рамках грантов РФФИ (№ 06-02-16300, 06-05-64799), комплексного интеграционного проекта 3.13 Президиума СО РАН.

1. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
2. Багаев С.Н. Фемтосекундная лазерная физика // Успехи современной радиоэлектроники. 2004. № 5–6. С. 70–85.
3. Бабин А.А., Киселев А.М., Сергеев А.М., Степанов А.Н. Тераваттный фемтосекундный титан-сапфировый лазерный комплекс // Квант. электрон. 2001. Т. 31. № 7. С. 623–626.
4. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Можавев Е.И., Тамаров М.П. Фемтосекундная нелинейная оптика атмосферы // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 5. С. 429–436.

5. Бочкарев Н.Н., Землянов А.А., Землянов Ал.А., Кабанов А.М., Карташов Д.В., Кирсанов А.В., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. Экспериментальное исследование взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с аэрозолем // Оптика атмосф. и океана. 2004. Т. 17. № 12. С. 971–975.
6. Khan N., Mariun N., Aris I., Yeak J. Laser-triggered lightning discharge // New J. of Phys. 2002. V. 4. P. 61.1–61.20.
7. Rairoux P., Schillinger H., Niedermeier S., Rodriguez M., Ronneberger F., Sauerbrey R., Stein B., Waite D., Wedekind C., Wille H., Wöste L. Remote sensing of the atmosphere using ultrashort laser pulses // Appl. Phys. B. 2000. V. 71. N 4. P. 573–580.
8. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Самофокусировка мощного фемтосекундного лазерного излучения в атмосфере в условиях управления его параметрами // Оптика атмосф. и океана. 2006. Т. 19. № 9. С. 773–779.
9. Cheng C.C., Wright E.M., Moloney J.V. Generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. N 21. P. 213001–4.
10. Luo Q., Hosseini S.A., Liu W., Gravel J.-F., Kosareva O.G., Panov N.A., Aközбек N., Kandidov V.P., Roy G., Chin S.L. Effect of beam diameter on the propagation of intense femtosecond laser pulses // Appl. Phys. B. 2005. V. 80. N 1. P. 35–38.
11. Kasparian J., Sauerbrey R., Mondelain D., Niedermeier S., Yu J., Wolf J.-P., Andre J.-B., Franco M., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A., Rodriguez M., Wille H., Wöste L. Infrared extension of the supercontinuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere // Opt. Lett. 2000. V. 25. N 18. P. 1397–1399.
12. Sprangle P., Peñano J.R., Hafizi B. Propagation of intense short laser pulses in the atmosphere // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. N 4. P. 046418.
13. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Интегральные параметры мощного фемтосекундного лазерного излучения при филаментации в воздухе // Оптика атмосф. и океана. 2005. Т. 18. № 7. С. 574–580.
14. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Спектральные, энергетические и угловые характеристики суперконтинуума, формируемого фемтосекундным лазерным излучением в воздухе // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20. № 1. С. 40–47.

S.N. Bagaev, Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov, A.M. Kabanov, G.G. Matvienko, E.V. Pestryakov, A.N. Stepanov, V.I. Trunov. **Laboratory and numerical experiments on interaction of the high-power laser femtosecond radiation with air and droplet media.**

Results of experimental and numerical studies of the self-focusing and filamentation of high-power femtosecond laser radiation in the pure air and droplet medium are presented. Measurement data on the energetic transmission, spectral composition of the pulse, and cross-section of the laser beam energy density in different points of the optical path in air are presented. The results are discussed based on the formalism of the laser beam efficient (integral) parameters. It is found that the femtosecond radiation attenuation in water aerosol is close to linear. It is found that there exists a similarity of the laser beam efficient radius evolution in the single and multiple models of the filamentation. A correlation between the path length of the light beam filamentation and the efficient width of its frequency spectrum is shown.