

# Постфиламентационное распространение мощных лазерных импульсов в воздухе в режиме узконаправленных световых каналов

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, А.А.Ионин, Д.В.Мокроусова,  
Л.В.Селезнев, Д.В.Синицын, Е.С.Сунчугашева

*Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований постфиламентационной стадии нелинейного распространения мощного импульсного излучения титан-сапфирового лазера в воздухе. Впервые получены экспериментальные зависимости угловой расходимости специфических пространственно локализованных высокоинтенсивных световых структур, наблюдающихся в пучке после его множественной филаментации (постфиламентационных каналов), при варьировании начальной фокусировки лазерного излучения и его энергии. Установлено, что угловая расходимость постфиламентационных каналов снижается с ростом энергии импульсов и уменьшением числовой апертуры пучка. Проведена качественная интерпретация экспериментальных зависимостей на основе модели дифракции бессель-гауссова пучка.*

**Ключевые слова:** ультракороткое лазерное излучение, самофокусировка, филаментация, постфиламентационное каналирование.

## 1. Введение

Филаментация является наиболее интересным режимом распространения мощного лазерного излучения в среде с оптической нелинейностью самофокусирующего (керровского) типа [1–3]. В процессе филаментации пучок излучения распадается на более тонкие нити – филаменты, которые имеют повышенную интенсивность и характеризуются стабильным поперечным размером на достаточно протяженной дистанции. В воздухе и в других прозрачных средах (вода, диэлектрики) пиковая интенсивность в филаменте может достигать десятков ТВт/см<sup>2</sup>, тогда как средний размер филамента составляет от единиц до сотен микрометров в зависимости от типа среды распространения и длины волны излучения [1]. Высокая интенсивность излучения в филаментах вызывает ионизацию молекул среды и приводит к появлению сопутствующих ему плазменных областей с характерной концентрацией свободных электронов  $10^{15}–10^{18}$  см<sup>-3</sup> [4], которые, в частности, являются причиной свечения среды в канале пучка в видимом диапазоне длин волн [5].

Область практического использования явления филаментации достаточно широка и охватывает к настоящему времени как вопросы лазерной технологии, например фемтосекундное микроструктурирование различных сред

и генерация сверхширокополосного излучения [6–8], так и атмосферно-оптические приложения, связанные с земным электричеством, с дистанционной диагностикой окружающей среды, а также с направленной передачей лазерной энергии [9–12].

Вместе с тем, как было впервые экспериментально установлено в [13], после прекращения филаментации излучения и плазмообразования в среде внутри лазерного пучка продолжают существовать пространственно локализованные световые структуры, обладающие достаточно высокой (несколько ТВт/см<sup>2</sup>) интенсивностью и anomalно низкой угловой расходимостью по сравнению с основным пучком. Это было названо авторами [13] новым режимом безыонизационного самоканалирования излучения. Первое физическое объяснение данного эффекта было предложено в [14] на основе представлений о самофильтрации пространственных мод лазерного пучка при его филаментации с последующим доминированием слабо расходящейся фундаментальной моды на постфиламентационной фазе эволюции.

Впоследствии был проведен ряд исследований [15–18], посвященных изучению характеристик постфиламентационного каналирования и физических механизмов, ответственных за его существование. В частности в работе [15] впервые приведены экспериментальные данные по углу расходимости наиболее интенсивной центральной области светового пучка после его филаментации в воздухе. По оценкам авторов этой работы расходимость «постфиламентационного пучка», который в дальнейшем, следуя [17], для определенности будем называть постфиламентационным каналом (ПФК), составила около 0.03 мрад, что оказалось почти на порядок меньше расходимости пучка в целом. Здесь же была представлена физическая модель ПФК как специфической световой структуры, которая образуется после распада филамента в результате дифракции оптического поля импульса на сфокусированном им плазменном сгустке, а поддерживается

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов. Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634021 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; e-mail: ygeints@iao.ru

А.А.Ионин, Л.В.Селезнев. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53;

Д.В.Мокроусова, Е.С.Сунчугашева. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9

Поступила в редакцию 9 июня 2016 г., после доработки – 30 сентября 2016 г.

продолжающимся фокусирующим действием керровской нелинейности на высокоинтенсивные области пучка.

Ключевая роль энергетической периферии (энергетического «резервуара») в поддержании направленности ПФК была отмечена в [16, 17] и косвенно подтверждена путем диафрагмирования интенсивной осевой части пучка на стадии его постфиламентационного распространения [17]. Несколько иная физическая картина безионизационного каналирования излучения была предложена в [18]: постфиламентация рассматривалась как результат кубической (керровской) самофокусировки светового канала, сбалансированной дефокусирующим действием высших нелинейностей.

Заметим, что интерес к режиму безионизационного самоканалирования пучка неслучаен и помимо научной составляющей связан с возможными перспективами практического использования интенсивного высоконаправленного излучения на километровых дистанциях в атмосфере, что приведет к существенному расширению «рабочей зоны» современных мощных фемтосекундных лазеров [19].

В этой связи важно знать, как зависят пространственные характеристики ПФК от начальных параметров лазерного излучения, в частности от его энергии и фокусировки. К настоящему времени, по нашим сведениям, в литературе таких данных нет. В нашей работе частично дан ответ на этот вопрос и представлены результаты лабораторных и численных экспериментов по исследованию угловой расходимости интенсивных световых каналов, сформировавшихся на стадии постфиламентационного распространения в воздухе фемтосекундных импульсов сфокусированного излучения титан-сапфирового лазера с различной энергией. Оказалось, что при увеличении начальной энергии (мощности) импульсов примерно на порядок угловая расходимость ПФК снижается в несколько раз. Аналогичная тенденция наблюдалась и при уменьшении числовой апертуры пучка. Физическими причинами наблюдаемых закономерностей постфиламентационного каналирования излучения мы считаем совместное действие керровской самофокусировки поля внутри высокоинтенсивного канала и дифракционного удержания окружающих канал низкоинтенсивных кольцевых областей, сформировавшихся при филаментации светового пучка.

## 2. Результаты и их обсуждение

Эксперименты проводились с лазерными импульсами, генерируемыми титан-сапфировой лазерной системой. Длительность импульса по полувысоте составляла 100 фс, центральная длина волны – 740 нм, частота следования импульсов – 10 Гц. После выхода из лазерной системы энергия импульсов изменялась бинарным дифракционным ослабителем, после которого импульсы плоским зеркалом направлялись на фокусирующее сферическое зеркало. В экспериментах использовались зеркала с фокусными расстояниями  $f$  от 18 до 295 см, что соответствовало числовым апертурам NA от 0.013 до  $8 \times 10^{-4}$ . По методике, описанной в [20], измерялся продольный профиль линейной концентрации  $\rho_e$  свободных электронов плазмы, образованной лазерным пучком в процессе его филаментации.

Характерный профиль  $\rho_e$ , полученный при фокусировке зеркалом  $s/f = 52$  см, показан на рис.1. В этом экспе-

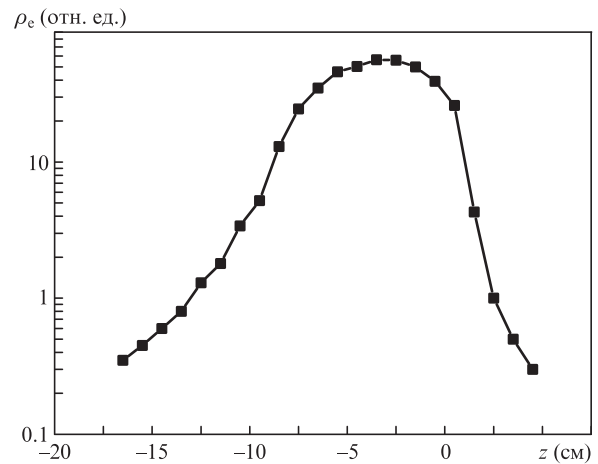


Рис.1. Продольный профиль линейной концентрации электронов плазмы  $\rho_e$ ;  $f = 52$  см,  $E_0 = 3.9$  мДж.

рименте плазма появлялась на расстоянии  $\sim 15$  см от линейного фокуса пучка (фокальная плоскость на рисунке соответствует точке  $z = 0$ ). Через несколько сантиметров после фокуса концентрация плазмы резко уменьшалась. На некотором расстоянии от линейного фокуса, за ним, помещалась система для регистрации поперечного распределения плотности энергии лазерного пучка, состоявшая из экрана и объектива, проецирующего изображение экрана на ПЗС-матрицу. Перемещение этой системы вдоль оси пучка позволяло получать поперечные профили лазерного пучка на различном расстоянии от линейного фокуса.

В качестве примера на рис.2,а,б представлены поперечные профили лазерного пучка с начальным радиусом  $R_0 = 2.3$  мм, сфокусированного зеркалом с  $s/f = 52$  см ( $NA = 4 \times 10^{-3}$ ) в воздухе, на различных расстояниях от линейного фокуса. Начальная энергия  $E_0$  импульса излучения составляла 3.9 мДж, что соответствовало примерно десятикратному превышению пиковой мощности импульса  $P_0$  над критической мощностью самофокусировки  $P_{cr} = 3$  ГВт на данной длине волны. Размер каждого изображения  $16 \times 12$  мм.

Видно, что по мере удаления от фокуса растет внешний размер пучка, а также становится более отчетливым пространственное разделение «горячих зон». На расстоянии  $z = 125$  см (рис.2,а) в структуре пучка можно отчетливо различить четыре такие зоны, т.е. ПФК с примерно одинаковым круговым поперечным сечением. Дальнейшее распространение пучка ( $z = 230$  см, рис.2,б) приводит к снижению в этих ПФК плотности энергии. Каналы расположены внутри пучка, который имеет достаточно резко очерченные границы, и окружены несколькими кольцами, возникшими в результате последовательных рефокусировок импульса в зоне филаментации.

Для получения количественной информации об угловой расходимости ПФК был проведен детальный анализ поперечных профилей энергии при помощи созданного нами программного модуля. Результат анализа представлен на рис.2,в в виде зависимости среднеквадратичного (эффективного) радиуса всего пучка  $R_b$  и радиуса ПФК  $r_c$ , усредненного по всем выделенным каналам, от дистанции.

Обращают на себя внимание несколько моментов. Во-первых, при удалении от фокуса пучка происходит увеличение как размера всего пучка, так и радиуса каналов. Во-вторых, очевиден факт отмечаемого в [13–18] значи-



Рис.2. Распределения поперечного профиля плотности энергии излучения с  $E_0 = 3.9$  мДж на расстояниях от линейного фокуса пучка  $z = 125$  (а) и 230 см (б) при  $f = 52$  см; в – зависимости эффективного радиуса всего пучка  $R_b$  (1) и ПФК  $r_c$  (2) от расстояния от линейного фокуса  $z$ .

тельного снижения расходимости ПФК по сравнению с расходимостью всего пучка (различие в углах наклона). И наконец, сама зависимость радиуса канала от расстояния носит практически линейный характер. Последнее обстоятельство позволяет представить зависимость  $r_c(z)$  линейной функцией:  $r_c(z) = r_{c0} + \gamma_c z$ , где  $r_{c0}$  – некоторый начальный радиус ПФК, а  $\gamma_c$  – его угловая расходимость. Так, для случая, показанного на рис.2,в, данный параметр составляет примерно 0.07 мрад, при том что расходимость всего пучка после области филаментации почти в тридцать раз выше:  $\gamma_b = 1.8$  мрад.

Рассмотрим влияние начальной мощности лазерного импульса на пространственную эволюцию формирующихся ПФК. Поперечный профиль лазерного пучка, измеренный на одном и том же расстоянии от линейного фокуса зеркала с  $f = 110$  см, показан на рис.3,а–в. Каждое из этих изображений получено при различной энергии импульса. Видно, что с ростом энергии излучения, во-первых, внешний размер лазерного пучка в плоскости измерения увеличивается, т.е. расходимость пучка в целом растет. Во-вторых, сформированный внутри пучка ПФК становится более компактным и интенсивность в нем растет. Кроме того, при максимальной энергии импульса (3.9 мДж) таких каналов уже три. Зависимости размеров пучка и ПФК от параметра  $E_0$  приведены на рис.3,г.

На рис.4 показаны зависимости угловой расходимости каналов  $\gamma_c$  и всего пучка  $\gamma_b$  от энергии излучения. Для удобства анализа все величины были нормированы на параметр расходимости пучка с докритической мощностью  $E_0 = 0.1$  мДж, что фактически соответствует расходимости сфокусированного излучения в вакууме:  $\gamma_0 = \gamma_d \sqrt{(M^2)^2 + (L_d/f)^2}$ , где  $M^2$  – параметр качества пучка;  $\gamma_d$  – угловая расходимость;  $L_d$  – длина дифракции коллимированного гауссова пучка.

Основной вывод из представленных на рис.3 и 4 данных заключается в диаметрально противоположном характере поведения расходимостей пучка и ПФК при изменении энергии импульса:  $\gamma_b$  с увеличением  $E_0$  возрастает, а  $\gamma_c$ , наоборот, убывает. Что касается роста расходи-

мости всего пучка после области филаментации при увеличении его мощности (энергии), то, как показано в [21], это связано с aberrациями изначально гладкого профиля излучения вследствие появления кольцевых структур, окружающих отдельные филаменты. Чем выше мощность импульса, тем больше образуется колец и тем больше будет финальная расходимость такого искаженного пучка в целом.

Для постфиламентационных каналов тенденция обратная [15], причем их расходимость оказывается всегда ниже, чем расходимость излучения при линейном распространении. Причина этого, как уже было отмечено, в кубической оптической нелинейности воздуха, которая наиболее эффективно воздействует на те области пучка, где выше интенсивность, т.е. на зону ПФК. Действительно, простой численный эксперимент с «отключением» в программном коде эффекта Керра сразу после окончания филаментации импульса приводит к уравниванию расходимостей  $\gamma_b$  и  $\gamma_c$ .

Однако действием одного только эффекта Керра объяснить наблюдающуюся на рис.4,б тенденцию к падению расходимости каналов с повышением  $E_0$  не удастся, поскольку интенсивность в филаментах, которые и дают старт ПФК, ограничена по амплитуде [1] и имеет приблизительно одно и то же значение при любой мощности излучения. Очевидно, причину энергетической зависимости расходимости каналов нужно искать в самом поперечном профиле пучка, который в постфиламентационной области оказывается различным для импульсов с разной мощностью. Это хорошо видно из рис.5, где представлены распределения плотности энергии излучения  $w$  вдоль одной из поперечных осей, рассчитанные для двух случаев с различной мощностью импульса. Излучение было сфокусировано на дистанции 25 см, а профили построены для  $z = 45$  см. Значения  $w$  нормированы на свой максимум  $w_{max}$ , который в каждом случае был различен.

Из рис.5 следует, что пространственный профиль плотности энергии пучка представляет собой центральный пик, который окружен системой колец, образованных ин-

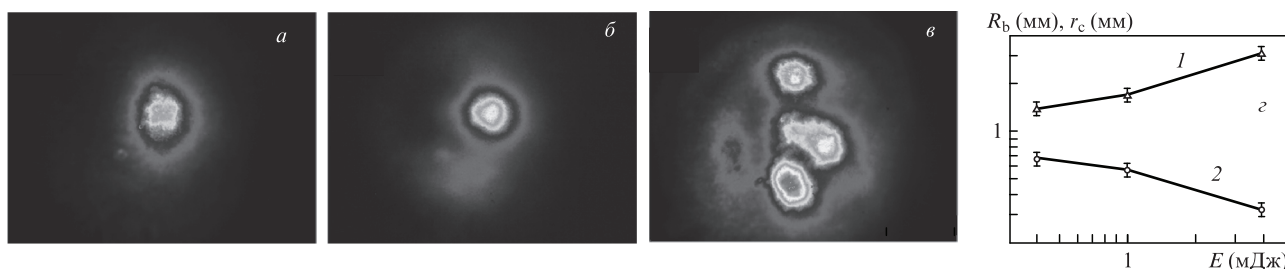


Рис.3. Распределения поперечного профиля плотности энергии излучения с  $f = 110$  см на расстоянии  $z = 385$  см от фокуса при  $E_0 = 0.4$  (а), 1.0 (б) и 3.9 мДж (в); г – зависимости эффективного радиуса всего пучка  $R_b$  (1) и ПФК  $r_c$  (2) от энергии импульса  $E$ .

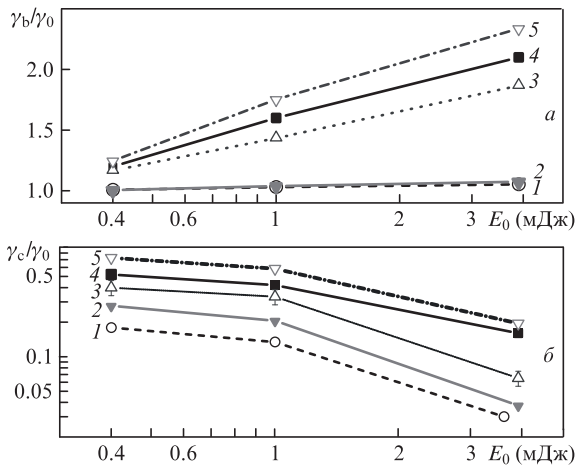


Рис.4. Экспериментальные зависимости нормированных угловых расходимостей всего пучка  $\gamma_b$  (а) и ПФК  $\gamma_c$  (б) от начальной энергии импульса при  $f = 18$  (1), 25 (2), 52 (3), 108 (4) и 295 см (5).

терференцией полей периферии пучка и зонами филаментов при последовательных рефокусировках импульса [22, 23]. Видно, что на одной и той же дистанции распространения маломощный импульс формирует центральный максимум большего сечения и с меньшим числом окружающих его колец, чем импульс с мощностью, равной десяти критическим.

Хорошим приближением к подобному распределению является профиль бессель-гауссова (БГ) пучка [24], который характеризуется тем, что его дифракция «начинается» не с центрального максимума интенсивности, как в гауссовом пучке, а с периферии. БГ пучок имеет два характерных пространственных масштаба: радиус осевой, наиболее интенсивной части (внутренний размер), и радиус пучка в целом с учетом колец (внешний размер). Во время свободной дифракции БГ пучка эти размеры увеличиваются, но с разной скоростью.

В рамках модели дифракции БГ пучка увеличение числа внешних колец вокруг центрального максимума, как на рис.5,б, изменяет расходимость излучения, увеличивая скорость роста его внешнего радиуса и одновременно снижая темп уширения его внутренней части. Это в определенной степени моделирует ситуацию с расходимостью ПФК (рис.4,б) при учете известного факта увеличения числа колец в распределении плотности энергии вокруг филамента с ростом энергии импульса [22]. Поэтому можно утверждать, что наличие системы внешних колец, осуществляющих дифракционное удержание высокоинтенсивной части пучка, является необходимым для поддержания каналированного распространения излучения на постфиламентационной стадии.

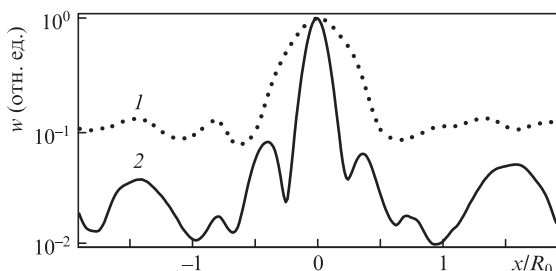


Рис.5. Поперечный профиль нормированной плотности энергии импульса  $w$  при  $P_0/P_{cr} = 2$  (1) и 10 (2).

Для экспериментальной проверки данной гипотезы один из сформировавшихся после филаментации световых каналов при помощи круговой диафрагмы вырезался из лазерного пучка, и затем проводилась регистрация изменения его размера вдоль дистанции распространения. Диаметр диафрагмы и ее позиция подбирались такими, чтобы гарантированно отсечь кольцевую структуру вокруг ПФК. Результаты сравнения динамики изолированного ПФК и этого же канала в составе пучка (без диафрагмы) приведены на рис.6 в виде зависимости полного размера канала  $D_c$ , определенного по уровню 0.1 в поперечном распределении плотности световой энергии, от дистанции, которая отсчитывалась от диафрагмы диаметром 1.6 мм, помещенной за фокальной перетяжкой на расстоянии  $z_D = 35$  см от нее. Из рис.6 следует, что удаление у ПФК периферийной кольцевой структуры приводит к практически полуторакратному повышению его угловой расходимости.

Необходимо отметить, что представленные на рис.4,б данные по угловой расходимости ПФК получены в диапазоне энергий импульса излучения  $0.4 \text{ мДж} < E_0 < 4 \text{ мДж}$ . Для импульсов с большей энергией следует ожидать дальнейшего уменьшения расходимости ПФК. Вместе с тем сам темп этой тенденции, очевидно, будет снижаться, прежде всего вследствие увеличения общего числа каналов, сформировавшихся на постфиламентационном участке распространения излучения. Это неизбежно приведет к усилению дифракционного взаимодействия как самих ПФК, так и окружающих их кольцевых структур. Данный вопрос, однако, потребует в будущем отдельного рассмотрения.

На рис.7 показаны угловая расходимость ПФК и порог множественного каналирования в зависимости от числовой апертуры NA сфокусированного пучка. Видно, что кроме зависимости угловых расходимостей от энергии импульса здесь прослеживается еще и вполне определенная зависимость от фокусировки пучка. Увеличение числовой апертуры фокусировки приводит к лучшей локализации ПФК относительно всего пучка. Так, для наибольшего значения числовой апертуры ( $NA = 0.013$ ) отношение расходимостей пучка и канала,  $\gamma_b/\gamma_c$ , в зависимости от начальной энергии импульса составляет от трех до тридцати. В то же время при самой мягкой фокусировке это отношение изменяется примерно от двух до десяти. Однако в абсолютных значениях расходимость ПФК возрастает с увеличением NA (рис.7,а) для всех рассмотренных значений энергии излучения. Это указывает на то, что расходимость ПФК не является инвариантом и зависит от степени фокусировки пучка.

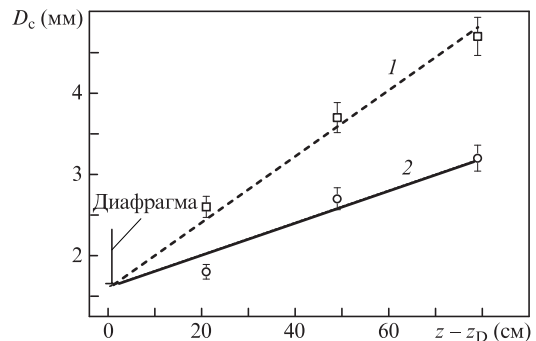


Рис.6. Зависимости диаметров изолированного ПФК (1) и этого же канала в составе пучка (2) от расстояния при  $E_0 = 1.4 \text{ мДж}$  и  $f = 52 \text{ см}$ .



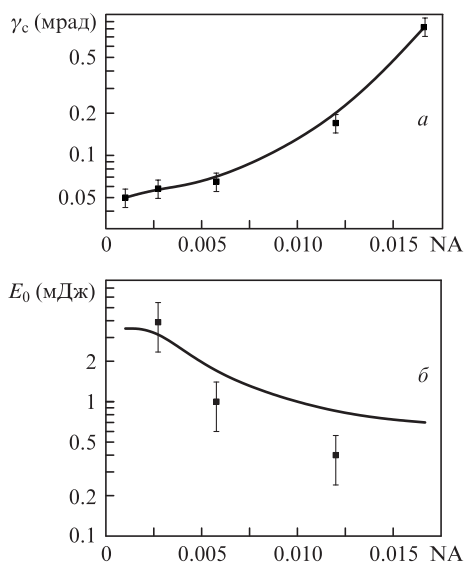


Рис.7. Зависимости угловой расходимости ПФК при  $E_0 = 3.9$  мДж (а) и порога множественной филаментации (б) в от числовой апертуры сфокусированного пучка NA; точки – эксперимент, сплошные кривые – численное моделирование.

Интересно, что с изменением числовой апертуры фокусировки изменяется также и число каналов, наблюдаемых в дальней зоне. При относительно острых фокусировках ( $NA > 0.004$ ) уже при двукратном превышении мощности импульса над критическим значением внутри пучка формируются два и более ПФК, что свидетельствует о наличии в зоне фокуса нескольких филаментов. В условиях слабосфокусированного излучения, наоборот, даже для импульса, мощность которого равна десяти критическим, в распределении плотности световой энергии наблюдается только один интенсивный канал. Это позволяет считать, что в данном случае либо не был преодолен некий «порог» множественной филаментации (МФ) пучка, либо МФ была, но сформировавшиеся из филаментов каналы имели существенно разную интенсивность и в зоне наблюдения отчетливо фиксировался только один из них. Достаточно большой разброс данных здесь связан с тем, что в экспериментах энергия импульса изменялась ступенчато, поэтому не было возможности точно определить искомый «порог».

Для исследования этого вопроса была проведена серия численных расчетов процесса МФ сфокусированного лазерного излучения в воздухе по методике, подробно описанной в нашей работе [25]. В численных экспериментах решалось уравнение квазиоптики для комплексной огибающей напряженности электрического поля световой волны с учетом нелинейности среды (нелинейное уравнение Шредингера). Модель оптической нелинейности воздуха включала в себя мгновенную и инерционную составляющие эффекта Керра, нелинейность высших порядков (насыщение керровской нелинейности), изменение комплексного показателя преломления среды вследствие фотоионизации молекул воздуха и образования газа свободных электронов. Линейная часть уравнения описывала дисперсию групповой скорости лазерного импульса и дифракцию пучка при феноменологическом учете непараксиального характера сфокусированного распространения пучка [26]. Для расчета динамики концентрации свободных электронов  $\rho_e$  в канале пучка исполь-

зовалось соответствующее скоростное уравнение, учитывающее комбинированный (многофотонный/туннельный) механизм ионизации атомов газовых составляющих атмосферного воздуха (азот, кислород). Результаты численного моделирования для параметров исходного импульса излучения, соответствующих экспериментам, представлены на рис.7 сплошными кривыми и демонстрируют хорошее согласие с экспериментальными данными.

Основными причинами МФ в воздухе атмосферного давления на относительно коротких (метровых) трассах являются неидеальность (неуниmodalность) поперечного амплитудно-фазового профиля светового поля самого лазерного пучка на выходе формирующей излучение системы. Сама МФ развивается из неоднородности амплитуды или фазы, если эти неоднородности переносят мощность выше  $P_{cr}$  [27]. Поэтому, если пучок имеет мощность порядка нескольких критических мощностей, то в принципе могут organizоваться и несколько филаментов.

В наших экспериментах профиль лазерного пучка хотя и имел эллиптическое сечение, был достаточно близок к униmodalному и характеризовался хорошим параметром качества ( $M^2 \sim 2$ ). Это предопределило преимущественное развитие самофокусировки главного, центрального, максимума интенсивности пучка и доминирование этого максимума на постфиламентационной стадии. Расчеты показывают, что для слабосфокусированного излучения, например для изображенного на рис.8 случая с  $f = 295$  см ( $NA = 8 \times 10^{-4}$ ), уже при мощности импульса  $P_0 > 5P_{cr}$  в области фокуса могут формироваться одновременно несколько филаментов (процедура подсчета числа филаментов  $n_f$  подробно описана в [28]). При этом, однако, к концу зоны филаментации остается только один из них. Именно он эволюционирует в одиночный ПФК.

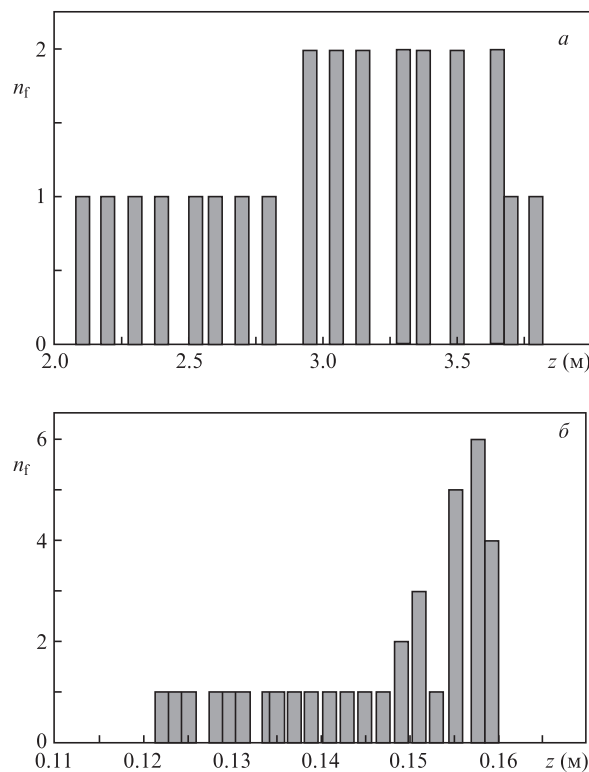


Рис.8. Количество образующихся филаментов  $n_f$  вдоль дистанции распространения лазерного импульса с  $P_0 = 5P_{cr}$  при  $f = 295$  (а) и 15 см (б) ( $NA = 8 \times 10^{-4}$  и 0.015 соответственно).

Если обратиться теперь к случаю острой фокусировки излучения, показанному на рис.8,б, то здесь филаментация заканчивается при числе филаментов, равном четырем, и как раз четыре ярких ПФК видны на профилях плотности энергии пучка (см. рис.2,б).

Это говорит о том, что исходно низкая расходимость слабосфокусированного пучка способствует активному взаимодействию (конкуренции [29]) отдельных филаментов в фокальной перетяжке, вследствие чего остаются только самые интенсивные, как правило, приосевые филаменты. При острой фокусировке излучения из-за резкого сокращения протяженности области филаментации отдельные филаменты не успевают оказать заметного влияния друг от друга. Это приводит к появлению изолированных световых безыонизационных каналов в поперечном профиле пучка на стадии постфиламентационного распространения.

### 3. Заключение

В работе рассмотрена постфиламентационная эволюция мощного лазерного импульсного ИК излучения при его самофокусировке в воздухе. Основное внимание уделено изучению характеристик интенсивных пространственно локализованных световых структур, формирующихся внутри пучка после прекращения филаментации, – так называемых постфиламентационных каналов. Впервые представлены экспериментальные данные о зависимости угловой расходимости, а также количества формирующихся интенсивных постфиламентационных каналов от энергии импульса и степени его фокусировки.

Результаты проведенных исследований подтверждают существующую физическую модель [13–15] безыонизационного каналирования мощного лазерного излучения на стадии его постфиламентационного распространения, когда высокая направленность наиболее интенсивной части пучка (ПФК) обеспечивается фокусирующей керровской нелинейностью среды и одновременно дифракционно поддерживается специфическим пространственным распределением энергии пучка в виде системы концентрических колец, окружающих каналы. Установлено, что ПФК демонстрируют близкий к линейному рост своего размера с дистанцией, а их угловая расходимость снижается с увеличением фокусного расстояния направляющей системы и с ростом энергии импульса. Данный факт может быть качественно объяснен в рамках модели дифракции бессель-гауссова пучка увеличением числа внешних колец, удерживающих «бездифракционное» распространение его осевой части. Минимальное значение расходимости постфиламентационных каналов, зафиксированное в настоящих экспериментах, составило  $\sim 0.05$  мрад при наиболее мягкой фокусировке пучка ( $f = 295$  см) и мощности импульса, десятикратно превышающей критическую мощность самофокусировки в воздухе.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (Соглашения 15-17-10001 и

16-17-10128), а также при поддержке стипендиальной программы УНК ФИАН.

- Shen Y.R., Boyd R.W., Lukishova S.G. (Eds). *Self-focusing: Past and Present* (New York: Springer, 2009).
- Houard A., Liu Y., Mysyrowicz A. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 497, 012001 (2014).
- Чекалин С.В., Кандидов В.П. *ВФН*, **183**, 133 (2013).
- Tzortzakis S., Prade B., Franco M., Mysyrowicz A., *Opt. Commun.*, **181**, 123 (2000).
- Ilyin A.A., Golik S.S., Shmirko K.A. *Spectrochim. Acta Part B*, **112**, 16 (2015).
- Couairon A., Chakraborty H.S., Gaarde M.B. *Phys. Rev. A*, **77**, 053814 (2008).
- Kiselev D., Woeste L., Wolf J.-P. *Appl. Phys. B*, **100**, 515 (2010).
- Ionin A.A., Kudryashov S.I., Mikhin K.E., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V. *Laser Phys.*, **20**, 1778 (2010).
- Woste L., Wedekind C., Wille H., Rairoux P., Stein B., Nikolov S., Werner Ch., Niedermeier S., Schillinger H., Sauerbrey R. *Laser Optoelektron.*, **29**, 51 (1997).
- Rodriguez M., Bourayou R., Méjean G., Kasparian J., Yu J., Salmon E., Scholz A., Stecklum B., Eisloffel J., Laux U., Hatzes A.P., Sauerbrey R., Wöste L., Wolf J.-P. *Phys. Rev. E*, **69**, 036607 (2004).
- Ackermann R., Méchain G., Méjean G., Bourayou R., Rodriguez M., Stelmaszczyk K., Kasparian J., Yu J., Salmon E., Tzortzakis S., André Y.-B., Bourrillon J.-F., Tamin L., Cascelli J.-P., Campo C., Davoise C., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wöste L., Wolf J.-P. *Appl. Phys. B*, **82**, 561 (2006).
- Durand M., Houard A., Prade B., Mysyrowicz A., Durécu A., Moreau B., Fleury D., Vasseur O., Borchert H., Diener K., Schmitt R., Théberge F., Chateaufneuf M., Daigle J.-F., Dubois J. *Opt. Express*, **21**, 26836 (2013).
- Méchain G., Couairon A., André Y.-B., D'Amico C., Franco M., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A., Sauerbrey R. *Appl. Phys. B*, **79**, 379 (2004).
- Chen Y., Théberge F., Kosareva O., Panov N., Kandidov V.P., Chin S.L. *Opt. Lett.*, **32**, 3477 (2007).
- Daigle J.-F., Kosareva O., Panov N., Wang T.-J., Hosseini S., Yuan S., Roy G., Chin S.L. *Opt. Commun.* **284**, 3601 (2011).
- Daigle J.-F., Wang T.-J., Hosseini S., Yuan S., Roy G., Chin S.L. *Appl. Opt.*, **50**, 6234 (2011).
- Gao H., Liu W., Chin S.L. *Laser Phys.*, **24**, 055301 (2014).
- Zhelitikov A., Mitrofanov A., Voronin A., Sidorov-Biryukov D., Fedotov A., Baltuska A., Pugzlys A., Flöry T., Andriukaitis G., Panchenko V., Mikhailova J. *Opt. Lett.*, **39**, 4659 (2014).
- Durand M., Houard A., Prade B., Mysyrowicz A., Durécu A., Moreau B., Fleury D., Vasseur O., Borchert H., Diener K., Schmitt R., Théberge F., Chateaufneuf M., Daigle J.F., Dubois J. *Opt. Express*, **21**, 26836 (2013).
- Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Ионин А.А., Мокроусова Д.В., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Сунчугашева Е.С. *Квантовая электроника*, **45**, 321 (2015).
- Землянов А.А., Бульгин А.Д., Гейнц Ю.Э. *Оптика атмосферы и океана*, **26**, 350 (2013).
- Chin S.L., Akozbek N., Proulx A., Petit S., Bowden C.M. *Opt. Commun.*, **188**, 181 (2001).
- Zemlyanov A.A., Geints Y.E. *EPJ D*, **42**, 349 (2006).
- Gori F., Guattari G., Padovani C. *Opt. Commun.*, **64**, 491 (1987).
- Гейнц Ю.Э., Голик С.С., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г. *Квантовая электроника*, **44**, 489 (2014).
- Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. *Оптика атмосферы и океана*, **25**, 745 (2012).
- Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).
- Гейнц Ю.Э., Голик С.С., Землянов А.А., Кабанов А.М., Петров А.В. *Квантовая электроника*, **46**, 133 (2016).
- Chin S.L., Petit S., Liu W., Iwasaki A., Nadeau M.-C., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Andrianov K.Yu. *Opt. Commun.*, **210**, 329 (2002).