

# Экспериментальные исследования филаментации мощного ультракороткого лазерного излучения с начальной угловой расходимостью в воздухе

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, А.М.Кабанов, Г.Г.Матвиенко, А.Н.Степанов

*Представлены результаты атмосферных и лабораторных экспериментов по нелинейному распространению в воздухе в режиме самофокусировки и филаментации гигаваттных фемтосекундных лазерных импульсов ближнего ИК диапазона. Изучено влияние начальной геометрической расходимости (положительной и отрицательной) излучения с нерегулярным профилем интенсивности на поперечное распределение световой энергии пучка в конце трассы. Экспериментально показано, что при геометрической фокусировке или дефокусировке пучка возникающее перемещение по трассе участка филаментации излучения позволяет управлять числом и пространственным положением максимумов плотности световой энергии в приемной плоскости. Определены условия, при которых световой филамент может восстановиться после прохождения пучка через линейную фокальную перетяжку. Получено полуэмпирическое пороговое соотношение, связывающее «силу» фокусировки пучка и его мощность, когда реализуется филаментация излучения за геометрическим фокусом оптической системы.*

**Ключевые слова:** филаментация фемтосекундного лазерного излучения, угловая расходимость, множественные филаменты.

## 1. Введение

Проблема транспортировки энергии лазерного пучка через атмосферу и доставки ее на приемник с наименьшими потерями является одной из приоритетных для атмосферной оптики. Это подразумевает, прежде всего, комплекс мер по удержанию геометрических размеров светового пучка в пределах заданной апертуры в конце трассы. В большинстве случаев данный результат достигается путем начальной геометрической фокусировки пучка на приемник. В то же время для ряда прикладных задач помимо сохранения заданной площади сечения пучка требуется еще и организация в зоне мишени пространственно локализованных областей с повышенной интенсивностью (плотностью энергии), т. е. экстремальная концентрация лазерной энергии внутри пучка. В настоящее время в условиях реальной атмосферы данная проблема может быть решена с помощью эффектов самофокусировки и филаментации светового излучения.

Физической причиной самофокусировки является кубическая оптическая нелинейность среды (нелинейность керровского типа), вызывающая самонаведенное увеличение показателя преломления среды, пропорциональное интенсивности оптического излучения. При достаточной мощности, превышающей некоторое пороговое значение, световой импульс при распространении в среде испытывает возрастающее сжатие по всем пространственным координатам. Данному процессу активно противодейству-

ет дифракция излучения и ряд физических механизмов, среди которых в газах и конденсированных средах главенствуют многофотонное поглощение и плазмообразование.

Нелинейное поглощение среды приводит к энергетическим потерям в канале излучения, что останавливает дальнейший рост его интенсивности, а образующаяся плазма дополнительно противодействует керровской самофокусировке за счет снижения нелинейного коэффициента преломления. Результатом динамического баланса «сил» фокусировки и дефокусировки является то, что, начиная с определенной точки трассы, в световом импульсе формируются локализованные в пространстве и во времени области с высокой интенсивностью – нелинейные фокусы. Эти фокусы имеют квазипостоянную интенсивность (до  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>), слабо изменяющийся поперечный размер (как правило, около сотни микрон) и могут существовать на достаточно протяженном участке трассы (до нескольких дифракционных длин пучка). Распространяясь вместе с импульсом, нелинейные фокусы «прочерчивают» на трассе следы, называемые филаментами, которые визуально имеют вид светящихся тонких нитей, обусловленных флуоресценцией возбужденных плазмой молекул азота. В дальнейшем вследствие энергопотерь на плазмообразование и расходимости пучка в целом баланс «сил», обеспечивающий филаментацию, перестает выполняться. Филаментация излучения прекращается. Современное состояние проблемы самофокусировки и филаментации лазерных УКИ достаточно полно представлено в обзорах [1–3] и монографиях [4, 5].

Как было отмечено выше, 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, напри-

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, А.М.Кабанов, Г.Г.Матвиенко. Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634021 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; e-mail: ygeints@iao.ru  
А.Н.Степанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: step@ufr.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 24 декабря 2012 г., после доработки – 18 января 2013 г.

мер, фемтосекундные импульсы излучения титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны  $\lambda_0 \approx 800$  нм и энергией в десятки миллиджоулей.

Формально говоря, керровская нелинейность среды формирует своего рода абберационную линзу, которая совместно с геометрической фокусировкой формирует новый нелинейный фокус, располагающийся на трассе всегда ближе, чем фокус задающей оптической системы. Следовательно, чтобы решить проблему передачи энергии фемтосекундного излучения с высокой плотностью мощности по атмосферной трассе, необходимо научиться управлять положением этого нелинейного фокуса.

К настоящему времени развито и экспериментально реализовано несколько методов манипулирования расстоянием, на котором зарождаются филаменты в мощном световом излучении, распространяющемся в воздухе. К ним относятся варьирование начальной угловой расходимости излучения [6, 7], модуляция начального распределения амплитуды (диафрагмирование, внесение искусственных аббераций) [8–10] или фазы светового поля (чирпирование) [11, 12], изменение начального размера пучка (телескопирование) [13, 14]. Каждая из указанных методик имеет свои преимущества и недостатки, связанные в основном со сложностью их технической реализации, что и определяет эффективность конкретной методики [2, 15].

Геометрическая фокусировка пучка традиционно является наиболее эффективным способом управления положением зоны филаментации на коротких и умеренно протяженных оптических трассах (до километра) [6]. При этом необходимо учитывать, что фокусировка привносит и ряд особенностей в сам процесс филаментации излучения. Наиболее значимым здесь является уменьшение общей длины участка существования филаментов за фокальной перетяжкой пучка. Установлено, что проявление этого эффекта зависит как от начальной мощности лазерного импульса и остроты фокусировки пучка [16], так и от режима филаментации излучения (одиночная/множественная) [3, 17]. Действительно, высокая расходимость излучения на выходе из геометрического фокуса может препятствовать образованию филаментов. В области линейной фокальной перетяжки усредненные по профилю пучка дифракционные «силы» [18] наиболее велики, поэтому если фокусировка пучка достаточно острая, то мощность лазерного импульса может оказаться недостаточной для поддержания или возобновления филаментации. В связи с этим актуальным является установление порога по остроте фокусировки лазерного излучения, ниже которого филаментация будет существовать за фокальной перетяжкой пучка, а выше – нет.

В настоящей работе рассматриваются закономерности самофокусировки и филаментации в воздухе мощного фемтосекундного лазерного излучения, имеющего начальную геометрическую фокусировку (или дефокусировку). Основанием для подобных исследований послужили результаты натурных атмосферных и лабораторных экспериментов, проведенных нами на фемтосекундной лазерной установке ИПФ РАН (Н.Новгород) в 2011–2012 гг. В отличие от большинства подобных работ, в обсуждаемой здесь ситуации силовое излучение изначально имело негауссов, резко неоднородный по сечению пучка пространственный профиль интенсивности, что наложило свой отпечаток и на закономерности его самофокусировки. Тем не менее представленные ниже результаты показали,

что и в таких условиях реально существует возможность управления пространственной формой сечения лазерного пучка в зоне приема с помощью фокусировки или дефокусировки исходного лазерного излучения. Кроме того, в результате лабораторных исследований и теоретического анализа были определены условия, при которых световой филамент может восстановиться после прохождения пучка через линейный фокус системы.

## 2. Эксперименты и обсуждение результатов

Эксперименты проводились нами на тераваттной фемтосекундной лазерной установке ИПФ РАН [19]. Задающий генератор представлял собой лазер на кристалле сапфира, допированного титаном, с пассивной синхронизацией мод за счет керровского механизма. Для накачки фемтосекундного лазера использовалось пространственно одномодовое (мода  $TEM_{00q}$ ) излучение на частоте второй гармоники непрерывного твердотельного Nd:YAG-лазера с  $\lambda_0 = 532$  нм. Диаметр  $d$  титан-сапфирового кристалла в оконечном усилителе составлял 15 мм. Применялась дифракционная решетка размером  $200 \times 100$  мм со следующими характеристиками: число штрихов  $1600$  мм<sup>-1</sup>, коэффициент отражения 90%, лучевая стойкость (при длительности импульса 1 нс) примерно  $1$  Дж/см<sup>2</sup>. В экспериментах использовалось излучение на частоте основной гармоники титан-сапфирового лазера ( $\lambda_0 = 800$  нм), распространяющееся в режиме самофокусировки и филаментации в воздухе. Максимальная энергия  $E_0$  отдельного импульса излучения превышала 100 мДж. Характерная длительность по полувысоте лазерного импульса  $t_p$ , определенная из калибровки автокорреляционной функции, равнялась 66 фс при временном контрасте импульсов  $\sim 1000$  и частоте их следования 10 Гц. Использовался также и моноимпульсный режим. Энергия лазерного импульса изменялась с помощью поляризационного аттенюатора и контролировалась калиброванным по пирозлектрическому датчику (Moletron J25LP) фотодиодом.

В атмосферных экспериментах с телескопированным пучком энергия импульса не превышала 40 мДж, что связано с лучевой стойкостью дефокусирующего зеркала, на которое направлялось излучение с фокусирующего зеркала. Система из двух зеркал, фокусирующего и дефокусирующего, применялась для формирования на атмосферной трассе длиной  $L = 85$  м сходящегося или расходящегося пучка, что осуществлялось соответствующим уменьшением, либо увеличением базы телескопа. Максимальный размер пучка по полувысоте на выходе телескопа составлял  $\sim 8$  мм. При лабораторных измерениях максимальная длина оптической трассы после фокусирующей системы была равна 4.39 м, а фокусировка проводилась зеркалом с фокусным расстоянием 125 см.

С помощью 12-битной CCD-камеры (Hamamatsu c8484-05G), а также фотоаппарата Canon EOS 500D в экспериментах фиксировалось пространственное распределение световой энергии по поперечному сечению лазерного пучка на белом экране, расположенном на расстоянии 85 м от источника лазерного излучения. Также проводилась регистрация продольного профиля энергии в филаменте в зоне геометрического фокуса зеркала путем регистрации сигнала флуоресценции азота CCD-камерой (12bit PCO 200XS 10284, Германия), расположенной перпендикулярно оси лазерного пучка.

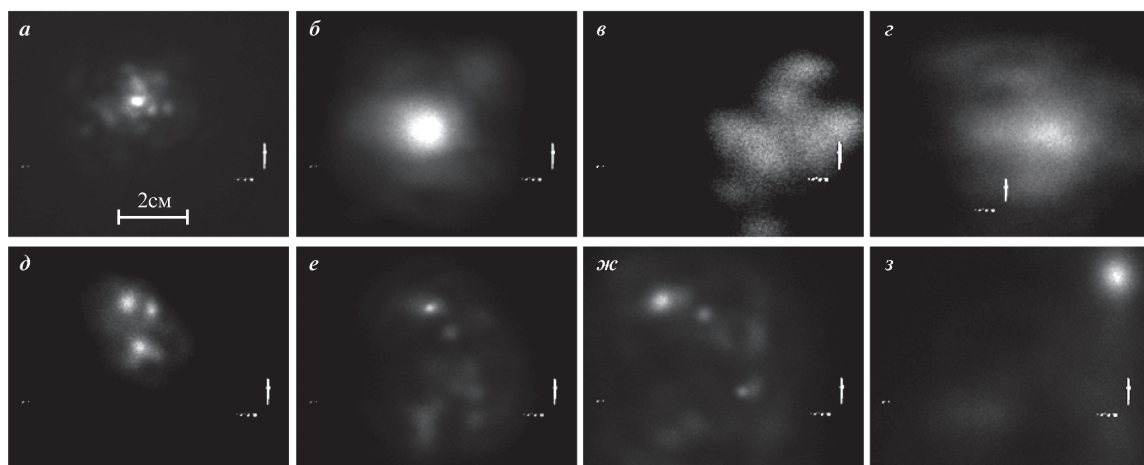


Рис.1. Поперечные профили плотности энергии фемтосекундного лазерного излучения с  $E_0 = 9.6$  мДж в конце атмосферной трассы (85 м) при различных условиях фокусировки: коллимированный пучок (а), режим фокусировки с фокусным расстоянием  $f = +75$  (б),  $+36$  (в) и  $+25$  м (г) и режим дефокусировки с  $f = -75$  (д),  $-36$  (е),  $-25$  (з),  $-12.5$  м (з).

## 2.1. Эксперименты в открытой атмосфере

Примеры пространственного распределения световой энергии по поперечному сечению лазерного пучка в конце атмосферной трассы представлены на рис.1. На фотографиях светлые области соответствуют большим значениям плотности энергии лазерного пучка и являются проекциями на регистрирующий экран образовавшихся на трассе филаментов. Обращают на себя внимание различный характер пространственного распределения этих областей по сечению пучка и зависимость их размера от фокусного расстояния телескопа.

Так, коллимированное излучение в конце трассы (рис.1,а) трансформируется в одиночный узконаправленный световой канал, расположенный вблизи оптической оси телескопа и окруженный слабыми вторичными каналами. Эти каналы, как уже упоминалось выше, по сути, являются следами филаментов, сформировавшихся на начальном участке оптической трассы и прекративших свое существование к концу трассы. Сам же основной канал вполне может быть «выжившим» в результате конкурентной борьбы филаментов.

Сфокусированный пучок ( $f > 0$ , рис.1,б–г) демонстрирует совершенно иную картину распределения световой энергии при филаментации. Как следует из теории самофокусировки [20], любая внешняя фокусировка излучения приближает начало филаментации к началу трассы, что, в свою очередь, уменьшает общую пространственную протяженность участка существования филаментов. В результате филаментация пучка прекращалась раньше по трассе, чем проводилась регистрация его профиля (конец трассы), о чем свидетельствует сильное расплывание проекции «основного» филамента даже при самой мягкой из использовавшихся фокусировок (см. рис.1,б). Дальнейшее уменьшение фокусного расстояния телескопа лишь усиливает данный эффект, и при  $f < 25$  м поперечный размер лазерного пучка уже превышал размер области регистрации фотодетектора.

В противоположном случае, когда пучок первоначально был расфокусирован ( $f < 0$ ), в верхней левой части кадра фиксировались яркие пятна, имеющие примерно равную интенсивность свечения (рис.1,д–ж). Небольшой размер этих пятен (ср. с рис.1,а) и их отчетливая пространственная локализация указывают на связь с об-

разовавшимися на трассе филаментами. При этом очевидно, что вследствие начальной расфокусировки излучения его филаментация происходила значительно ближе к концу трассы, чем для коллимированного пучка. Этим объясняется большее количество регистрируемых приемником световых пятен. С увеличением расфокусировки пучка (с уменьшением  $|f|$ ) пространственное рассеяние филаментов по сечению пучка также растет, а их число уменьшается (рис.1,з).

На рис.2 приведены результаты обработки пространственных профилей интенсивности пучка (подобных показанным на рис.1) в виде зависимостей относительного эффективного радиуса  $r_e = R_e/R_{\infty}$  и смещения центра тяжести  $\delta R_c = |R_c| - |R_{\infty}|$  распределения плотности энергии излучения, испытавшего филаментацию на воздушной трассе, от типа и остроты начальной фокусировки. Здесь  $R_{\infty}$  и  $R_{\infty}$  – эффективный радиус и радиус-вектор центра тяжести [5] профиля коллимированного пучка с той же начальной мощностью.

При вычислении данных параметров использовалось оригинальное программное обеспечение для анализа цифровых изображений. Каждая точка на рис.2 получена путем усреднения значений  $r_e$  и  $\delta R_c$  по 10–15 профилям плотности световой энергии, зафиксированных на выбранной дистанции распространения при прочих равных условиях. Параметр смещения центра тяжести пучка  $\delta R_c$  находился последовательным усреднением сначала модуля радиус-вектора центра тяжести для коллимированного излучения  $|R_{\infty}|$ , а затем уже усреднялась разность соответствующих величин.

Видно, что уменьшение начального радиуса кривизны фазового фронта (уменьшение  $|f|$ ) приводит в среднем к более выраженному расплыванию всего лазерного пучка к концу трассы, причем для сфокусированного излучения по указанным выше причинам данное расплывание заметно сильнее, чем при расфокусировке пучка. Центр тяжести  $|R_{\infty}|$  имеет аналогичное поведение при изменении  $|f|$ : смещение  $\delta R_c$  растет при приближении геометрического фокуса телескопа к началу трассы.

В режиме относительно мягкой фокусировки, когда излучение сфокусировано или расфокусировано так, что  $|f| \approx L$ , в первом случае имеем расплывание поперечного профиля энергии по сравнению с таковым для коллимированного пучка ( $r_e \approx 1.3$ ), а во втором – наоборот, более

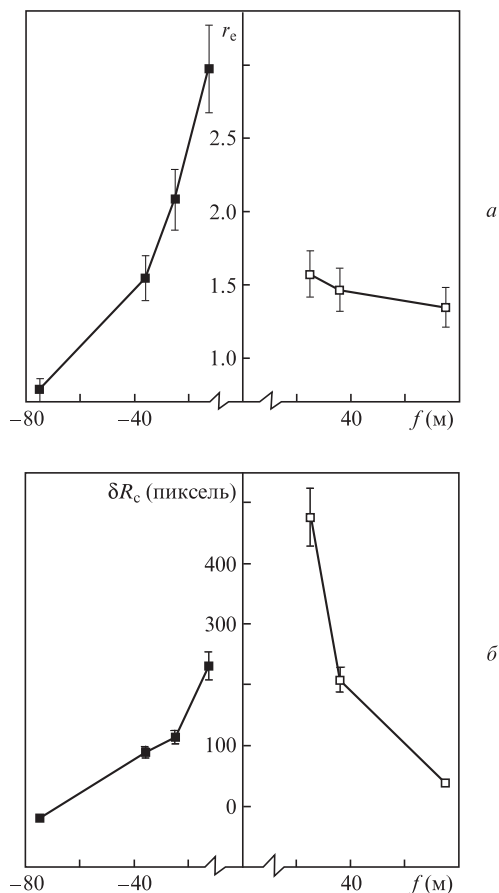


Рис.2. Зависимости от фокусного расстояния  $f$  эффективного нормированного радиуса  $r_e$  (а) и смещения центра тяжести  $\delta R_c$  (б) поперечного распределения плотности энергии лазерного пучка с  $P_0 = 93$  ГВт после его распространения на атмосферной трассе при различной начальной фокусировке.

высокую концентрацию энергии ( $r_e \approx 0.75$ ). При этом каких-либо особенных различий в конечном положении центра тяжести распределения интенсивности пучка при  $f < 0$  и  $f > 0$  не наблюдалось. Этот результат наглядно показывает, что при определенной настройке оптической фокусирующей системы в условиях конкретной экспериментальной трассы можно осуществлять управление числом и взаимным расположением максимумов плотности энергии излучения в приемной плоскости. Более того, путем соответствующей дефокусировки пучка, в принципе, возможно даже добиться более кучного распределения оптических «горячих зон», чем при филаментации коллимированного излучения с той же начальной мощностью.

## 2.2. Лабораторные исследования постфокальной филаментации

Обратимся к результатам экспериментов, целью которых являлось исследование прохождения филамента через фокальную плоскость лазерного излучения.

Профили световой энергии лазерного пучка на выходе оптической системы и на расстоянии 52 см за геометрическим фокусом зеркала ( $f = 125$  см) показаны на рис.3,а,б. Из них следует, что aberrации начальной формы излучения приводят к появлению нескольких филаментов к концу оптической трассы. Проекция пяти из них на регистрирующий экран хорошо видны на рис.3,б.

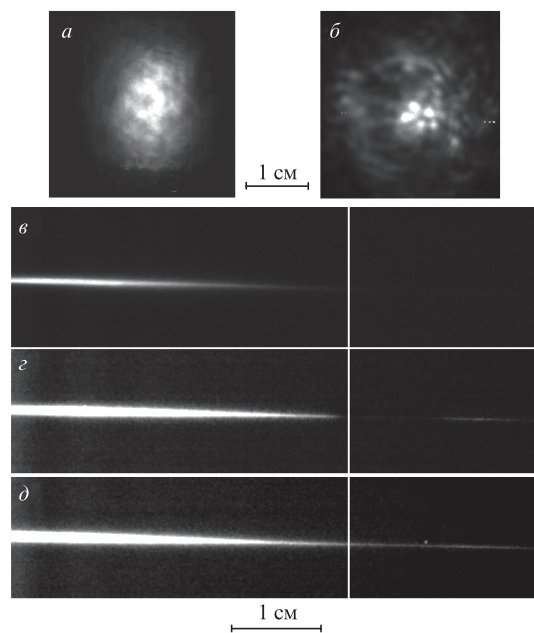


Рис.3. Поперечные распределения энергии лазерного пучка в начале трассы (а) и на расстоянии 52 см (б), а также изображения светового филамента сбоку в области геометрического фокуса (вертикальная сплошная линия) при пиковой мощности лазерного импульса  $P_0 = 170$  (е), 270 (z) и 370 ГВт (д).

Плазменный канал, сопровождающий филаментацию лазерного импульса, стимулирует флуоресценцию молекулярного азота в воздухе, что проявляется в синем свечении области филамента. Пример регистрации такого светящегося образования приведен на рис.3,е-д, где показаны области фокальной перетяжки пучка, вблизи которой возникал световой филамент при разных мощностях лазерного импульса.

Видно, что при мощности  $P_0 = 170$  ГВт (рис.3,е), соответствующей нормированной мощности импульса  $\eta \equiv P_0/P_c = 33$ , филамент формируется до фокальной перетяжки и заканчивается практически в геометрическом фокусе, т. е. при  $z = f$ . За фокусом филаментация отсутствует. При той же остроте пространственной фокусировки более мощный лазерный импульс с  $\eta = 53$  (рис.3,з) сначала также испытывает филаментацию до линейного фокуса, а за ним, после примерно сантиметрового промежутка, филамент восстанавливается еще на полсантиметра, достигая правой границы перетяжки. Наконец, при еще большем повышении мощности излучения (рис.3,д) филамент без разрывов наблюдается уже на всей длине фокальной перетяжки.

Для дальнейшего анализа удобно ввести некоторые обобщенные параметры пучка, с помощью которых можно будет записать количественное условие самофокусировки лазерного пучка за фокусом оптической системы, используя данные эксперимента либо строгих численных расчетов. В качестве таких обобщенных параметров используем «силу» линейной фокусировки пучка  $\vartheta = L_d/f$  и параметр приведенной мощности излучения  $\eta$ , где  $L_d = k_0 R_0^2$  – дифракционная длина для пучка радиусом  $R_0$ ;  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ;  $\lambda_0$  – длина волны излучения.

Для количественного расчета пороговой мощности в зависимости от «силы» фокусировки лазерного пучка были проведены численные эксперименты с пучками, имеющими различные начальный радиус, мощность и фокусиров-

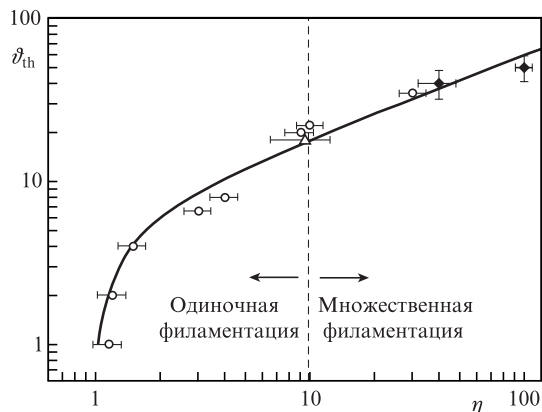


Рис.4. Зависимости порогового параметра фокусировки при постфокальной филаментации излучения от нормированной мощности: данные численных расчетов (кружки), наши экспериментальные данные (ромбы) и данные работы [16] (треугольник); сплошная кривая – расчет по формуле (1).

ку. Моделирование распространения сфокусированных лазерных УКИ в воздухе выполнялось путем численного решения нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) для огибающей напряженности электрического поля световой волны. Данное уравнение достоверно описывает все существенные линейные и нелинейные процессы, происходящие с импульсом излучения в среде, по крайней мере при его длительностях не менее нескольких оптических периодов (см., напр., обзоры [1–5]). Модель оптической нелинейности воздуха включала в себя мгновенную и инерционную составляющие эффекта Керра, а также изменение комплексного показателя преломления среды за счет фотоионизации молекул газов в воздухе. Линейная часть НУШ описывала дисперсию групповой скорости лазерного импульса и дифракцию пучка.

На рис.4 приведены полученные по результатам численных расчетов зависимости от нормированной начальной (пиковой) мощности лазерного импульса  $\eta$  пороговых значений  $\vartheta_{th}$  безразмерного параметра фокусировки пучка, когда световой филамент может выходить за линейный фокус пучка. Здесь же показаны данные наших экспериментов, результаты, взятые из работы [16], а также результаты расчета порога прохождения филамента через геометрический фокус с использованием полученной в [21] зависимости

$$\vartheta_{th} = \alpha \sqrt{\eta - 1}. \quad (1)$$

Входящий в (1) подгоночный коэффициент  $\alpha$ , строго говоря, является функцией начальной мощности пучка и параметра фокусировки и может быть вычислен из точного решения задачи распространения лазерных УКИ в среде. В нашем случае его значение было выбрано таким, чтобы наиболее точно аппроксимировать данные численного расчета:  $\alpha = 7$ .

Представленные на рис.4 результаты следует понимать так: если при фиксированной мощности импульса  $\eta$  значение параметра фокусировки лежит ниже порога, т.е.  $\vartheta < \vartheta_{th}(\eta)$ , то ожидается бездифракционное распространение пучка за фокусом, аналогичное его филаментации. В противоположном случае, когда  $\vartheta > \vartheta_{th}(\eta)$ , начальная фокусировка пучка будет слишком острой для того, чтобы участок филаментации прошел через фокальную пере-

тяжку, и филамент остановится в области геометрического фокуса пучка.

Разброс значений, указанный для теоретических точек, отражает некоторый произвол в определении порога прохождения филамента через геометрический фокус: плотность электронов плазмы абсолютно точно определить оказалось затруднительным вследствие ее резкой степенной зависимости от интенсивности световой волны.

Точка на рис.4, соответствующая эксперименту работы [16], получена путем пересчета данных по пороговой мощности «рефокусировки» первоначально сфокусированного ( $f = 1.5$  м) пучка радиусом 2 мм, измеренных нами при энергии импульса излучения 7.2–15 мДж.

В наших экспериментах аналогичный порог прохождения через фокальную перетяжку был установлен при мощности импульса  $P_0 \approx 200$  ГВт. При этом вследствие того, что начальный профиль интенсивности пучка существенно отличался от гауссова (см. рис.3,а), параметр фокусировки  $\vartheta$  был пересчитан с учетом реально измеренной длины свободной дифракции  $L_d$ , которая составила  $\sim 50$  м (с небольшой погрешностью).

Важно отметить, что диапазон мощностей лазерного излучения на рис.4 соответствовал режимам как одиночной, так и множественной филаментации. Эти области условно разделены вертикальной штриховой линией. В то же время пороговое соотношение (1) получено в рамках модели формирования одного филамента. Тем не менее точки, соответствующие численному расчету, и экспериментальные данные, полученные в условиях множественной филаментации, хорошо ложатся на аппроксимационную кривую для режима одиночной филаментации.

В диапазоне значений  $\vartheta$ , отвечающих слабой фокусировке пучка ( $\vartheta \sim 1$ ), расхождение результатов расчета по формуле (1) с численным решением НУШ становится более заметным. Очевидной причиной здесь является то, что для слабо сфокусированного пучка протяженность участка филаментации увеличивается до линейного фокуса. Следовательно, растут и нелинейные потери излучения на создание плазменного канала при фотоионизации молекул воздуха. Это приводит к дополнительной расходимости пучка, и за фокальной перетяжкой требуется уже большая мощность, чтобы скомпенсировать потери и обеспечить возможность филаментации.

Для прогнозирования распространения мощного широкоапертурного квазипараллельного пучка излучения ( $\eta \gg 1$ ,  $\vartheta < 1$ ) пороговое выражение (1) должно использоваться с осторожностью. Когда лазерный пучок характеризуется многокилометровой дифракционной длиной, а его пространственная фокусировка проводится на еще более дальнюю дистанцию, участок филаментации вообще может не дойти до фокальной перетяжки пучка. На реальных атмосферных трассах, помимо возрастающих потерь световой энергии на создание плазменных каналов, разрушению филаментов способствуют и другие процессы, например хроматическая дисперсия импульса и атмосферная турбулентность. Эту ситуацию необходимо рассматривать отдельно, что планируется осуществить в последующих работах.

### 3. Заключение

Таким образом, на основе проведенных исследований распространения в режиме самофокусировки и филаментации на 85-метровой воздушной атмосферной трассе

мощных фемтосекундных импульсов лазерного излучения с изначальным резко неоднородным несимметричным поперечным профилем интенсивности показано, что с помощью геометрической фокусировки (или дефокусировки) можно управлять пространственным распределением энергии такого лазерного пучка в зоне приема. Установлено, что при фокусировке излучения с уменьшением фокусного расстояния происходит заметное расплывание изображения лазерного пучка на приемном экране по сравнению с изображением коллимированного пучка. При этом области с высокой плотностью лазерной энергии, обусловленные филаментацией излучения, в поперечном сечении пучка к концу трассы уже не наблюдаются. Аналогичная по «силе» расфокусировка излучения в начале трассы также приводит к увеличению площади поперечного сечения пучка на приемнике, однако позволяет отдалить начало области филаментации по трассе и, при определенных условиях, продлить эту область до приемной плоскости.

В серии лабораторных и численных экспериментов была изучена динамика филаментации остро сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения с миллиметровой апертурой пучка и определены условия, при которых возникающий до геометрического фокуса световой филамент способен существовать и после прохождения пучка через фокальную перетяжку. Получено полуэмпирическое соотношение, связывающее оптическую «силу» фокусировки и начальную мощность лазерного импульса (для  $P_0 \leq 350$  ГВт) и устанавливающее порог возникновения постфокальной филаментации излучения. При этом превышение данного порога увеличивает вероятность филаментации за фокусом линзы вне зависимости от самого режима филаментации пучка (одиночная/множественная).

Авторы выражают признательность сотрудникам ИПФ РАН Ю.А.Малькову и Д.И.Кулагину, сотрудникам ИОА СО РАН Д.В.Алексимову и В.К.Ошлакову за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения».

1. Berge L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. *Rep. Prog. Phys.*, **70**, 1633 (2007).
2. Couairon A., Myzyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
3. Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **39**, 205 (2009).
4. Shen Y.R., Boyd R.W., Lukishova S.G. (Eds) *Self-focusing: Past and Present* (Berlin: Springer, 2009).
5. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г. В кн.: *Нелинейная фемтосекундная оптика атмосферы* (Томск: Изд-во Ин-та оптики атмосферы СО РАН, 2010).
6. Fibich G., Sivan Y., Ehrlich Y., Louzon E., Fraenkel M., Eisenmann S., Katzir Y., Zigler A. *Opt. Express*, **14**, 4946 (2006).
7. Mechain G., Couairon A., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 035003 (2004).
8. Kandidov V.P., Akozbek N., Scalora M., Kosareva O.G., Nyakk A.V., Luo Q., Hosseini S.A., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **80**, 267 (2005).
9. Roskey D.E., Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M. *Appl. Phys. B*, **86**, 249 (2007).
10. Hao Z.-Q., Zhang J., Xi T.-T., Yuan X.H., Zheng Z.Y., Lu X., Yu M.Y., Li Y.T., et al. *Opt. Express*, **15**, 16102 (2007).
11. Mechain G., Amico C.D., Andre Y.B., Tzortzakis S., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Couairon A., Salmon E., Sauerbrey R. *Opt. Commun.*, **247**, 171 (2005).
12. Fedorov V.Y., Shlenov S.A., Kandidov V.P. *Eur. Phys. J. D*, **50**, 185 (2008).
13. Liu W., Theberge F., Daigle J.-F., Simrad P.T., Kamali Y., Xu H.L., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **85**, 55 (2006).
14. Шленов С.А., Марков А.И. *Квантовая электроника*, **39**, 658 (2009).
15. Кандидов В.П., Шленов С.А., Силаева Е.П., Дергачев А.А. *Оптика атмосферы и океана*, **23**, 873 (2010).
16. Talebpour A., Petit S., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **171**, 285 (1999).
17. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Сунчугашева Е.С. *ЖЭТФ*, **143**, 228 (2013).
18. Землянов А.А., Бульгин А.Д., Гейнц Ю.Э. *Оптика атмосферы и океана*, **24**, 839 (2011).
19. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. *Оптика атмосферы и океана*, **22**, 119 (2009).
20. Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **11**, 190 (1970).
21. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. *Оптика атмосферы и океана*, **25**, 745 (2012).