

Эффективные характеристики тераваттного фемтосекундного лазерного излучения на горизонтальной атмосферной трассе

Д.В. Аепксимов¹, Ю.Э. Гейнц¹, А.А. Землянов¹, А.М. Кабанов¹,
Г.Г. Матвиенко¹, В.К. Ошлаков¹, А.Н. Степанов^{2*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²Институт прикладной физики РАН

603600, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Поступила в редакцию 5.03.2010 г.

Экспериментально исследованы угловые и спектральные характеристики chirпированного излучения мощного титан-сапфирового фемтосекундного лазера в зависимости от начальной энергии лазерного импульса при распространении на натурной атмосферной трассе в условиях самофокусировки и филаментации. Изучен режим, при котором изначально высоко аберрационный лазерный пучок формирует устойчивую пространственную конфигурацию филаментов, число которых определяется энергией излучения. Представлены результаты численного моделирования нестационарной самофокусировки в воздухе пучка с мультимодальным поперечным профилем интенсивности, которые качественно интерпретируют экспериментальные наблюдения.

Ключевые слова: ультракороткое лазерное излучение, нестационарная самофокусировка, филаментация излучения, эффективные характеристики излучения, chirпированный импульс; ultra-short laser radiation, non-stationary self-focusing, laser filamentation, radiation effective parameters, chirped laser pulse.

Введение

Распространение мощных фемтосекундных лазерных импульсов в атмосфере сопровождается явлением филаментации. Это означает, что первоначальное распределение интенсивности в поперечном профиле пучка при достижении в лазерном импульсе пиковой мощности, превышающей некоторое критическое значение P_c , трансформируется в структуру с ярко выраженными и сохраняющимися вдоль трассы распространения максимумами интенсивности на локализованных поперечных масштабах, также сохраняющих свои размеры вдоль дистанции распространения. Причиной филаментации является нестационарная самофокусировка лазерного излучения за счет эффекта Керра, протекающая в условиях многофотонной ионизации воздуха, приводящая к пространственно-временной модуляции светового пучка.

В незамутненной атмосфере при нормальных условиях для излучения титан-сапфирового лазера с несущей длиной волны $\lambda_0 = 800$ нм критическая мощность самофокусировки составляет $P_c = 3,2$ ГВт.

При этом пиковая интенсивность в филаменте изменяется в диапазоне $5 \cdot 10^{13} \div 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см², а средний диаметр одиночного филамента колеблется от 100 до 150 мкм.

Исследования явления филаментации в лабораторных условиях [1] показали, что имеется вполне определенная связь между поведением тонкой структуры интенсивности пучка и его эффективных (среднеквадратических) характеристик (радиус R_e , ширина спектра излучения $\Delta\lambda_e$, угловая расходимость). Численные эксперименты по исследованию филаментации симметричных унимодальных лазерных пучков, не подверженных сильной начальной пространственной расфокусировке, также подтверждают такое соответствие [2]. Данный факт обеспечивается наличием глобальной самофокусировки лазерного пучка при его нестационарном самовоздействии.

Поведение координаты глобального фокуса z_{gl} прогнозируется и подчиняется обобщенной формуле [3]:

$$z_{gl} = \frac{L_D^*}{\sqrt{P_0/P_c^* - 1}}, \quad (1)$$

где P_0 — начальная мощность лазерного импульса; $L_D^* = k_0 R_e^2$ — эффективная дифракционная длина пучка; P_c^* — эффективная критическая мощность самофокусировки с учетом начального профиля интенсивности ($P_c^* \geq P_c$); $k_0 = 2\pi n_0 / \lambda_0$; n_0 — показатель

* Дмитрий Владимирович Аепксимов (areximov@iao.ru); Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Андрей Михайлович Кабанов (kam@iao.ru); Геннадий Григорьевич Матвиенко (magg@iao.ru); Виктор Константинович Ошлаков (ovk@iao.ru); Андрей Николаевич Степанов.

преломления воздуха. К такой зависимости могут быть приведены различные типы унимодальных пучков (гауссовские, супергауссовские, эллиптические, кольцевые). Для них различными будут лишь R_e и P_c^* . С координатой глобального фокуса однозначно связаны филаментарная структура пучка, а также диаграмма направленности излучения. Под филаментарной структурой здесь понимается протяженность филамента в случае одиночной филаментации лазерного импульса. В режиме множественной филаментации излучения филаментарная структура характеризует число филаментов, поперечный и продольный масштабы области их локализации.

Таким образом, при управлении координатой глобального фокуса становится возможным контролировать положение зоны развитой филаментации пучка, а также спектральную ширину и диаграмму направленности суперконтинуального излучения. Варьирование мощности излучения P_0 является ключевым при управлении филаментацией пучка [см. выражение (1)]. Наиболее распространенным способом управления мощностью импульса является управление во времени, когда варьируется длительность импульса излучения.

Для создания условий филаментации на протяженных дистанциях в атмосфере возможно использование чирпирования, или линейной фазовой модуляции лазерного импульса [4]. Чирпирование часто называют временной фокусировкой излучения, поскольку при распространении излучения с отрицательным чирпом в атмосфере, как в среде с нормальной дисперсией, с увеличением дистанции происходит укорочение импульса, что приводит к возрастанию пиковой мощности и созданию условий для самофокусировки пучка. Управлять положением зоны филаментации импульса вдоль дистанции можно либо изменяя энергию импульса, либо используя пространственную фокусировку излучения или профилированные лазерные пучки [5, 6]. Очевидно, что на малых дистанциях (много меньших характерной длины частотной дисперсии воздуха) применять чирпирование излучения либо использовать ограничение его энергии — это эквивалентные операции.

При использовании неунимодальных лазерных пучков, т.е. пучков со сложным поперечным профилем интенсивности, в условиях их абберационных искажений возникает вопрос об установлении соотношений между эффективными характеристиками такого излучения и излучения с идеальным (унимодальным) начальным профилем интенсивности, на основе чего уже можно прогнозировать параметры первичного лазерного пучка при его филаментации. На пути решения этой задачи необходимо получение экспериментальной информации из натуральных исследований нелинейного распространения неунимодальных лазерных пучков.

Цель настоящей статьи заключается в экспериментальном исследовании эффективных характеристик абберационных лазерных пучков на атмосферной трассе, а также теоретической интерпретации полученных результатов.

Методика и результаты экспериментов

На тераваттной фемтосекундной лазерной установке ИПФ РАН (г. Нижний Новгород) была выполнена серия экспериментов по изучению эволюции пространственного профиля и частотного спектра мощных ультракоротких импульсов Ti:Sa-лазера, распространяющихся в режиме самофокусировки и филаментации на атмосферной трассе длиной порядка сотни метров. Структура и принципиальная схема данной тераваттной фемтосекундной лазерной установки приведены в [1]. Максимальная энергия в отдельном импульсе излучения ($\lambda_0 = 800$ нм) составляла $E_0 \sim 60$ мДж. Характерная длительность лазерного импульса по полувысоте, определенная из калибровки автокорреляционной функции, составляла $t_0 \approx 66$ фс, частота следования усиленных лазерных импульсов — 10 Гц.

Схема проведения экспериментов показана на рис. 1.

Энергия в лазерном импульсе менялась с помощью поляризационного аттенуатора и контролировалась калиброванным по пирозлектрическому датчику *Molelectron J25LP* фотодиодом. Путем изменения расстояния между решеткой и уголковым отражателем компрессора можно было изменять длительность лазерного импульса. В экспериментах фиксировались пространственное распределение энергии по поперечному сечению лазерного пучка, а также спектральный состав излучения на горизонтальной атмосферной трассе длиной $L = 85$ м. Структура распределения интенсивности лазерного пучка измерялась с помощью 12-битной *CCD*-камеры (модель *Pixel Fly* фирмы *PCO*, Германия), а также фотоаппарата *Sony DSC-H10*. Спектральные измерения излучения, испытавшего самофокусировку и филаментацию на трассе, были выполнены при помощи компактного спектрометра «*Ocean Optics-HR4000*», при этом экран заменялся сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 80 см. Полученные спектры затем обрабатывались на компьютере.

Пример регистрируемых фотокамерой поперечных профилей световой энергии лазерного пучка в конце трассы при различной начальной энергии E_0 в импульсе излучения приведен на рис. 2.

На рис. 2, *z, d* обращает на себя внимание угловое распределение спектра суперконтинуального свечения в виде концентрических хроматических колец, что неоднократно наблюдалось ранее, например, в [7–9]. Темные промежутки, разделяющие кольца в радиальном направлении, свидетельствуют об интерференционной природе возникающих колец.

На рис. 3, в целях удобства восприятия, тонкие серо-белые распределения, получаемые с *CCD*-матрицы, представлены в ложных цветах с градацией от черного до белого в зависимости от уровня плотности энергии. Выделены центральные области, состоящие из одной или нескольких ярких точек, и окружающие эти области низкоэнергетические ореолы. В центральной области сосредоточена

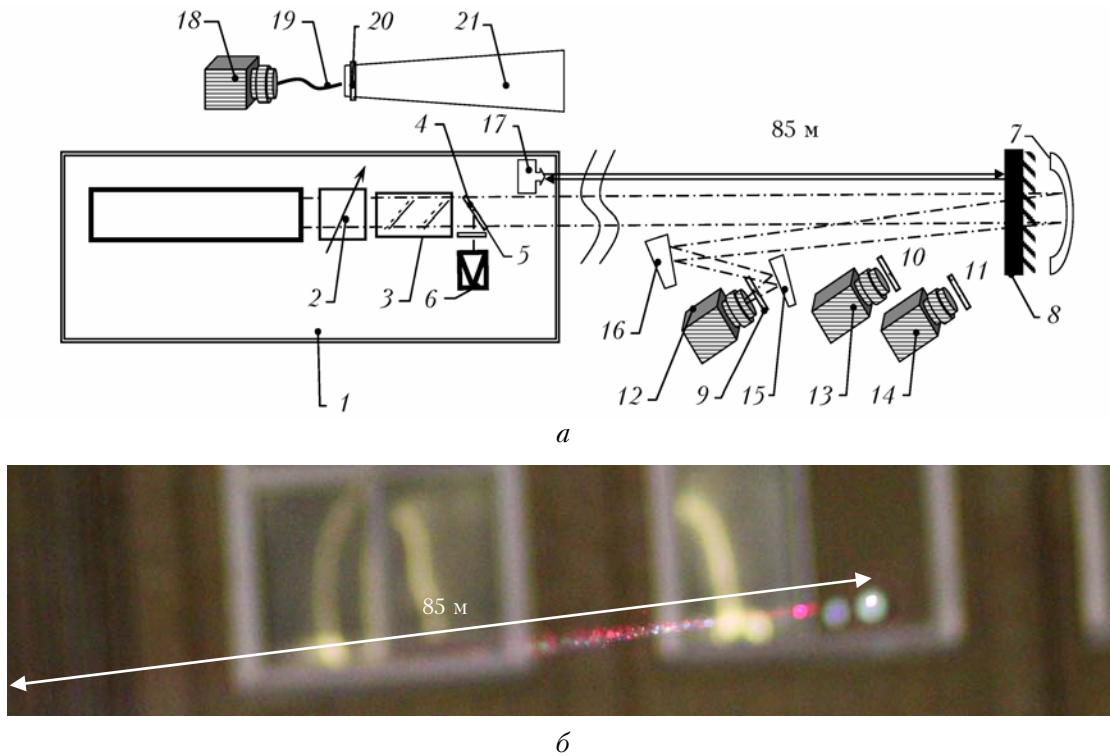


Рис. 1. Схема проведения экспериментов: 1 – фемтосекундный лазерный комплекс; 2 – поляризационный аттенюатор; 3 – компрессор; 4 – делительная пластинка; 5, 9, 10, 11, 20 – светофильтры; 6 – фотодиод, измеряющий энергию в импульсе; 7 – сферическое зеркало; 8 – экран; 12, 18 – спектрометр; 13 – фоторегистратор (SONY DSC-F828); 14 – CCD-камера Pixel Fly PCO; 15, 16 – поворотные клинья; 17 – дальномер Leica DISTO™; 19 – световод; 21 – телескоп (а); свечение филаментов при самофокусировке лазерного пучка на атмосферной трассе (б)

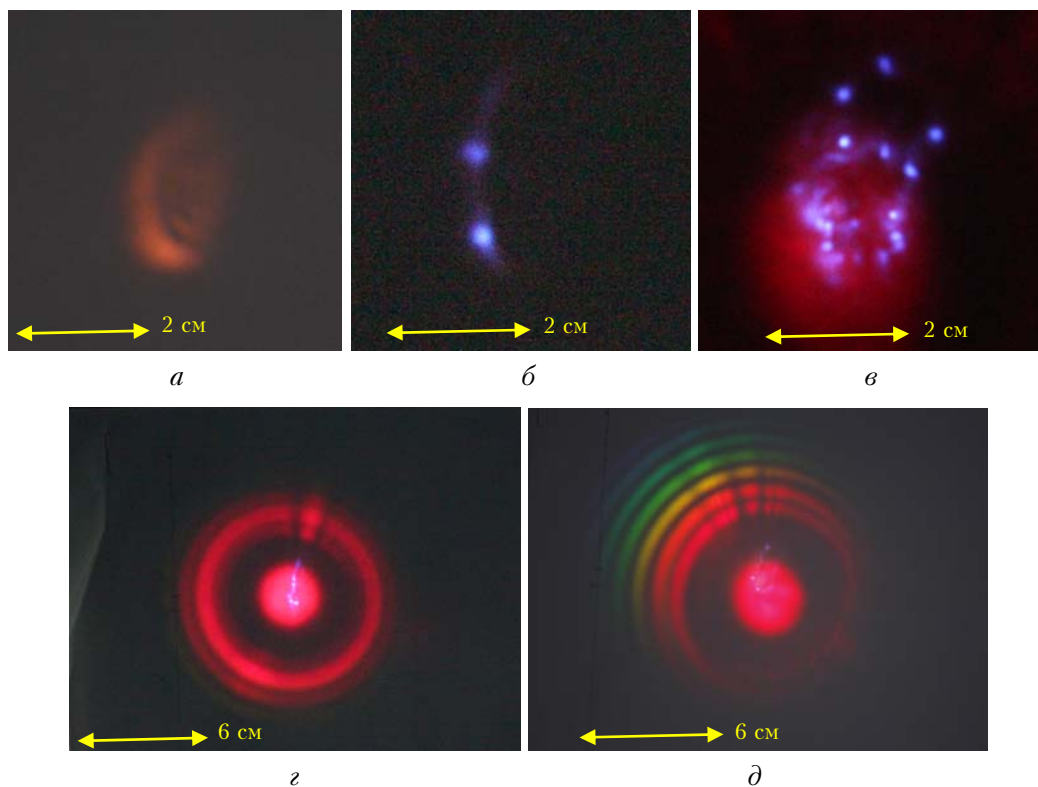


Рис. 2. Поперечный профиль энергии лазерного пучка на расстоянии 85 м от источника: а – $t_0 = 9$ нс, $E_0 = 25$ мДж; б – $t_0 = 50$ фс, $E_0 = 5$ мДж; в – $t_0 = 50$ фс, $E_0 = 12$ мДж; д – $t_0 = 50$ фс, $E_0 = 60$ мДж

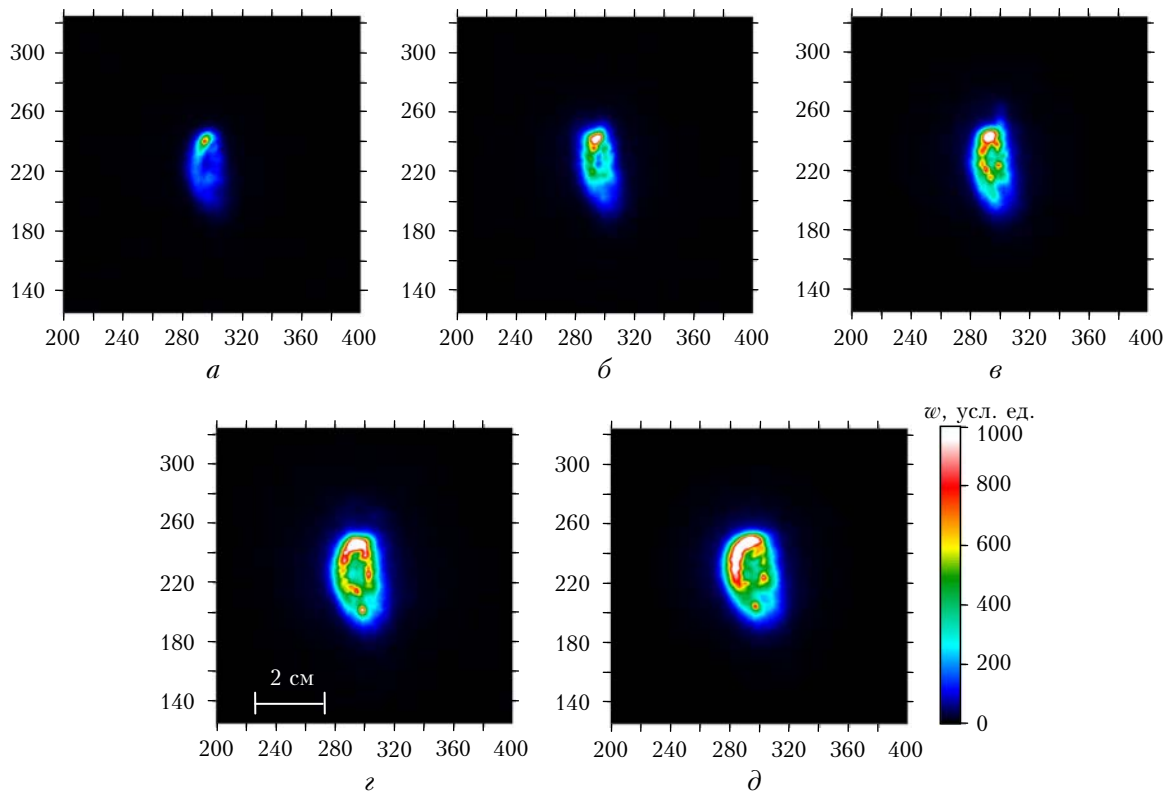


Рис. 3. Экспериментальные профили энергии ультракороткого излучения в поперечном сечении лазерного пучка в плоскости приема атмосферной трассы при различной начальной энергии в импульсе: $E_0 = 6,3$ (а); $11,5$ (б); $23,5$ (в); $36,5$ (г) и 60 мДж (д)

основная энергия лазерного импульса, а наличие ореола связано с филаментацией лазерного излучения.

Сравнение распределений энергии пучка на рис. 2 и 3 показывает, что с увеличением начальной энергии в импульсе растет и количество локальных максимумов по сечению пучка. Каждый такой максимум представляет собой проекцию на регистрирующий экран отдельного филамента, формирующегося в лазерном пучке при его нестационарной самофокусировке в среде. Следовательно, чем мощнее лазерный импульс (выше начальная энергия при неизменной длительности импульса), тем более бурно происходит его филаментация.

Другой особенностью представленных распределений плотности энергии является своеобразное сохранение характера пространственной структуры пучка при изменении мощности импульса. Это выражается в достаточно детерминированном расположении филаментов по поперечному сечению пучка от выстрела к выстрелу и стабильности структуры «горячих» точек. Увеличение начальной энергии в импульсе излучения приводит к расширению филаментированной зоны пучка, включению в процесс филаментации новых пространственных областей (см. рис. 2, г, д), но не меняет конфигурации пучка в целом.

Причину наблюдаемой детерминированной филаментации мы видим в крайне неоднородной начальной пространственной структуре лазерного пучка (рис. 4), профиль интенсивности которого представлял собой сложное многомодальное распределение

с ярко выраженной зоной максимума по левому краю. Зона сосредоточения энергии пучка составляла $2,7 \times 1,4$ см по уровню $1/e^2$. Параметр качества исходного пучка M^2 составлял ~ 5 , что соответствует эффективной длине дифракции $L_D^* \approx 265$ м.

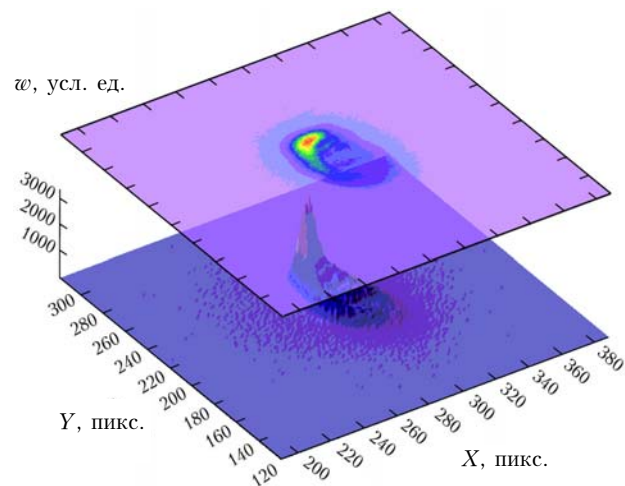


Рис. 4. Начальный профиль плотности энергии лазерного пучка $w(x, y)$ на входе в оптическую трассу. Масштаб деления по поперечным координатам составляет $0,5$ мм

Для пучков такого резко неоднородного начального профиля динамика самофокусировки во многом определяется дифракционными эффектами, которые наиболее выражены в областях с высоким градиентом

интенсивности. При распространении излучения дифракция стремится сгладить неоднородности профиля интенсивности и одновременно сконцентрировать энергию вблизи центра тяжести пучка. Это препятствует развитию хаотической мелкомасштабной самофокусировки в случайно расположенных зонах пучка и регулирует процесс филаментации.

Известно [10], что для световых пучков, относящихся к классу эллиптических, т.е. с осевой асимметрией поперечного профиля интенсивности, также наблюдается устойчивая картина филаментации, при которой число филаментов определяется энергией в импульсе. Для заданных энергии и дистанции возникает определенное число филаментов (или ярких каналов) с определенным уровнем интенсивности, реализуется определенный размер пучка.

Повышение энергии в импульсе, как видно из рис. 3, сопровождается также и увеличением поперечного сечения пучка в точке его регистрации (на экране). Зависимость среднеквадратического (эффективного) радиуса светового пучка R_e в конце оптической трассы от энергии импульса E_0 показана на рис. 5.

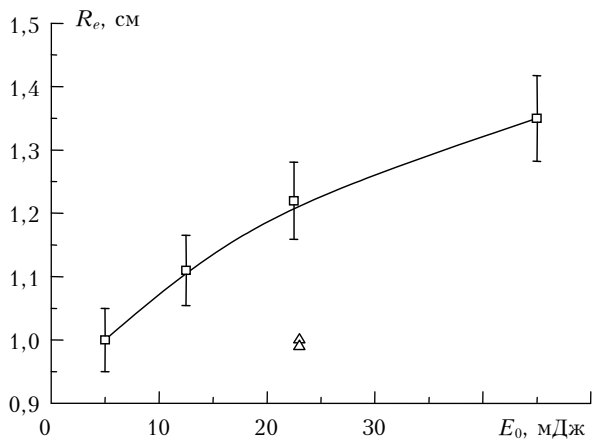


Рис. 5. Экспериментальная зависимость эффективного радиуса фемтосекундного пучка R_e в конце атмосферной трассы от начальной энергии в импульсе. Треугольники — значения R_e при работе лазерного источника в наносекундном режиме (без филаментации)

Расчеты эффективного радиуса были выполнены путем оцифровки поперечных профилей плотности энергии пучка, подобных профилям, представленным на рис. 2 и 3, и дальнейшей обработки полученных матриц программным анализатором профиля, специально разработанным для этих целей.

Как видно из рис. 5, при $E_0 \approx 5$ мДж эффективный радиус филаментированного пучка практически равен соответствующему радиусу пучка в режиме наносекундных импульсов, когда начальная мощность импульса P_0 много ниже критической мощности самофокусировки P^* в воздухе ($P_0 \ll P^*$), и пучок не испытывает нелинейного самовоздействия. Это свидетельствует о том, что при таких условиях периферийные области пучка не подвержены выраженной самофокусировке, а филаментация реализуется вблизи плоскости приема и только в зоне

глобального максимума интенсивности. Наоборот, при существенно большей начальной энергетике излучения появление филаментов происходит ближе (к источнику) по трассе, становится заметной фрагментация пучка на отдельные филаментированные зоны, которые располагаются по его периметру (см. рис. 3, д) и формируют дополнительную нелинейную угловую расходимость пучка в целом.

На рис. 6 приведены спектральные контуры фемтосекундного лазерного импульса, прошедшего атмосферную трассу в режиме филаментации.

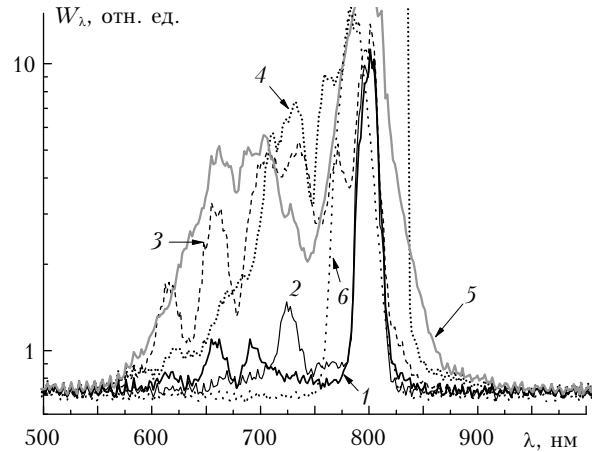


Рис. 6. Спектральный контур лазерного импульса (экспериментальные данные) после прохождения атмосферной трассы длиной 85 м при различной начальной энергии в импульсе: $E_0 = 11,5$ (1); 18 (2); 27 (3); 36,5 (4) и 60 мДж (5). Спектр наносекундного импульса показан кривой 6

По оси ординат отложены значения усредненной по серии измерений спектральной мощности излучения, регистрируемой спектрометром при перехвате всей поперечной площади пучка. Представленные спектры несут на себе все признаки фазовой самомодуляции ультракороткого излучения, происходящей в присутствии сильной плазменной нелинейности. Видны уширение контура, сдвиг его максимума в область коротких длин волн, формирование суперконтинуального крыла в «синей» части спектра. Степень проявления данных эффектов растет с повышением мощности лазерного импульса.

За количественную меру спектрального уширения контура излучения по трассе распространения выберем интегральную характеристику — эффективную ширину спектра импульса $\Delta\lambda_e$. Данная величина приведена на рис. 7. Здесь экспериментальные значения $\Delta\lambda_e$ получены путем оцифровки и обработки зарегистрированных спектров импульса, которые аналогичны спектрам, показанным на рис. 6, по следующей формуле:

$$\Delta\lambda_e(z) = \left[\left(\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda W_\lambda \right)^{-1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda E_\lambda (\lambda - \lambda_{gr})^2 \right]^{1/2},$$

где λ_{gr} — центр тяжести распределения спектральной мощности; λ_1 , λ_2 — нижняя и верхняя границы

длины волн в экспериментальных спектрах соответственно; W_λ — спектральная энергия (энергия излучения в единичном интервале длин волн).

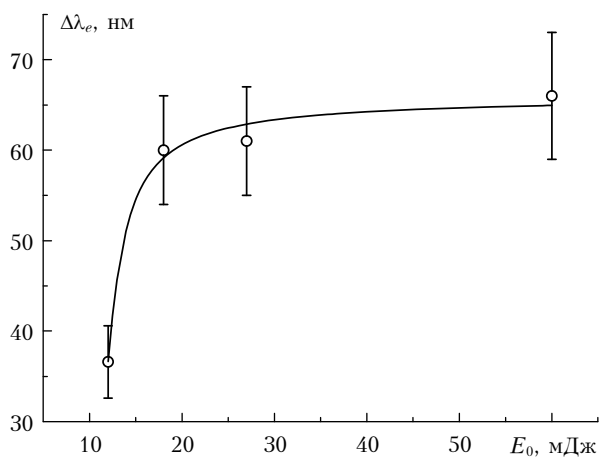


Рис. 7. Зависимость эффективной ширины спектрального контура лазерного импульса от его начальной энергии: кружки — эксперимент, сплошная линия — сплайн-аппроксимация

Анализ рис. 7 показывает, что, во-первых, видна ясно выраженная тенденция к уширению лазерного спектра с повышением энергии в импульсе излучения, связанная с более развитой по сечению пучка филаментацией при увеличении E_0 . Во-вторых, сам ход зависимости $\Delta\lambda_e(E_0)$ неоднороден и демонстрирует отчетливо выраженные участки резкого роста спектральной ширины в диапазоне значений $10 < E_0 < 30$ мДж и насыщения данной величины на уровне более чем трехкратного превышения своего исходного значения (согласно измерениям $\Delta\lambda_e(z=0) = 20$ нм) при энергиях в импульсе $E_0 > 30$ мДж. Повидимому, насыщение величины $\Delta\lambda_e$ в последнем случае объясняется достижением предельно реализуемой плотности световых филаментов по поперечному сечению пучка, когда они (филаменты) занимают уже всю область повышенной интенсивности и препятствуют формированию новых филаментов в более «холодных» зонах пучка.

Численное моделирование филаментации

Численное моделирование было выполнено на основе формализма нелинейного уравнения Шредингера, записанного для медленно меняющейся комплексной амплитуды электромагнитного поля светового импульса. В данном уравнении учтены линейные эффекты дифракции пучка и частотной дисперсии групповой скорости световой волны, а также ряд нелинейных эффектов, ответственных за амплитудную и фазовую самомодуляцию световой волны (эффект Керра, фотоионизация и многофотонное поглощение). При расчете плотности электронов плазмы, формирующейся в канале пучка, использовалось полуэмпирическое выражение для скорости фотоионизации, приведенное в [11].

На рис. 8 и 9 представлены некоторые результаты численных расчетов поперечного распределения плотности энергии фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в воздухе в режиме нестационарной самофокусировки и филаментации.

По причинам, связанным с ограничениями на максимальную размерность четырехмерного вычислительного домена, использовавшегося при расчетах на компьютере, численные эксперименты проводились с пучком меньшего, чем в реальности, размера. Так, при сохранении распределения (см. рис. 5) начальная площадь пучка была уменьшена в 100 раз. При этом длительность импульса излучения и его энергетика соответствовали реальному эксперименту. Это привело к искусственному завышению начальной пиковой интенсивности в импульсе излучения, что, в свою очередь, отразилось в более широкомасштабной филаментации пучка уже при энергиях $E_0 = 36$ мДж (ср. рис. 3, *з* и 9, *б*). В целом же отметим, что численный расчет верно отражает динамику трансформации поперечного профиля плотности энергии фемтосекундного пучка в режиме филаментации на воздушной трассе.

Из рассмотрения зависимости эффективного радиуса пучка от начальной энергии импульса излучения (см. рис. 5) следует, что при любой энергии

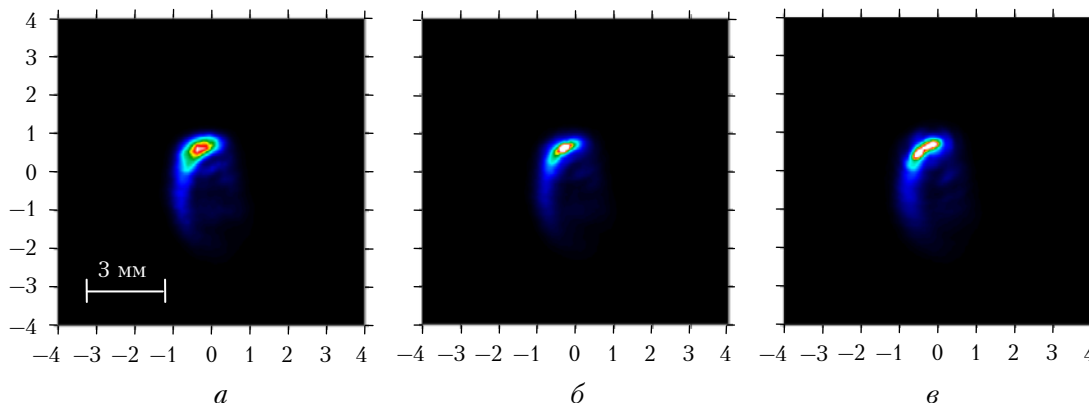


Рис. 8. Эволюция по трассе поперечного профиля энергии модельного лазерного импульса с начальной энергией $E_0 = 11,5$ мДж (пиковая мощность $P_0 = 100$ ГВт) при $z/L_D = 0,05$ (*а*); $0,1$ (*б*) и $0,15$ (*в*)

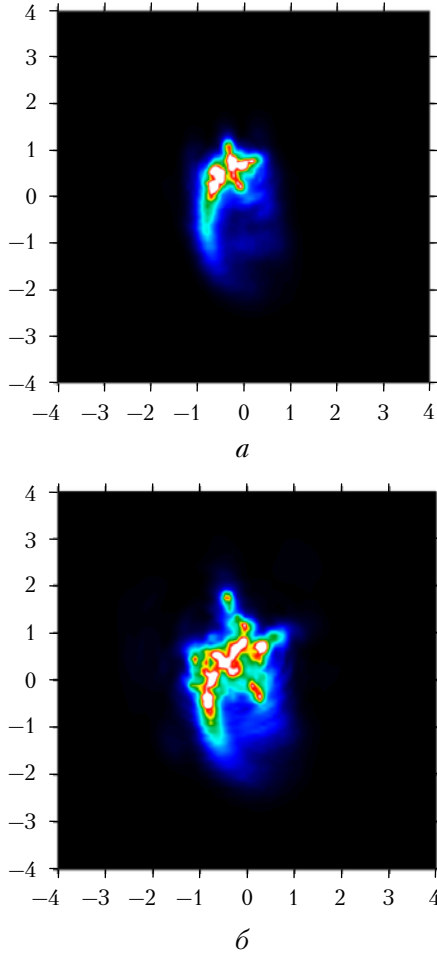


Рис. 9. Тоновое распределение плотности энергии модельного лазерного импульса с начальной энергией $E_0 = 24$ (а) и 36 мДж (б) в конце оптической трассы $z/L_D^* = 0,15$

$R_e \geq 1$, т.е. на трассе отсутствовала глобальная фокусировка пучка. При таких условиях квадрат эффективного радиуса пучка при его филаментации может быть аппроксимирован параболической зависимостью [12]:

$$R_e^2(L) = R_e^2(0) \left[1 + M_N^4(E_0) \left(\frac{L}{L_D^*} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где L — длина трассы; $M_N^2 = \theta_N/\theta_e$ — коэффициент распространения [9], θ_N — нелинейная угловая расходимость пучка, приобретенная в результате его филаментации, θ_e — начальная (дифракционная) эффективная расходимость излучения. Из данного выражения следует, что для определенного (использовавшегося в эксперименте) класса абберационных фемтосекундных лазерных пучков с мультимодальным поперечным профилем интенсивности при известных начальных характеристиках излучения $R_e(0)$, L_D^* и восстановленном, исходя из данных рис. 5, параметре M_N^2 можно осуществить прогнозирование эволюции вдоль трассы их поперечного размера.

Заключение

Таким образом, представленные данные натуральных экспериментов по нелинейному самовоздействию тераваттных лазерных импульсов на воздушной трассе указывают на формирование в плоскости приема достаточно устойчивой картины филаментации, т.е. сохранение пространственной конфигурации областей максимальной интенсивности при изменении энергии в импульсе излучения. Реализацию этого «пространственно детерминированного» режима филаментации мы связываем с начальной абберационной формой пучка, представлявшего собой сложное поперечное распределение интенсивности с несколькими выраженными максимумами и смещенным относительно оптической оси центром тяжести. Самофокусировка подобного излучения протекает в условиях сильно выраженной дифракции, которая совместно с оптической нелинейностью и формирует устойчивые световые каналы повышенной интенсивности по сечению пучка. Увеличение или понижение энергии в импульсе излучения путем его chirпирования изменяют только число наблюдаемых филаментов, но не их взаимное расположение.

Особенностью филаментации этого класса пучков является также отсутствие глобальной нелинейной фокусировки по трассе, что позволяет использовать простую эволюционную зависимость эффективного радиуса пучка для того, чтобы прогнозировать доставку световой энергии в заданную точку трассы посредством филаментов.

Измеренные в конце оптической трассы спектральные характеристики абберационного лазерного фемтосекундного излучения указывают на активное плазмообразование в канале пучка при его распространении в воздухе, приводящее к фазовой самомодуляции световой волны и появлению выраженного уширения спектра импульса в коротковолновую область длин волн. При этом эффективная ширина спектра импульса $\Delta\lambda_e$ возрастает более чем в 3 раза при шестикратном повышении энергии в импульсе излучения, вследствие увеличения числа филаментов по сечению пучка. Ход зависимости $\Delta\lambda_e(E_0)$ имеет заметную тенденцию к насыщению при энергиях в импульсе, превышающих 30 мДж, что мы связываем с достижением предельно реализуемой плотности световых филаментов на контролируемом участке оптической трассы.

1. Багаев С.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Пестряков Е.В., Степанов А.Н., Трунов В.И. Лабораторные и численные эксперименты по прохождению мощного лазерного фемтосекундного излучения через воздушную и капельную среды // Оптика атмосфер. и океана. 2007. Т. 20, № 5. С. 413–418.
2. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Эволюция эффективных характеристик лазерного излучения фемтосекундной длительности при самовоздействии в газовой среде // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 104, № 5. С. 852–864.
3. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Закономерности нестационарной самофокусировки профилированных лазерных пучков. Усредненное описание // Оптика и спектроскопия. 2009. Т. 107, № 3. С. 461–467.

4. *Rodriguez M., Bourayou R., Mejean G., Kasparian J., Yu J., Salmon E., Scholz A., Stecklum B., Eislöffel J., Laux U., Hatzes A.P., Sauerbrey R., Wöste L., Wolf J.-P.* Kilometer-range nonlinear propagation of femtosecond laser pulses // *Phys. Rev. E.* 2004. V. 69. P. 036607 (7 p.).
5. *Fibich G., Eisenmann S., Ilan B., Zigler A.* Control of multiple filamentation in air // *Opt. Lett.* 2004. V. 29, N 15. P. 1772–1774.
6. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.* Самофокусировка мощного фемтосекундного лазерного излучения в атмосфере в условиях управления его параметрами // *Оптика атмосфер. и океана.* 2006. Т. 19, № 9. С. 773–779.
7. *Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Myszyrowicz A.* Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air // *Opt. Lett.* 1996. V. 21, N 1. P. 62–64.
8. *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.
9. *Алексимов Д.В., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н., Захаров Н.С., Холод С.В.* Распространение мощного ультракороткого лазерного импульса на горизонтальной атмосферной трассе // *Оптика атмосфер. и океана.* 2009. Т. 22, № 11. С. 1035–1041.
10. *Couairon A., Myszyrowicz A.* Femtosecond filamentation in transparent media // *Phys. Reports.* 2007. V. 441, N 2–4. P. 47–189.
11. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.* Режим нестационарного самовоздействия острофокусированного мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе // *Оптика атмосфер. и океана.* 2008. Т. 21, № 9. С. 793–802.
12. *Zemlyanov A.A., Geints Yu.E.* Zonal model of nonstationary self-focusing of femtosecond laser radiation in air: effective beam characteristics evolution // *Europ. Phys. J. D.* 2007. V. 42, N 1. P. 349–357.

D.V. Apeksimov, Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov, A.M. Kabanov, G.G. Matvienko, V.K. Oshlakov, A.N. Stepanov. **Effective parameters of TW femtosecond laser radiation on a horizontal atmospheric path.**

Angular and spectral effective parameters of intense chirped femtosecond laser radiations upon the propagation on open atmospheric path in conditions of self-focusing and filamentation, depending on the initial energy of laser pulse, are experimentally investigated. The regime, when initially highly aberrational laser beam forms a steady spatial configuration of the filaments, which number is defined by the energy of radiation is studied. The results of numerical calculations of non-stationary self-focusing in air of laser beam with a multimodal transversal intensity profile, which qualitatively interpret experimental data, are presented.