

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 530.182.551.510.42+535.621.33

## Филаментация негауссовских лазерных пучков с различной геометрической расходимостью на атмосферной трассе

Д.В. Апексимов<sup>1</sup>, Ю.Э. Гейнц<sup>1</sup>, А.А. Землянов<sup>1</sup>, А.М. Кабанов<sup>1</sup>,  
Г.Г. Матвиенко<sup>1</sup>, А.Н. Степанов<sup>2\*</sup>

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

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН  
603600, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Поступила в редакцию 21.05.2012 г.

Представлены результаты атмосферных экспериментов по распространению в режиме самофокусировки и филаментации фемтосекундных ИК лазерных импульсов со сложным начальным поперечным профилем интенсивности. Изучено влияние начальной геометрической расходимости излучения на поперечную структуру световой энергии пучка в конце трассы. Проведено численное моделирование задачи, и установлены параметры образующихся филаментов и плазменного канала. Показано, что геометрическая фокусировка или дефокусировка излучения позволяют перемещать по трассе нелинейный фокус и связанный с ним участок филаментации силового излучения в достаточно широких пределах.

*Ключевые слова:* ультракороткое лазерное излучение, фокусировка, филаментация; ultrashort laser radiation, focused propagation, filamentation.

### Введение

Проблема транспортировки энергии лазерного пучка через атмосферу и доставки ее на приемник с наименьшими потерями является одной из приоритетных задач атмосферной оптики. Это подразумевает, прежде всего, комплекс мер по удержанию геометрических размеров светового пучка в пределах заданной апертуры в конце трассы. Данный результат достигается не только дальнейшим повышением начальной мощности лазерных источников [1], но и начальной геометрической фокусировкой пучка на приемник. В то же время для ряда прикладных задач, описанных в [2–7], помимо сохранения заданной площади пучка требуется еще и организация в зоне мишени пространственно локализованных областей повышенной интенсивности (плотности энергии), т.е. экстремальная концентрация лазерной энергии внутри пучка. К настоящему моменту данная проблема в условиях реальной атмосферы решается пока только одним способом, а именно с использованием явления самофокусировки светового излучения. Данное явление было предсказано в 1962 г.

Г.А. Аскарьяном [8] и является следствием проявления оптической нелинейности среды. Оно заключается в прогрессирующем сжатии светового пучка по мере его распространения в среде.

Физической причиной самофокусировки является оптический эффект Керра, приводящий к локальному изменению коэффициента преломления среды при воздействии на нее интенсивного электромагнитного поля. Самофокусировка пучка – это пороговый эффект. Для атмосферного воздуха в среднем ИК-диапазоне длин волн излучения пороговая (критическая) мощность самофокусировки  $P_c$  составляет несколько гигаватт. Очевидно, чтобы преодолеть порог самофокусировки, необходимо излучение с начальной мощностью  $P_0 > P_c$ . Этому условию удовлетворяют, например, импульсы излучения титансапфирового лазера с несущей длиной волны  $\lambda_0$  в районе 800 нм, с длительностью импульса порядка сотни фемтосекунд и энергией в десятки миллджоулей.

Распространение в воздухе такого излучения происходит в условиях сильной пространственно-временной самомодуляции излучения и сопровождается фрагментацией самого пучка на локализованные в пространстве и устойчивые к возмущениям на достаточно протяженном участке трассы области с высокой интенсивностью ( $\sim 50$  ТВт/см<sup>2</sup>), так называемые филаменты [9]. Формально говоря, керровская нелинейность среды формирует своего рода абберационную линзу, которая совместно с геометрической

\* Дмитрий Владимирович Апексимов (areximov@iao.ru); Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Андрей Михайлович Кабанов (kam@iao.ru); Геннадий Григорьевич Матвиенко (mgg@iao.ru); Андрей Николаевич Степанов (step@ufp.appl.sci-nnov.ru).

фокусировкой формирует новый нелинейный фокус пучка, который всегда располагается ближе по трассе, чем фокус задающей оптической системы. Следовательно, чтобы решить проблему передачи энергии мощного фемтосекундного излучения через атмосферную трассу, необходимо научиться управлять положением этого нелинейного фокуса и уже вблизи него размещать приемник излучения. Или же при заданной геометрии трассы нужно добиваться того, чтобы нелинейный фокус приходился в область приема, а для этого нужно иметь возможность тем или иным способом управлять пространственным положением зоны филаментации.

В настоящей работе мы рассмотрим закономерности самофокусировки и филаментации в воздухе мощного фемтосекундного лазерного излучения, имеющего начальную геометрическую фокусировку и, в общем случае, негауссовский пространственный профиль интенсивности. Основанием для подобных исследований послужили результаты натурных атмосферных экспериментов, проведенных авторским коллективом на фемтосекундной лазерной системе ИПФ РАН (г. Нижний Новгород). Эти результаты показали реальную возможность манипулирования в широких пределах пространственной формой лазерного пучка в зоне приема, что связано с контролируемым изменением положения области филаментации на оптической трассе при помощи фокусировки или дефокусировки исходного лазерного излучения.

Принцип управления пространственным положением зоны филаментации излучения следует из соотношения для координаты поперечного коллапса светового пучка  $z_{cf}$ , полученной в рамках стационарной теории безабберационной самофокусировки гауссовского пучка с начальной кривизной фазового фронта  $f$  [11]:

$$z_{cf} = \left( \frac{1}{f} + \frac{1}{z_c} \right)^{-1} = \frac{f}{1 + (f/L_D)\sqrt{\eta - 1}}; \quad |f| \geq z_c, \quad \eta > 1, \quad (1)$$

где  $z_c = L_D/\sqrt{\eta - 1}$  — координата коллапса (в целом) коллимированного пучка с начальной мощностью  $P_0$ ;  $\eta = P_0/P_c$  — приведенная мощность излучения;  $L_D = 2\pi R_0^2/\lambda_0$  — дифракционная длина пучка;  $R_0$  — начальный радиус пучка. Отсюда видно, что для сфокусированного излучения ( $f > 0$ ) поперечный коллапс пучка всегда достигается перед его геометрическим фокусом, в то время как при дефокусировке пучка ( $f < 0$ ) теоретически точку коллапса можно отнести в бесконечность, когда  $|f| = z_c$ .

Однако в реальных условиях поперечный коллапс всего пучка не наблюдается. Нелинейное (многофотонное) поглощение среды, а также дефокусировка излучения в наведенной плазме снимают коллапс пучка и приводят к формированию волнового канала вблизи оптической оси — светового филамента. Тем не менее установлено, что выражение (1) справедливо и для оценки старта филамента при нестационарной самофокусировке импульсного излучения. В этом случае вместо координаты

коллапса  $z_c$  необходимо использовать дистанцию самофокусировки  $z_s$  коллимированного излучения, даваемую так называемой формулой Марбургера (Marburger) [12]:

$$z_s = 0,367L_D/\sqrt{(\sqrt{\eta} - 0,852)^2 - 0,0219}. \quad (2)$$

Тогда дистанция самофокусировки пучка с начальной кривизной фазового фронта  $f$  вычисляется как  $z_N = z_s f / (z_s + f)$ . Следовательно, при фиксированной мощности излучения варьированием параметра  $f$  возможно в определенных пределах приближать или удалять положение светового филамента по трассе.

В качестве примера на рис. 1 для различных значений относительного фокусного расстояния формирующей оптической системы  $\bar{f} = f/L_D$  представлены результаты численных расчетов эволюции вдоль оптической трассы геометрического  $R_w(z)$  (определяемого по уровню  $e^{-1}$  от максимума поперечного

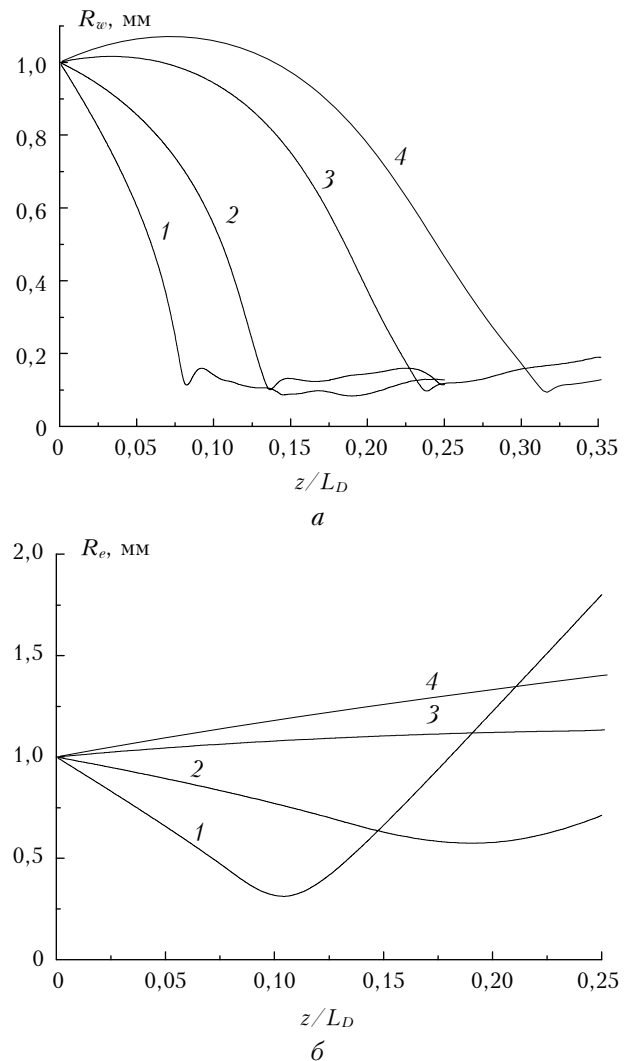


Рис. 1. Геометрический (а) и среднеквадратический (б) радиусы гауссовского пучка ( $P_0 = 32$  ГВт,  $R_0 = 1$  мм) при филаментации в воздухе и различной начальной фокусировке:  $\bar{f} = +0,15$  (1),  $+0,5$  (2),  $-1$  (3),  $-0,5$  (4)

распределения плотности энергии пучка  $w(\mathbf{r}_\perp, z)$  и среднеквадратического (эффективного) радиуса  $R_e(z)$  лазерного пучка фемтосекундного излучения, распространяющегося в воздухе.

Модельное излучение изначально имело гауссовский пространственно-временной профиль интенсивности со следующими параметрами: длина волны  $\lambda_0 = 800$  нм, длительность  $t_p = 100$  фс, начальный радиус  $R_0 = 1$  мм, начальная мощность  $P_0 = 32$  ГВт. Основой для численных расчетов служило нелинейное уравнение Шредингера (НУШ), описывающее распространение электромагнитной волны в среде в приближении медленно меняющейся амплитуды поля, дополненное скоростным уравнением для концентрации свободных электронов плазмы (параметры оптической модели воздуха даны в [13]). В НУШ учтены дифракция световой волны в присутствии частотной дисперсии воздуха, а также основные физические механизмы нелинейности среды для сверхкороткого излучения: мгновенный и инерционный эффекты Керра, поглощение излучения плазмой и его рефракция на плазме, образующейся в результате многофотонной ионизации газа.

Эффективный радиус пучка  $R_e(z)$  определялся как функционал от интенсивности оптического поля  $I(\mathbf{r}_\perp, z, t)$  в каждой точке пространства и в каждый момент времени  $t$  [10]:

$$R_e(z) = \left[ \frac{1}{E(z)} \int_{-T}^T dt' \iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2\mathbf{r}_\perp I(\mathbf{r}_\perp, z; t') |\mathbf{r}_\perp - \mathbf{R}_c|^2 \right]^{1/2},$$

где

$$E(z) = \int_{-T}^T dt' \iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2\mathbf{r}_\perp I(\mathbf{r}_\perp, z; t')$$

— полная энергия светового импульса;

$$\mathbf{R}_c(z) = 1/E(z) \int_{-T}^T dt' \iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2\mathbf{r}_\perp [\mathbf{r}_\perp I(\mathbf{r}_\perp, z; t')]$$

— радиус-вектор центра тяжести пучка;  $\mathbf{R}_\perp, T$  — размеры счетных сеток в поперечном и продольном (по времени) направлениях. Согласно своему определению эффективный радиус дает поперечный размер пространственной области, внутри которой преимущественно сосредоточена энергия пучка.

Из рис. 1, а видно, что в процессе распространения в среде фемтосекундный импульс со сверхкритической мощностью  $P_0 > P_c$  (в данном случае параметр  $P_c = 3,2$  ГВт) испытывает самофокусировку и, начиная с некоторой дистанции, вблизи оси пучка формируется узкий филамент. При внешней фокусировке излучения уменьшение параметра  $\tilde{f}$  сдвигает филамент к началу трассы, при этом происходит и глобальная фокусировка всего пучка с формированием фокальной перетяжки в смысле эффективного радиуса (рис. 1, б). Чем острее фокусировка пучка, тем выше концентрация энергии в нелинейном фокусе.

Филаментация пучков с начальной расходямостью (отрицательные значения параметра  $\tilde{f}$ ) происходит на больших дистанциях, чем филаментация для сфокусированного излучения, и сопровождается первоначальным увеличением радиуса пучка, которое затем сменяется его уменьшением вследствие действия керровской самофокусировки. Эволюция эффективного радиуса расфокусированного пучка проходит без формирования нелинейного фокуса. Это означает, что в среднем, несмотря на филаментацию своей осевой части, световой пучок всегда расходится, а его средняя плотность энергии  $w_e = E/\pi R_e^2$  падает.

Как показывают расчеты (не включены в данную статью), общим свойством филаментации сфокусированного и расфокусированного излучения является сокращенная длина филамента по сравнению с филаментом, формирующимся при самофокусировке параллельного пучка. Причина заключается в увеличенной угловой расходяемости излучения с неплоским фазовым фронтом, проявляющейся либо с самого начала трассы, как при дефокусировке, либо после нелинейного фокуса, как в случае с фокусированным пучком. Более сильная расходяемость снижает эффективность энергетической «подпитки» филамента периферийными зонами пучка, что приводит к его нестабильности и более раннему разрушению.

Рассмотрим, как геометрическая расходяемость (и «сходямость») излучения влияет на самофокусировку и филаментацию пучков с неунимодальным поперечным профилем интенсивности. Необходимо выяснить, выполняются ли установленные выше для одиночной филаментации закономерности. Эта ситуация представляет практический интерес, поскольку реальные пучки фемтосекундного излучения, как правило, далеки от гауссовских. Пространственное распределение интенсивности после усилительного каскада в таких пучках может представлять собой достаточно сложную поверхность с максимумами, смещенными относительно оптической оси фокусирующей системы.

Именно такой тип излучения выдавала тераваттная фемтосекундная лазерная установка, использованная в наших атмосферных экспериментах. Принципиальная схема экспериментов на стенде фемтосекундной лазерной системы показана на рис. 2.

Задающий генератор представлял собой лазер на кристалле сапфира, допированного титаном (Ti:Sapphire), с пассивной синхронизацией мод за счет керровского механизма. Так же как в [14], диаметр кристалла Ti:Sa в конечном усилителе составлял 15 мм, однако использовалась дифракционная решетка с большей оптической стойкостью. Измерение энергетика лазерного излучения на выходе фемтосекундного лазерного комплекса показало, что максимальная энергия в отдельном импульсе превосходила  $\sim 100$  мДж на несущей длине волны излучения  $\lambda_0 = 800$  нм. В экспериментах с телескопированным пучком энергия импульса не превышала 40 мДж, что связано с лучевой стойкостью дефокусирующего зеркала 11 в телескопе 16, на которое направлялось излучение

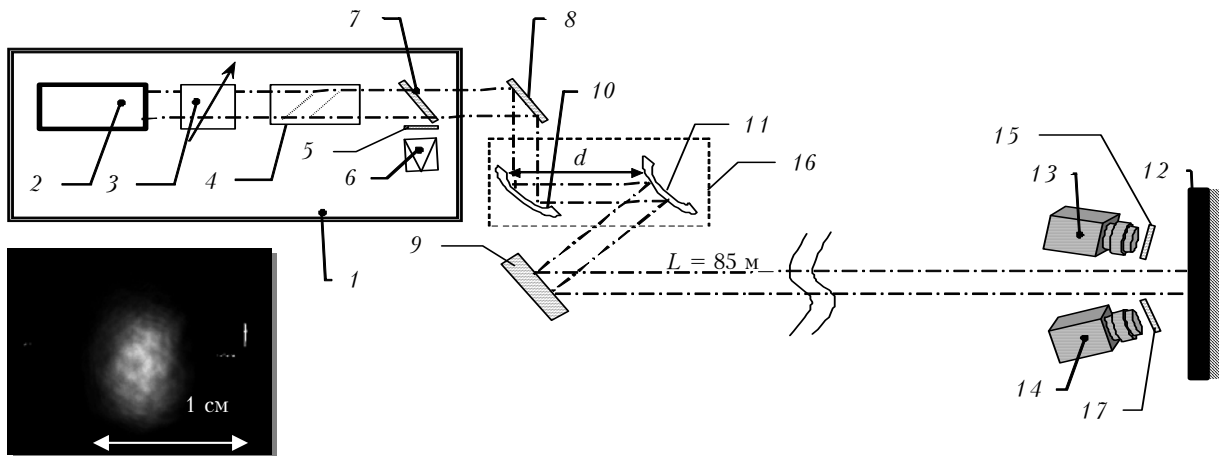


Рис. 2. Схема проведения эксперимента (на фото – начальный профиль плотности энергии пучка): 1 – фемтосекундный лазерный комплекс (ИПФ РАН); 2 – лазер накачки ( $\lambda_0 = 532$  нм); 3 – поляризационный аттенюатор; 4 – компрессор; 5, 15, 17 – светофильтры; 6 – фотодиод; 7 – светоделительный клин; 8, 9 – поворотные пластины; 10 – фокусирующее сферическое зеркало  $f = 125$  см; 11 – подвижное дефокусирующее сферическое зеркало  $f = -60$  см; 12 – экран; 13 – фоторегистратор CANON EOS 500D; 14 – CCD-камера Pixel Fly PCO;  $d$  – база телескопа; 16 – телескоп

с фокусирующего зеркала 10. Система из двух зеркал, фокусирующего и дефокусирующего, применялась для формирования на атмосферной трассе длиной 85 м сходящегося или расходящегося пучков, что осуществлялось перемещением подвижного зеркала 11 от зеркала 10 (увеличение базы  $d$  телескопа – дефокусировка пучка) или в сторону зеркала 10 (уменьшение базы телескопа – фокусировка). Максимальный размер пучка на выходе телескопа составлял по поперечной высоте 8 мм.

Мощность лазерного импульса варьировалась изменением энергии в импульсе и его длительности. Энергия изменялась с помощью поляризационного аттенюатора 3 и контролировалась калиброванным по пирозлектрическому датчику фотодиодом 6. Длительность импульса по поперечной высоте составляла  $\sim 66$  фс. В экспериментах регистрировалось пространственное распределение энергии по поперечному сечению лазерного пучка после его филаментации на трассе. Структура лазерного пучка в начале трассы представлена на фото (рис. 2). Трансформация пространственной структуры пучка фиксировалась на экране 12, расположенном на расстоянии 85 м от источника лазерного излучения, с помощью 12-битной CCD-камеры 14 (мелкомасштабная структура центра пучка) и фоторегистратора 13 (крупномасштабная кольцевая структура пучка).

Примеры изображений пространственного распределения световой энергии по поперечному сечению лазерного пучка в конце трассы представлены на рис. 3 (белые точки и отрезок, повторяющиеся на рис. 3 и на фото (см. рис. 2) – выжженные в процессе подготовки к эксперименту пиксели на матрице камеры 14). Светлые области соответствуют большим значениям плотности энергии лазерного пучка и являются проекциями на экран образовавшихся на трассе филаментов. Обращают на себя внимание различный характер пространственного распределения этих областей по сечению пучка и их размер в зависимости от фокусного расстояния телескопа.

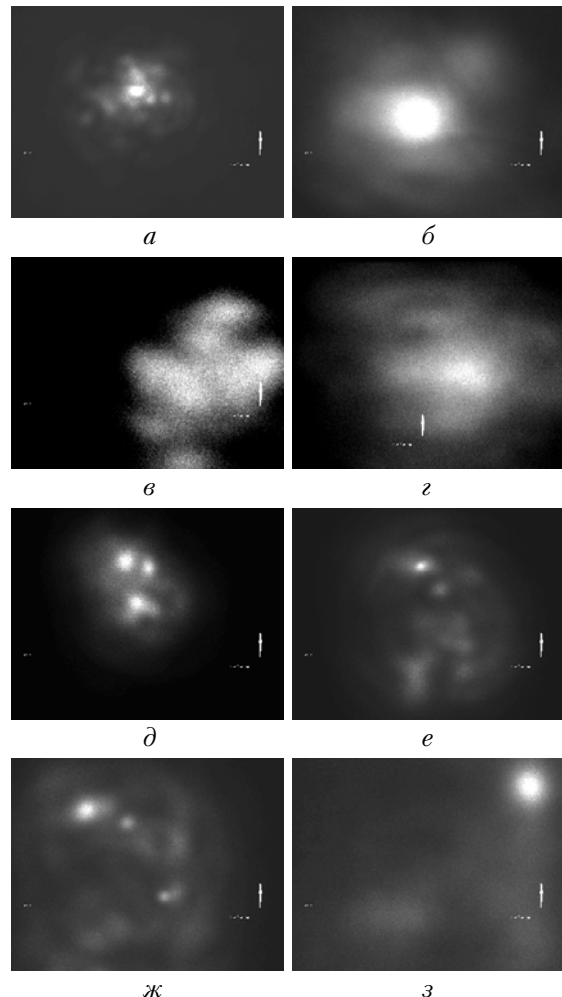


Рис. 3. Поперечные профили плотности энергии фемтосекундного лазерного излучения с  $E_0 = 9,6$  мДж в конце атмосферной трассы (85 м) при различных условиях фокусировки: а – коллимированный пучок; б–г – фокусировка с  $f = +75$  (б),  $+36$  (в) и  $+25$  м (г); д–з – дефокусировка с  $f = -75$  (д),  $-36$  (е),  $-25$  м (з),  $-12,5$  м (з)

Так, коллимированное в начале трассы излучение в конце трассы (рис. 3, *a*) трансформируется в одиночный узконаправленный световой канал, расположенный вблизи оптической оси телескопа и окруженный слабыми вторичными максимумами. Эти максимумы, как уже упоминалось выше, по сути являются следами филаментов, сформировавшихся на начальном участке оптической трассы и прекративших свое существование к ее концу.

Фокусированный пучок (рис. 3, *б–г*) демонстрирует совершенно иную картину распределения световой энергии при филаментации. Как следует из выражения (1), любая фокусировка излучения приближает старт филаментации к началу трассы, что, в свою очередь, сокращает общую пространственную протяженность участка существования филаментов. В результате филаментация пучка прекращалась по дистанции раньше, чем проводилась регистрация его профиля (конец трассы), о чем свидетельствует сильное расплывание проекции «основного» филамента даже при самой мягкой из использованных фокусировок (см. рис. 3, *б*). Дальнейшее сокращение фокусного расстояния телескопа лишь усиливает данный эффект, и при  $f < 25$  м поперечный размер лазерного пучка в эксперименте уже превышал площадь приемного фотодетектора.

В противоположном случае, когда пучок первоначально был расфокусирован, в верхней левой части кадра фиксировались яркие пятна, имеющие примерно равную интенсивность свечения (см. рис. 3, *д–ж*). Небольшой размер (в сравнении с рис. 3, *a*) этих пятен и их отчетливая пространственная локализация указывают на связь с образовавшимися на трассе филаментами. Причем, очевидно, что вследствие начальной расфокусировки излучения его филаментация происходила значительно ближе к концу трассы, чем для коллимированного пучка. Этим объясняется большее количество регистрируемых на приемнике световых пятен. С усилением расфокусировки пучка (уменьшение  $|f|$ ) пространственное рассеяние филаментов по сечению пучка также растет, а их число сокращается (см. рис. 3, *з*).

На рис. 4 приведены результаты обработки пространственных профилей пучка, подобных представленным на рис. 3, в виде относительного эффективного радиуса  $r_e = R_e/R_{e0}$  и смещения центра тяжести  $\delta R_c = |\mathbf{R}_c| - |\mathbf{R}_{c0}|$  распределения плотности энергии излучения, испытавшего филаментацию на воздушной трассе, в зависимости от типа и степени начальной фокусировки. Здесь  $R_{e0}$  и  $R_{c0}$  – эффективный радиус и радиус-вектор центра тяжести профиля коллимированного пучка той же начальной мощности.

Видно, что уменьшение начального радиуса кривизны фазового фронта приводит в среднем к более выраженному «расплыванию» всего лазерного пучка к концу трассы, причем для сфокусированного излучения по отмеченным выше причинам данное расплывание заметно сильнее, чем при расфокусировке пучка. Центр тяжести распределения световой энергии пучка демонстрирует аналогичное поведение

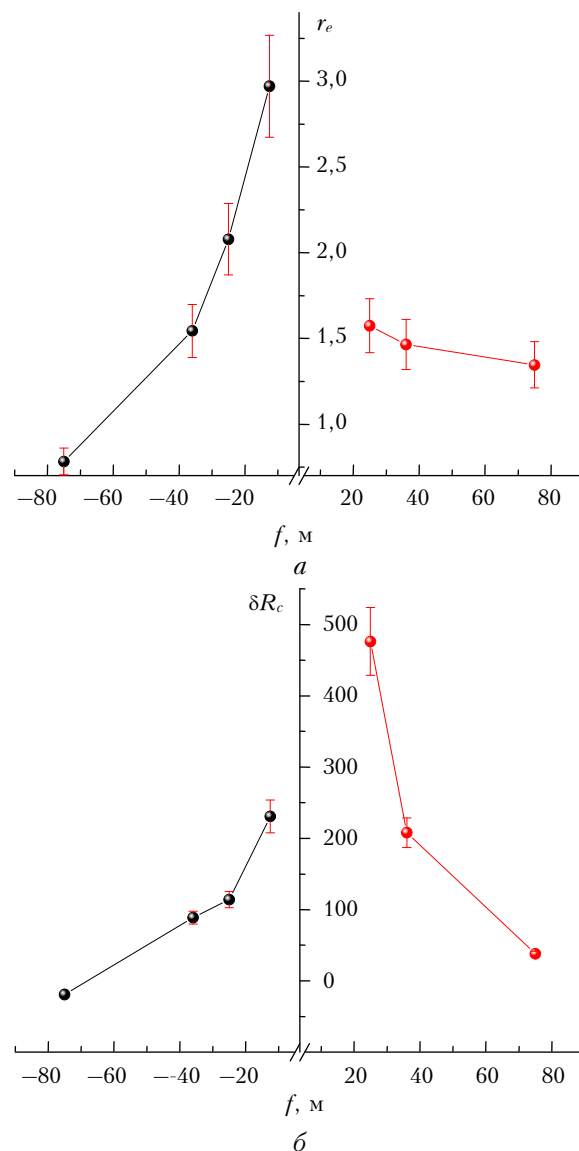


Рис. 4. Эффективный нормированный радиус  $r_e$  (*a*) и смещение центра тяжести  $\delta R_c$  (*б*) (в пикселях) поперечного распределения плотности энергии лазерного пучка с  $P_0 = 93$  ГВт после распространения на атмосферной трассе при различной начальной фокусировке

в зависимости от повышения остроты фокусировки/дефокусировки пучка: смещение  $\delta R_c$  растет при приближении фокуса телескопа к началу трассы.

В режиме относительно мягкой фокусировки, когда излучение сфокусировано или расфокусировано так, что  $|f| = L$ , имеем в первом случае расплывание поперечного профиля энергии по отношению к коллимированному пучку ( $r_e = 1,3$ ), а во втором, наоборот, ее более высокую концентрацию ( $r_e = 0,75$ ). При этом каких-либо особенных различий в финальном положении центра тяжести интенсивности пучка при  $f < 0$  и  $f > 0$  не наблюдается. Этот результат наглядно показывает, что при соответствующей настройке оптической фокусирующей системы на данной конкретной экспериментальной трассе, в принципе, возможно добиться более кучного

распределения максимумов плотности энергии в приемной плоскости, чем при филаментации коллимированного излучения той же начальной мощности.

Рассмотренные выше закономерности самовоздействия фемтосекундного лазерного излучения с неплоским фазовым фронтом при распространении на натурной трассе следуют и из численной модели филаментации. На рис. 5 показаны поперечные профили плотности энергии излучения в конце модельной трассы ( $z = L$ ), полученные в результате численного решения НУШ для пучка с начальным многомодальным распределением интенсивности, подобно профилю, приведенному на рис. 2.

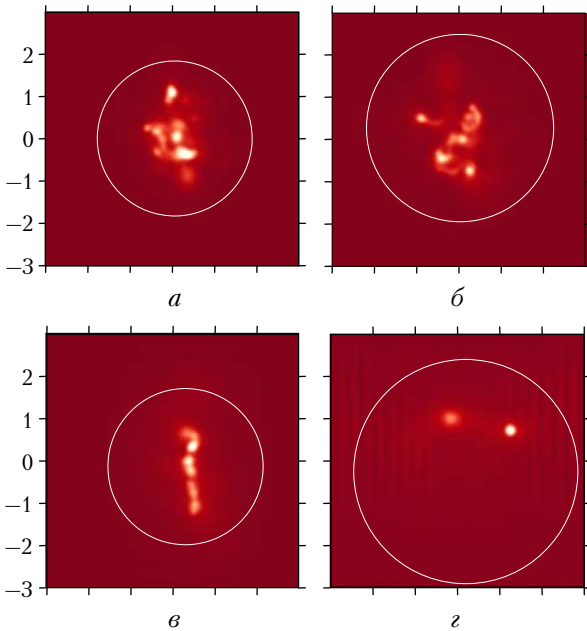


Рис. 5. Численный расчет поперечного распределения плотности энергии модельного лазерного пучка ( $P_0 = 50$  ГВт,  $t_p = 100$  фс) при филаментации в воздухе и различной начальной фокусировке:  $f/L = +2$  (а);  $+0,8$  (б);  $-0,8$  (в);  $-0,4$  (г). Эффективный размер пучка показан окружностью. Шкалы по осям даны в  $R_0$

Поскольку численное моделирование нестационарной самофокусировки излучения в рамках 4-мерного НУШ для реальных, применяемых в атмосферных исследованиях лазерных пучков сантиметровой апертуры является пока технически не решенной проблемой, то диаметр пучка в наших расчетах был искусственно уменьшен на порядок величины. Соответственно была снижена и начальная энергия импульса, чтобы предотвратить филаментацию излучения в самом начале трассы.

На серии представленных тоновых изображений видно, что изменение кривизны волнового фронта излучения, достигаемое за счет варьирования фокусного расстояния оптической системы, приводит к существенным изменениям поперечного профиля плотности энергии излучения, испытавшего филаментацию на трассе распространения. Как и в натуральных экспериментах, коллимированный и слабо расфокусированный пучки характеризуются достаточно

кучным распределением филаментов по поперечному сечению (рис. 5, а, в), в то время как сфокусированное (рис. 5, б) и более сильно дефокусированное (рис. 5, г) излучение демонстрирует их большее пространственное рассеяние. Аналогично этому ведут себя и эффективные пространственные масштабы пучка, которые показаны на рис. 5 условно в виде окружностей.

В заключение остановимся еще на одном важном, на наш взгляд, результате, который был получен в ходе наших численных расчетов и касается одной из характеристик оптического канала мощного излучения, распространяющегося в атмосфере, — его электропроводности. Электропроводность обусловлена процессами ионизации и плазмообразования в среде под действием сильного светового поля, и ее количественной мерой может служить погонная плотность свободных электронов  $\rho_{ez}$ , возникших в оптическом канале сразу после прохождения импульса излучения. Данная характеристика вычислялась путем пространственного интегрирования полного (трехмерного) поля плотности электронов в каждой точке трассы, т.е.  $\rho_{ez}(z) = \iint_{R_1} d^2r_{\perp} \rho_e(r_{\perp}, z, T)$ . Эволюция  $\rho_{ez}(z)$  при различной фокусировке пучка представлена на рис. 6.

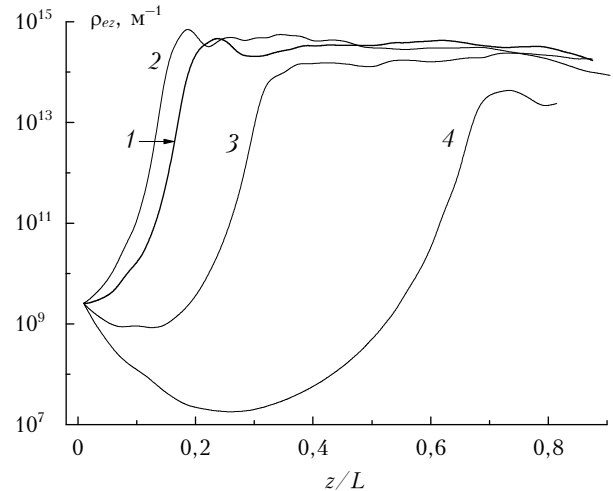


Рис. 6. Трассовое изменение погонной плотности свободных электронов  $\rho_{ez}$  в канале лазерного пучка при  $f/L = +2$  (1);  $+0,8$  (2);  $-0,8$  (3) и  $-0,4$  (4)

Видно, что для изначально расфокусированного излучения, помимо более длинной дистанции самофокусировки, характерно еще и снижение погонной плотности свободных электронов в зоне филаментации, тем большее, чем сильнее дефокусировка пучка. Сфокусированное излучение, наоборот, приводит к росту пикового значения  $\rho_{ez}$ . Этот результат объясняется повышенной угловой расходимостью всего лазерного пучка в случае его начальной дефокусировки и снижением средней интенсивности.

Как показал дальнейший теоретический анализ, представленная ситуация в большей степени характерна именно для режима множественной филамен-

тации излучения, когда мощности в лазерном импульсе достаточно для формирования и поддержания одновременно нескольких световых филаментов. Источником этих филаментов являются зоны локальных максимумов интенсивности, распределенные по поперечному сечению пучка. Следовательно, придание пучку дополнительной угловой расходимости приведет к тому, что по мере его распространения совместно с ростом среднеквадратического радиуса пучка (см. рис. 1, б) будут возрастать и пространственное рассеяние, и локализация отдельных филаментов, что неизбежно приведет к снижению средней плотности свободных электронов лазерной плазмы.

Таким образом, на основании проведенных экспериментальных и теоретических исследований нестационарной самофокусировки мощных фемтосекундных импульсов лазерного излучения с негладким начальным поперечным профилем интенсивности на воздушной атмосферной трассе показано, что геометрическая фокусировка или расфокусировка излучения позволяют перемещать нелинейный фокус и связанный с ним участок филаментации силового излучения в достаточно широких пределах, что является эффективным способом управления пространственным профилем энергии лазерного пучка в зоне приема. При начальной расфокусировке пучка, в области существования филаментов возможно снижение погонной плотности свободных электронов плазменного шнура.

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг., Соглашение № 8381.

1. Багаев С.Н., Пестряков Е.В., Трунов В.И. Эксаватные лазерные системы – новый этап в развитии лазерной физики // Оптика атмосфер. и океана. 2010. Т. 23, № 10. С. 845–853.
2. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Креков Г.М., Матвиенко Г.Г. Рассеяние фемтосекундного лазерного импульса сферическими полидисперсными частицами: моделирование методом Монте-Карло // Оптика атмосфер. и океана. 2010. Т. 23, № 5. С. 325–332.
3. Креков Г.М. Метод локальной оценки потока в задачах широкополосного лазерного зондирования // Оптика атмосфер. и океана. 2010. Т. 23, № 1. С. 47–55.
4. Землянов А.А., Булыгин А.Д. Эволюция эффективных характеристик мощного фемтосекундного лазерного из-

лучения в режиме оптической турбулентности. Приближение гауссовой формы пучка // Оптика атмосфер. и океана. 2010. Т. 23, № 5. С. 378–382.

5. Букин О.А., Павлов А.Н., Салюк П.А., Голик С.С., Ильин А.А., Бубновский А.Ю. Лазерные технологии исследования океана // Оптика атмосфер. и океана. 2010. Т. 23, № 10. С. 926–934.
6. Букин О.А., Быкова Е.Е., Гейнц Ю.Э., Голик С.С., Землянов А.А., Ильин А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Соколова Е.Б. Филаментация острогофокусированного ультракороткого лазерного излучения на 800 и 400 нм. Измерения нелинейного коэффициента преломления воздуха // Оптика атмосфер. и океана. 2011. Т. 24, № 5. С. 351–358.
7. Букин О.А., Быкова Е.Е., Гейнц Ю.Э., Голик С.С., Землянов А.А., Ильин А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Соколова Е.Б., Хабибуллин Р.Р. Взаимодействие гигаваттных лазерных импульсов с жидкими средами. Часть 2. Спектральные и угловые характеристики рассеяния на миллиметровых водных каплях // Оптика атмосфер. и океана. 2011. Т. 24, № 8. С. 648–653.
8. Аскарьян Г.А. Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы // Ж. эксперим. и теор. физ. 1962. Т. 42, вып. 6. С. 1567–1570.
9. Кандидов В.П., Шленов С.А., Силаева Е.П., Дергачев А.А. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе и ее приложения в атмосферной оптике // Оптика атмосфер. и океана. 2010. Т. 23, № 10. С. 873–884.
10. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г. Нелинейная фемтосекундная оптика атмосферы / Под общей ред. проф. А.А. Землянова. Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2010. 212 с.
11. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // Успехи физ. наук. 1967. Т. 93, № 1. С. 19–70.
12. Marburger J.H. Self-focusing: Theory // Prog. Quant. Electron. 1975. V. 4. P. 35–110.
13. Землянов А.А., Булыгин А.Д., Гейнц Ю.Э. Дифракционная оптика светового филамента, образованного при самофокусировке фемтосекундного лазерного импульса в воздухе // Оптика атмосфер. и океана. 2011. Т. 24, № 10. С. 839–847.
14. 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.

*D.V. Apeksimov, Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov, A.M. Kabanov, G.G. Matvienko, A.N. Stepanov. Filamentation of non-Gaussian beams with different geometrical divergence along an atmospheric path.*

The results of atmospheric experiments on propagation of femtosecond IR-pulses with complex initial transverse profile of intensity under self-focusing and filamentation conditions are presented. The effect of initial geometric divergence of radiation on transverse structure of light energy of a beam at the end of the path is studied. Numerical simulation of the problem is carried out and parameters of the generated filaments and plasma channel are determined. It is shown that geometric focusing or defocusing of radiation allow the transfer of the nonlinear focus and filamentation region connected with it along the path in sufficiently wide range.