

# Филаментация фемтосекундного излучения хром-форстеритового лазера в воздухе

М.Б.Агранат, В.П.Кандидов, П.С.Комаров, А.В.Овчинников, В.Ю.Федоров

*Экспериментально и теоретически исследована филаментация в воздухе фемтосекундного лазерного излучения хром-форстеритового лазера на длине волны 1.24 мкм. Зарегистрировано уменьшение поперечного размера лазерного пучка в процессе филаментации. Проведен сравнительный анализ параметров филамента, образованного излучениями хром-форстеритового и титан-сапфирового лазеров. Показано, что при одинаковых начальных параметрах импульса, филамент, формируемый излучением хром-форстеритового лазера, образуется на большем расстоянии и содержит в себе большее количество энергии, чем филамент, формируемый излучением титан-сапфирового лазера.*

**Ключевые слова:** хром-форстерит, фемтосекундные импульсы, филаментация.

## 1. Введение

Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения в прозрачных средах представляет большой интерес как для фундаментальных исследований, так и для практических приложений. Пространственно-временная локализация световой энергии в протяженном филаменте сопровождается образованием лазерной плазмы, генерацией суперконтинуума, усилением нелинейно-оптического взаимодействия излучения со средой. Уникальные свойства филаментации качественно расширяют область применения лазерных методов в научных исследованиях и открывают новые возможности для фемтосекундных лазерных технологий в атмосферной оптике, микрооптике и других приложениях [1–5]. Фемтосекундный лидар, в котором широкополосным источником направленного излучения является суперконтинуум филамента, сочетает в себе преимущества времяразрешенного зондирования и дифференциальной спектроскопии поглощения. Флуоресцентная спектроскопия при многофотонном возбуждении интенсивным полем филамента позволяет осуществлять дистанционное зондирование загрязняющих примесей в атмосфере [6, 7], а эмиссионная спектроскопия при генерации плазмы филамента на поверхности мишени – определять элементный состав удаленных объектов [8, 9]. Плазменный канал филамента рассматривается как средство для дистанционного управления высоковольтным разрядом, в частности для стока атмосферного электричества [10, 11]. Фотоиндуцированная микромодификация диэлектрической среды филаментом представляет собой новый метод записи волноводов, ответвителей, дифракционных решеток и других элементов микрооптики в оптических материалах

[12]. Применение филаментации в конкретной лазерной технологии накладывает определенные требования на параметры филамента и, следовательно, фемтосекундного лазерного излучения. Так, в настоящее время активно исследуется влияние начальной фазовой модуляции и фокусировки излучения на эффективность генерации суперконтинуума [13], на формирование плазменных каналов [14] и на положение филамента в пространстве [15] при распространении импульса на протяженных атмосферных трассах.

Явление филаментации исследуется экспериментально и теоретически в основном на длине волны  $\lambda = 800$  нм наиболее распространенных фемтосекундных лазеров с выходным усилителем на кристалле титан-сапфира [2–4]. В экспериментах по филаментации в воздухе излучения с длинами волн в видимой и УФ областях спектра используются вторая гармоника излучения неодимового лазера, вторая и третья гармоники титан-сапфирового лазера, излучение эксимерных лазеров. Наблюдалась протяженная филаментация в воздухе субпикосекундного импульсного излучения лазеров на неодимовом стекле мощностью 40 ГВт [16] и 32 ТВт [17]. Генерация третьей гармоники в воздухе зарегистрирована при филаментации излучения на  $\lambda = 1.54$  мкм, полученного при параметрическом преобразовании излучения титан-сапфирового лазера [18].

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований филаментации в воздухе фемтосекундного излучения хром-форстеритового лазера на  $\lambda = 1.24$  мкм. Определены плотность энергии в филаменте и его радиус. Дан сравнительный анализ параметров филамента при его формировании излучениями хром-форстеритового и титан-сапфирового лазеров.

## 2. Экспериментальная установка

Эксперимент проводился с использованием фемтосекундной хром-форстеритовой лазерной системы, созданной в ОИВТ РАН [19]. Задающий генератор с Z-образным резонатором формирует фемтосекундные импуль-

М.Б.Агранат, П.С.Комаров, А.В.Овчинников. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2; e-mail: ovch2006@rambler.ru

В.П.Кандидов, В.Ю.Федоров. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: kandidov@phys.msu.ru

сы излучения на  $\lambda = 1.24$  мкм с шириной спектра 50 нм по уровню 0.5 от максимальной интенсивности. Средняя мощность оптического излучения на выходе составляет до 200 мВт, а энергия отдельного импульса достигает 2.3 нДж. Для усиления фемтосекундного лазерного импульса применяется метод усиления chirпированных импульсов. В хром-форстеритовой лазерной системе используется оптическая схема стретчера с одной дифракционной решеткой, которая обеспечивает увеличение длительности импульса в  $10^3$  раз. Эффективность стретчера (отношение энергии импульса на выходе к энергии на входе) равна  $\sim 60\%$ .

В качестве первого каскада усиления применяется регенеративный усилитель (РУ) с кольцевой оптической схемой резонатора [20]. Достоинством используемой кольцевой схемы резонатора РУ по сравнению с широко распространенной линейной схемой является отсутствие оптической развязки между усилителем и задающим генератором, которым обычно служит ячейка Фарадея. При этом излучение РУ с кольцевым резонатором имеет вдвое лучший контраст по сравнению с РУ с линейным резонатором [21]. Максимальное усиление импульса в РУ достигается за 46–48 проходов через активную среду, после чего импульс выводится из резонатора с помощью управляемой ячейки Поккельса. Энергия светового импульса увеличивается от 1.4 нДж до 400 мкДж, что соответствует коэффициенту усиления  $3 \times 10^5$ . Контраст по интенсивности, определяемый из соотношения амплитуд основного импульса и предимпульсов, выходящих из РУ, составляет  $\sim 10^3$ . Для получения эффективного усиления одиночного импульса в последующих каскадах усиления и обеспечения более высокого контраста, необходимого для мощных фемтосекундных лазерных систем, после РУ используется схема улучшения контраста, состоящая из двух скрещенных поляризаторов и ячейки Поккельса, расположенной между ними. Эта схема позволяет на три порядка улучшить контраст по интенсивности между основным импульсом и предимпульсами.

Для дальнейшего увеличения выходной энергии импульса применяются три многопроходных усилителя, накачка которых осуществляется двумя импульсными лазерами на  $\lambda = 1.064$  мкм, работающими в режиме модуляции добротности с энергией 600 мДж и длительностью импульса 10 нс. После многопроходных усилителей энергия импульса достигает 115 мДж. Усиленный фазово-модулированный импульс сжимается временным компрессором, собранным по оптической схеме с двумя дифракционными решетками (600 штр./мм) размером  $100 \times 120$  мм. Перед компрессором устанавливается телескоп с трехкратным увеличением, который позволяет получить плотность энергии на дифракционных решетках до 100 мДж/см<sup>2</sup>. Эффективность компрессора равна 77%. Импульсное излучение на выходе лазерной системы имеет длину волны 1.24 мкм, длительность  $96 \pm 10$  фс (по уровню  $e^{-1}$ ), энергию до 90 мДж. Частота генерации импульсов составляет не более 10 Гц. Система позволяет получать одиночные импульсы с ручным запуском или с запуском от задающего генератора.

Схема экспериментальной установки для исследования филаментации лазерного излучения приведена на рис.1. Для наблюдения филамента на расстояниях, доступных в лабораторных условиях, на выходе лазерной системы устанавливался телескоп 2, который уменьшал исходный радиус пучка от 6 до 1.4 мм. На фиксированных

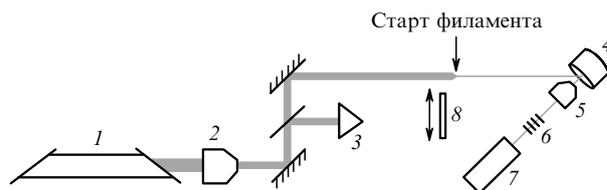


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – лазер; 2 – телескоп; 3 – фотодиод (измеритель энергии); 4 – стеклянная пластинка; 5 – микрообъектив; 6 – нейтральные фильтры; 7 – CCD-камера; 8 – пробная пластинка.

расстояниях после телескопа располагался измерительный стенд для регистрации распределения плотности энергии в поперечном сечении пучка при изменении энергии импульса. Поскольку плотность энергии в филаменте превышает порог разрушения поверхности непрозрачных экранов, для получения его изображения в плоскости поперечного сечения использовалось френелевское отражение от внешней поверхности плоской стеклянной пластинки 4. Это позволило уменьшить плотность энергии излучения до значений, при которых не происходит разрушения оптических элементов измерительной аппаратуры. При этом выбиралась пластинка достаточно большой толщины, чтобы излучение, отраженное от ее второй грани, не попадало на CCD-камеру. Изображение поверхности пластинки увеличивалось микрообъективом 5 (План, ЛОМО, Санкт-Петербург, Россия). Затем отраженное излучение пропускать через систему нейтральных фильтров 6 и поступало на CCD-камеру 7 (SensiCam SVGA, PCO AG, Kelheim, Germany). Чтобы избежать внешней засветки, вплотную к CCD-камере стоял фильтр, пропускающий излучение только ИК области спектра. Калиброванные нейтральные фильтры, расположенные за микрообъективом, подбирались такими, чтобы полностью использовать динамический диапазон CCD-камеры. В эксперименте использовался режим одиночного импульса, и при регистрации распределения плотности энергии в сечении пучка измерялась также энергия импульса с помощью калиброванного германиевого фотодиода 3.

### 3. Особенности регистрации филамента, созданного излучением на $\lambda = 1.24$ мкм

В этом случае обнаружить в воздухе зарождение филамента без специального оборудования достаточно проблематично. Рассеянное вбок излучение не видно невооруженным глазом, и его энергия слишком мала для регистрации ИК прибором наблюдения. Концентрация электронов в наведенной лазерной плазме мала, и свечение при ее рекомбинации сложно зарегистрировать. Излучение суперконтинуума имеет малый угол расходимости, и расстояние, на котором наблюдаются цветные кольца конической эмиссии, находится значительно дальше точки зарождения филамента. Нелинейное насыщение ИК визуализатора высокоинтенсивным излучением филамента и разрушение непрозрачного экрана, расположенного на пути излучения, не позволяют определить положение, соответствующее началу (старту) филамента.

Для обнаружения места зарождения филамента в эксперименте мы использовали пробную стеклянную пластинку, которую вводили в пучок при настройке стенда. В стекле филаментация развивается на значительно мень-

ших расстояниях, чем в воздухе, и угол расходимости излучения конической эмиссии много больше. Пробная пластинка помещается в пучок непосредственно перед зарождением филамента в воздухе, что приводит к образованию филамента в этой пластинке и сопровождается сильно расходящейся конической эмиссией суперконтинуума, отчетливо наблюдаемого невооруженным глазом. Таким образом, перемещая стеклянную пластинку вдоль оси распространения излучения, можно однозначно локализовать положение старта филамента по излучению суперконтинуума, образующегося непосредственно за пластинкой. При этом с уменьшением толщины пластинки повышается точность определения расстояния до старта филамента. Так, при использовании стеклянной пластинки толщиной 1 мм, систематическая погрешность в оценке снизу расстояния до места зарождения филамента в воздухе составляет не более 1 м.

Для регистрации излучения хром-форстеритового лазера использовалась CCD-камера видимого диапазона, в которой сигнал возникает вследствие многофотонного поглощения ИК излучения. Для калибровки CCD-камеры широкий пучок излучения с малой энергией импульса на выходе лазерной системы направлялся непосредственно на матрицу камеры. На рис.2 приведена зависимость максимального по сечению пучка сигнала с CCD-камеры  $S_{\max}$  от энергии импульса  $W$ . Можно показать, что эти величины связаны следующим соотношением:

$$S_{\max} = AW^K, \quad (1)$$

где  $A$  – аппаратная функция измерительного тракта, зависящая от коэффициента передачи оптического излучения и форм-факторов лазерного импульса в пространстве и во времени. Таким образом, угол наклона зависимости  $S_{\max}(W)$  в логарифмическом масштабе определяет порядок многофотонности  $K$  процесса поглощения в матрице CCD-камеры. Прямая линия, соответствующая функции  $S_{\max} = \text{const} \cdot W^2$ , близка к экспериментальной, что позволяет сделать вывод о квадратичном отклике используемой CCD-камеры на излучение с  $\lambda = 1.24$  мкм.

При количественной обработке результатов измерений использовались паспортные данные CCD-камеры, согласно которым площадь  $\Delta s$  области на поверхности пластинки, соответствующая одному пикселю, составляет  $3.125 \times 3.125$  мкм<sup>2</sup>. В результате проведенной калибровки CCD-камеры получено выражение, которое позволяет рассчитать пиковую плотность энергии импульса  $F_{\max}$  по его энергии  $W$  и распределению сигнала  $S_{ij}$ , зарегистрированному в пикселях CCD-камеры:

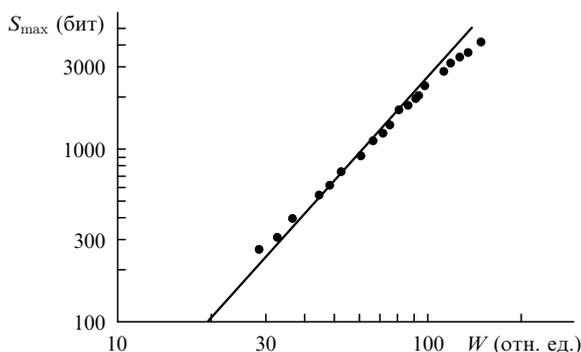


Рис.2. Зависимость максимального сигнала с CCD-камеры  $S_{\max}$  от энергии импульса  $W$ . Точки – результаты измерения, сплошная линия – квадратичная аппроксимация.

$$F_{\max} = W \left[ \sum_{ij} (S_{ij}/S_{\max})^{1/K} \Delta s \right]^{-1}. \quad (2)$$

При количественной обработке изображений распределений плотности энергии в сечении пучка из сигнала  $S_{ij}$  вычитался фоновый шум, который не превышал 6 бит.

#### 4. Результаты эксперимента

В эксперименте измерительный стенд устанавливался на двух фиксированных расстояниях,  $z = 3.12$  и  $5.92$  м, от выходной апертуры телескопа. Для каждого из расстояний проведена серия измерений, в которых с помощью CCD-камеры регистрировались изображения пучка и, следовательно, распределения плотности энергии в его поперечном сечении. При этом энергия импульса изменялась в диапазоне  $0.6 - 5.7$  мДж, верхняя граница которого ограничивалась оптической прочностью поворотных зеркал экспериментальной установки. На рис.3 приведены характерные распределения плотности энергии в поперечном сечении пучка для каждого из расстояний. Видно, что с увеличением энергии  $W$  характерный размер распределения плотности энергии  $F(x, y)$  в поперечном сечении пучка уменьшается. Начиная с некоторого значения энергии, ее дальнейшее увеличение не приводит к уменьшению поперечного размера изображения, что свидетельствует об образовании филамента.

Заметим, что начальное распределение плотности энергии в сечении пучка является существенно неунимодальным и имеет сложную структуру (рис.4). В процессе образования филамента происходит самоочистка пучка [22], при которой формируется осесимметричная мода. На рис.3 на изображениях, полученных при малой энергии ( $W = 1$  мДж), заметна некоторая эллиптичность распределения плотности энергии. С увеличением энергии импульса  $W$  филамент образуется вблизи плоскости регистрации, и распределение  $F(x, y)$  становится осесимметричным. После образования плазменного канала излучение вновь теряет унимодальность. На отдельных снимках, в частности при  $W = 4.34$  мДж на расстоянии  $3.12$  м, удалось зарегистрировать кольцеобразную структуру распределения плотности энергии, возникающую вследствие дефокусировки излучения в наведенной лазерной плазме [23].

По изображениям, зарегистрированным CCD-камерой, определено изменение радиуса пучка при увеличении энергии импульса. Радиус  $r_{\text{fil}}$  вычислялся при аппроксимации гауссовой зависимостью распределения плотности энергии в сечениях, проведенных через центр тяжести этого распределения. На рис.5 представлены зависимости радиуса пучка  $r_{\text{fil}}$  от энергии  $W$  для двух используемых в эксперименте расстояний. Каждая экспериментальная точка получена в одной реализации при измерении энергии импульса фотодиодом 3. Видно, что с увеличением энергии первоначально широкий пучок сжимается, его радиус уменьшается. Начиная с некоторой энергии  $W_{\text{fil}}$ , радиус  $r_{\text{fil}}$  перестает уменьшаться, что свидетельствует об образовании филамента в плоскости регистрации излучения. На расстоянии  $z = 3.12$  м образованию филамента соответствует энергия  $W_{\text{fil}} = 3.5$  мДж, а на расстоянии  $z = 5.92$  м – энергия  $W_{\text{fil}} = 2.5$  мДж. В плоскости образования филамента распределение плотности энергии  $F(x, y)$  характеризуется наименьшим поперечным размером (рис.3). Далее, с увеличением энергии

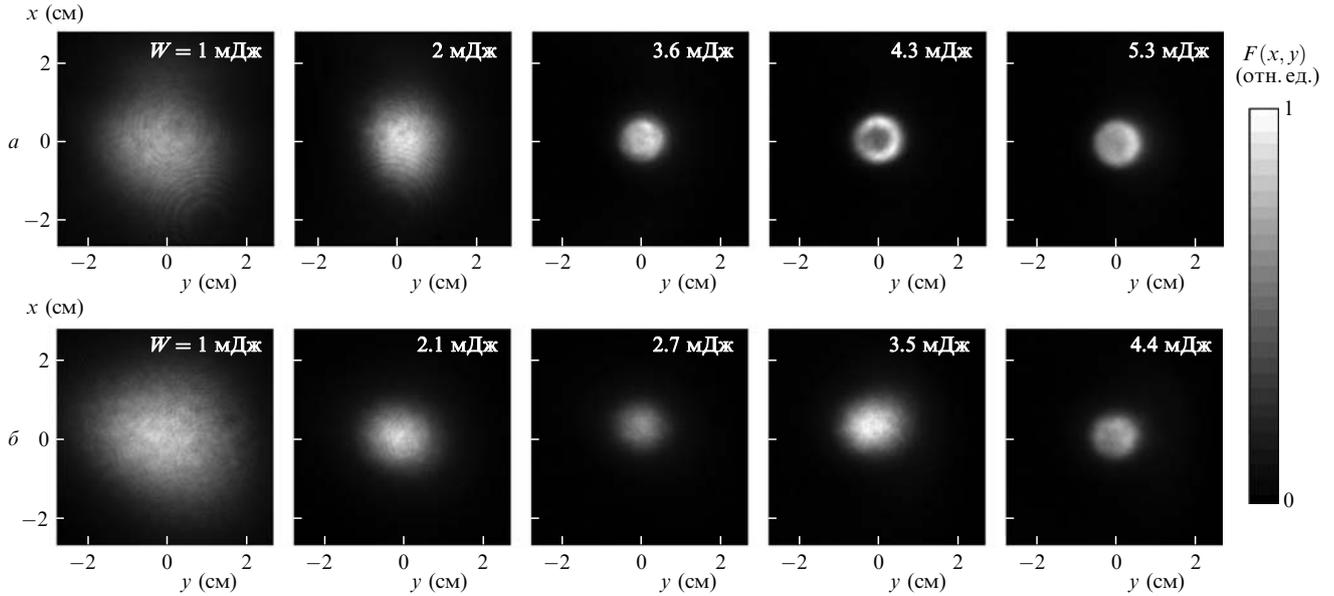


Рис.3. Распределения плотности энергии  $F(x, y)$  в поперечном сечении пучка, зарегистрированные CCD-камерой на расстояниях  $z = 3.12$  (а) и  $5.92$  м (б) при различных энергиях импульса  $W$ , длительности импульса  $96$  фс (по уровню  $e^{-1}$ ) и  $\lambda = 1.24$  мкм. Величина  $F(x, y)$  нормирована на пиковое значение  $F_{\max}$  для каждой картины.

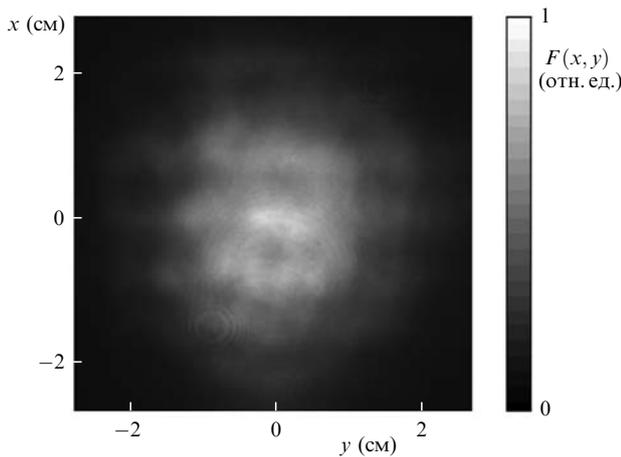


Рис.4. Распределение плотности энергии  $F(x, y)$  на выходе телескопа при полной длительности импульса  $96$  фс (по уровню  $e^{-1}$ ),  $\lambda = 1.24$  мкм и характерном поперечном радиусе пучка  $1.4$  мм (по уровню  $e^{-1}$ ). Величина  $F(x, y)$  нормирована на пиковое значение  $F_{\max}$  на выходе телескопа.

импульса, появляются максимумы и минимумы в зависимости радиуса филамента  $r_{\text{fil}}$  от энергии, которые соответствуют рефокусировкам излучения при филаментации. Вследствие дефокусировки импульса в наведенной лазерной плазме радиус распределения плотности энергии увеличивается. Расфокусированное в плазме излучение может вновь стянуться к оси, и поперечный размер распределения плотности энергии вновь уменьшается [23, 24].

На рис.6 представлена зависимость пиковой плотности энергии  $F_{\max}$  в сечении пучка от энергии импульса  $W$  для двух используемых в эксперименте расстояний. Видно, что пиковая плотность энергии возрастает с увеличением энергии  $W$  и по достижении некоторой величины  $W_{\text{fil}}$  этот рост останавливается, что также свидетельствует об образовании филамента. При дальнейшем увеличении энергии наблюдается смена максимумов и минимумов в зависимости  $F_{\max}(W)$ , которые соответствуют рефокусировке излучения в филаменте. При этом коли-

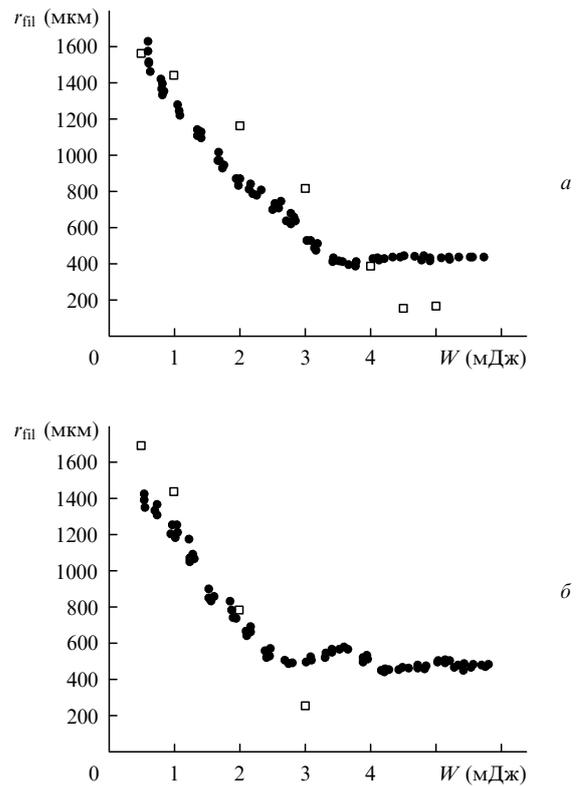


Рис.5. Экспериментальные (●) и полученные численно (□) зависимости радиуса  $r_{\text{fil}}$  распределения плотности энергии в сечении пучка от энергии импульса  $W$  для  $z = 3.12$  (а) и  $5.92$  м (б). Параметры излучения те же, что и для рис.4.

чество рефокусировок с изменением энергии импульса увеличивалось при смещении измерительного стенда на большее расстояние (рис.6,б). Различие зависимостей  $F_{\max}(W)$  для двух расстояний объясняется тем, что к моменту регистрации излучения на малом расстоянии филаментация только начинается, тогда как на большем расстоянии удается зарегистрировать уже развитый филамент.

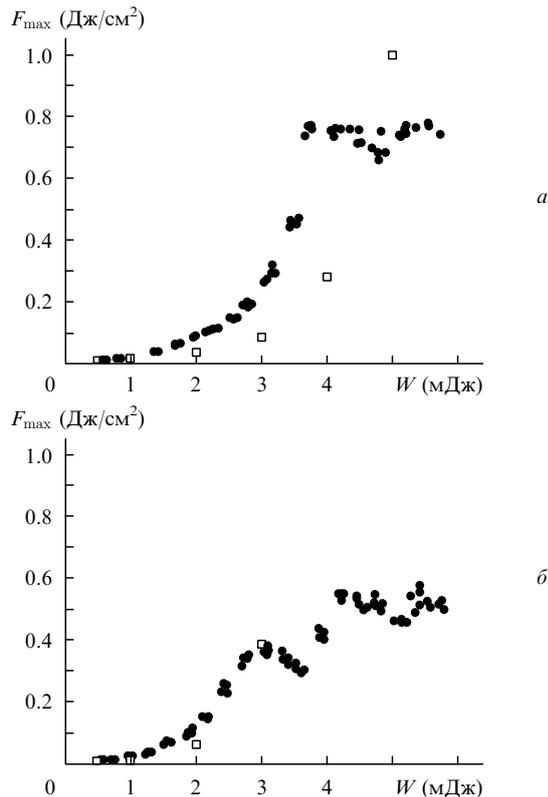


Рис.6. Экспериментальные (●) и полученные численно (□) зависимости плотности энергии  $F_{\max}$  в пучке от энергии импульса  $W$  для  $z = 3.12$  (а) и  $5.92$  м (б). Параметры излучения те же, что и для рис.4.

Плотность энергии в филаменте достигает  $0.5\text{--}0.8$  Дж/см<sup>2</sup>. При этом существенно, что ее относительный рост, вызванный филаментацией, значительно превышает увеличение энергии импульса  $W$ . Так, пиковая плотность энергии  $F_{\max}$  возрастает в 30 раз (от 0.025 до 0.74 Дж/см<sup>2</sup>) при увеличении энергии импульса в 3.5 раза (от 1 до 3.5 мДж). Это является результатом концентрации энергии импульса в пространстве при филаментации.

## 5. Теоретический анализ

Численное моделирование процесса филаментации мощного фемтосекундного лазерного излучения при условиях, близких к экспериментальным, выполнено на основе частотно-зависимой модели нелинейно-оптического отклика воздушной среды, построенной в [25].

Начальный этап формирования филамента в импульсном излучении фемтосекундной длительности обусловлен керровской самофокусировкой, вызванной кубической нелинейностью, коэффициент которой  $n_2$  зависит от длины волны лазерного излучения. К настоящему времени коэффициент  $n_2$  в воздухе для излучения на  $\lambda = 1.24$  мкм экспериментально не измерялся. Для определения  $n_2$  (в см<sup>2</sup>/Вт) нами использовалась формула, полученная в [25] на основе обобщения экспериментальных данных:

$$n_2(\lambda) = \left( 3.00585 + \frac{0.637078}{\lambda^2} \right) 10^{-19}, \quad (3)$$

где длина волны  $\lambda$  измеряется в микрометрах. В соответствии с (3) для излучения на  $\lambda = 0.8$  мкм коэффициент кубической нелинейности воздуха  $n_2$  составляет  $4 \times 10^{-19}$  см<sup>2</sup>/Вт, а на  $\lambda = 1.24$  мкм он несколько меньше –  $3.42 \times$

$10^{-19}$  см<sup>2</sup>/Вт. Критическая мощность самофокусировки  $P_{\text{cr}}$  зависит от длины волны и определяется следующим выражением:

$$P_{\text{cr}}(\lambda) = 3.77 \frac{\lambda^2}{8\pi n_0 n_2(\lambda)}, \quad (4)$$

где  $n_0$  – линейный показатель преломления. Согласно (3) и (4) критическая мощность излучения на  $\lambda = 0.8$  мкм равна 2.4 ГВт, тогда как на  $\lambda = 1.24$  мкм она значительно выше и достигает 6.74 ГВт. Линейный показатель преломления  $n_0$  для излучения с  $\lambda = 1.24$  мкм определялся по формуле Коши.

В воздухе кубическая нелинейность включает в себя мгновенный вклад электронной компоненты и инерционный вклад, обусловленный вынужденным рассеянием на вращательных переходах [26]. При учете вклада вынужденного рассеяния для импульсов фемтосекундной длительности приращение показателя преломления  $\Delta n_K$ , вызванное кубической нелинейностью, аппроксимируется выражением [27, 28]

$$\Delta n_K(x, y, t, z) = \frac{1}{2} n_2 I(x, y, t, z) + \frac{1}{2} n_2 \int_{-\infty}^t H(t-t') I(x, y, t', z) dt', \quad (5)$$

где  $I(x, y, t, z)$  – интенсивность импульса. Выражение для функции отклика вынужденного комбинационного рассеяния  $H(t)$  имеет вид [28]

$$H(t) = \theta(t) \Omega^2 \exp\left(-\frac{\Gamma t}{2}\right) \frac{\sin(\Lambda t)}{\Lambda}, \quad (6)$$

где  $\theta(t)$  – функция Хевисайда;  $\Omega = 20.6$  ТГц и  $\Gamma = 26$  ТГц – характерные для молекул воздуха частоты;  $\Lambda = (\Omega^2 - \Gamma^2/4)^{1/2}$ .

Рост интенсивности импульса, вызванный кубической нелинейностью, останавливается дефокусировкой излучения в наведенной лазерной плазме. Приращение показателя преломления вследствие плазменной нелинейности

$$\Delta n_p = -\frac{1}{2n_0} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}, \quad (7)$$

где  $\omega_p^2 = e^2 N_e / (\epsilon_0 m_e)$  – квадрат плазменной частоты;  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона соответственно;  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная. В (7) не учитывается вклад упругих столкновений электронов с нейтральными частицами, т.к. их частота много меньше частоты электромагнитного поля  $\omega_0$ . Концентрация свободных электронов  $N_e$  определяется из следующего кинетического уравнения:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = R(I, \lambda)(N_0 - N_e), \quad (8)$$

где  $R(I, \lambda)$  – скорость фотоионизации, зависящая от потенциала ионизации газовых компонентов, интенсивности импульса и длины волны лазерного излучения;  $N_0$  – концентрация нейтральных молекул воздуха. В воздухе как в двухкомпонентной среде уравнение (8) записывается для азота и кислорода независимо. Для расчета скорости ионизации использовалась модель Переломова – Попова – Терентьева [29] с эффективными зарядами мо-

лекулярных ионов азота и кислорода, полученными из экспериментальных данных [30].

Распространение мощного фемтосекундного лазерного излучения хром-форстеритового лазера в воздухе рассматривается в приближении медленно меняющейся огибающей импульса  $E(x, y, t, z)$ :

$$2ik_0 \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E - k_0 k_{\omega}'' \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{2k_0^2}{n_0} (\Delta n_K + \Delta n_P) E - ik_0 \alpha E, \tag{9}$$

где  $k_0 = k|_{\omega=\omega_0}$  – волновое число;  $k_{\omega}'' = \partial^2 k / \partial \omega^2|_{\omega=\omega_0}$ . Первый член в правой части (9) описывает дифракцию, второй – дисперсию в приближении второго порядка, третий – керровскую нелинейность, четвертый – плазменную нелинейность и пятый – потери вследствие фотоионизации. Эффект увеличения крутизны волнового фронта импульса (известный как волновая нестационарность [31]), который вносит заметный вклад в трансформацию его спектра и слабо влияет на геометрические и энергетические характеристики филамента, не учитывается. Коэффициент  $k_{\omega}''$ , определяющий дисперсию групповой скорости в воздухе, для излучения на  $\lambda = 1.24$  мкм в соответствии с формулой Коши равен  $0.11 \times 10^{-28}$  с<sup>2</sup>/м. Коэффициент ослабления излучения в плазме  $\alpha = I^{-1} K \hbar \omega (\partial N_c / \partial t)$ , где  $K$  – порядок многофотонности процесса ионизации. Форма импульса предполагалась гауссовой, его полная длительность по уровню  $e^{-1}$  составляла 96 фс, лазерный пучок на выходе телескопа был коллимированным, а профиль интенсивности  $I(x, y, z = 0)$  – пропорциональным измеренному распределению плотности энергии  $F(x, y, z = 0)$  в сечении пучка (рис.4), характерный размер которого был равен 1.4 мм.

Численное моделирование осуществлялось в переменных  $x, y, t, z$ , поскольку начальное распределение интенсивности в сечении пучка не является осесимметричным. В расчете использовалась неоднородная сетка в плоскости  $x, y$ , шаг которой по обеим координатам в области локализации светового поля составлял 5 мкм и плавно возрастал до 75 мкм при смещении от центра сет-

ки на расстояние, равное пяти радиусам исходного пучка, шаг по времени был равен 0.5 фс. Для решения нелинейной системы уравнений (5)–(9) использовался метод расщепления с адаптивным шагом дискретизации в направлении распространения излучения. Численный эксперимент осуществлялся на четырехпроцессорном компьютере Intel Xeon 5150, 2.66 ГГц Dual Core. Для каждой начальной энергии импульса  $W$  из диапазона значений, задаваемых в эксперименте, рассматривалась отдельная задача, время решения которой составляло около 100 ч.

На рис.7 приведены полученные численно распределения плотности энергии  $F(x, y)$  в сечении пучка на тех же расстояниях, что и в эксперименте, и при различных энергиях импульса. При этом рассчитанные плотности энергии представлены в том же формате, что и полученные с помощью CCD-камеры с двухфотонным откликом на  $\lambda = 1.24$  мкм. Как и в лабораторном эксперименте, с увеличением энергии  $W$  формируется осесимметричная мода и энергия лазерного импульса концентрируется на оси пучка. Качественно результаты численного моделирования близки к экспериментальным.

На рис.5 приведены радиусы распределения плотности энергии, полученные численно. При этом для определения радиуса поперечного сечения пучка использовалась та же методика, что и при обработке экспериментальных результатов. Энергия образования филамента  $W_{fil}^{calc}$ , найденная из численного анализа, составляет 4.5 мДж для расстояния  $z = 3.12$  м и 3 мДж для  $z = 5.92$ , что близко к результатам эксперимента. Однако радиус филамента, полученный при численном моделировании, значительно меньше, чем в эксперименте. Это отклонение численных результатов от экспериментальных связано с погрешностями измерительного стенда при регистрации распределения плотности энергии. Действительно, критическая мощность самофокусировки лазерного излучения в стекле меньше, чем в воздухе, примерно в 500 раз. Несмотря на то что на измерительном стенде при френелевском отражении от стеклянной пластины мощность импульса снижается более чем в 25 раз, отраженное излучение испытывает дополнительную самофокусиров-

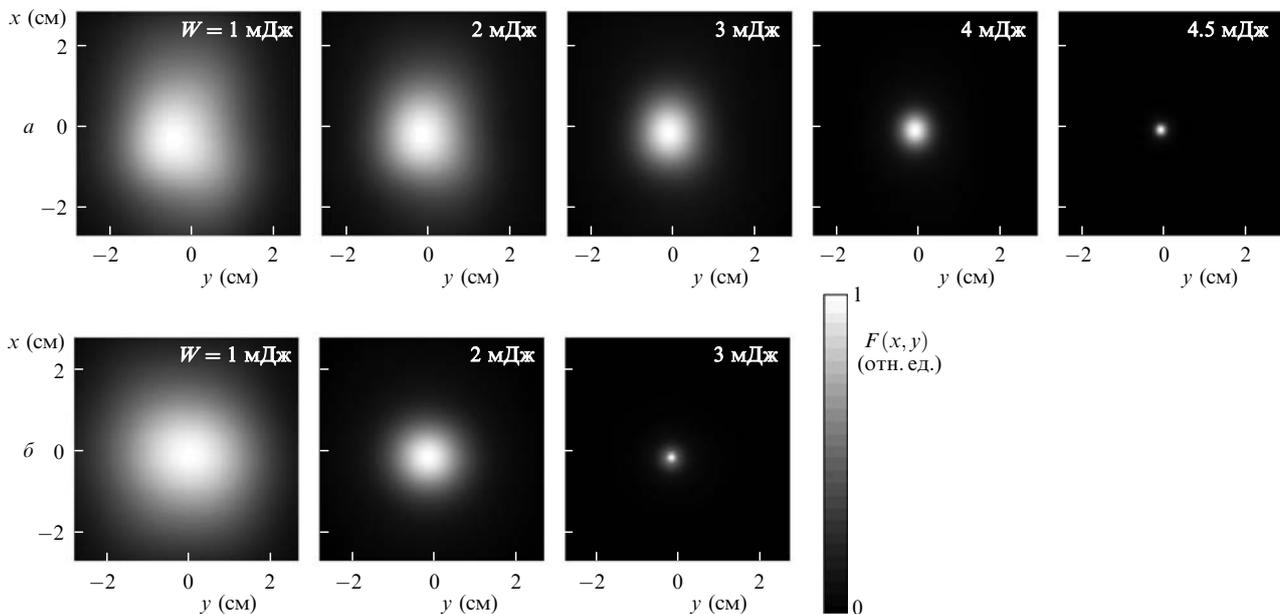


Рис.7. Распределения плотности энергии  $F(x, y)$  в поперечном сечении пучка, полученные численно для расстояний  $z = 3.12$  (а) и  $5.92$  м (б) при различных энергиях импульса  $W$ . Величина  $F(x, y)$  нормирована на пиковое значение  $F_{max}$  для каждой картины.

Табл.1. Параметры филамента, полученные при численном моделировании филаментации излучений титан-сапфирового и хром-форстеритового лазеров.

Лазер	$\lambda$ (мкм)	$z_f$ (м)	$I_{\max}$ (Вт/см <sup>2</sup> )	$F_{\max}$ (Дж/см <sup>2</sup> )	$r_{\text{пл}}$ (мкм)	$W_a$ (мДж)	$N_e^{\max}$ (см <sup>-3</sup> )	$D_e$ (м <sup>-1</sup> )	$r_{\text{пл}}$ (мкм)
титан-сапфировый	0.8	2.7	$1.4 \times 10^{14}$	1.45	81	0.47	$7.75 \times 10^{16}$	$8.5 \times 10^{13}$	18
хром-форстеритовый	1.24	4	$1.2 \times 10^{14}$	1.47	127	0.84	$2.24 \times 10^{16}$	$6 \times 10^{13}$	29

Примечания: полная длительность импульса 96 фс (по уровню  $e^{-1}$ ); радиус пучка с гауссовым профилем интенсивности 1.4 мм (по уровню  $e^{-1}$ ); энергия 3 мДж;  $z_f$  – расстояние до старта филамента;  $I_{\max}$  – пиковая интенсивность импульса;  $r_{\text{пл}}$  – радиус филамента;  $W_a$  – энергия филамента в апертуре диаметром 500 мкм;  $N_e^{\max}$  – пиковая концентрация электронов;  $D_e$  – линейная плотность электронов;  $r_{\text{пл}}$  – радиус плазменного канала (по уровню  $e^{-1}$ ).

ку в линзах микрообъектива, и поперечный размер пучка значительно уменьшается. Дифракционная расходимость в воздухе этого излучения на участке от микрообъектива до CCD-камеры приводит к завышенному значению измеренного поперечного размера пучка. Такая погрешность особенно существенна для импульса, энергия которого близка к энергии образования филамента или превышает ее, а поперечный размер пучка уменьшается до нескольких сотен микрометров.

На рис.6 приведены пиковые плотности энергии импульса, полученные при численном моделировании. Отклонение численных результатов от экспериментальных связано, по-видимому, с погрешностью в задании начального профиля пучка при моделировании.

## 6. Параметры филамента, образованного излучениями хром-форстеритового и титан-сапфирового лазеров

Для сравнения параметров филамента, формирующегося в импульсном излучении на  $\lambda = 0.8$  или 1.24 мкм, выполнено численное моделирование. Рассматривались два коллимированных пучка, различающиеся только длинами волн (при начальной энергии импульса 3 мДж), с начальными параметрами, соответствующими условию эксперимента. При этом распределение интенсивности считалось гауссовым как в плоскости поперечного сечения пучка, так и во времени.

Параметры образующегося филамента сравнивались в области его старта, где происходило насыщение роста интенсивности в центральном временном слое импульса (табл.1).

Согласно приведенным результатам радиусы филамента и плазменного канала для излучения на длине волны хром-форстеритового лазера в 1.6 раза больше, чем на длине волны титан-сапфирового, тогда как пиковые интенсивности и плотности энергии в филаментах различаются незначительно. В результате энергия филамента  $W_a$ , определенная в апертуре диаметром 500 мкм, для хром-форстеритового лазера на 80 % больше, чем для титан-сапфирового. При этом на  $\lambda = 1.24$  мкм филамент образуется на расстоянии, в полтора раза большем, чем на  $\lambda = 0.8$  мкм. В плазменном канале филамента, сформированного излучением на  $\lambda = 1.24$  мкм, концентрация электронов плазмы меньше, чем в канале филамента на  $\lambda = 0.8$  мкм. В частности, линейная плотность плазмы в филаменте при использовании хром-форстеритового лазера на 30 % меньше, чем при использовании титан-сапфирового.

Выполненный анализ показывает, что для достижения на удаленном расстоянии более высокой плотности энергии, сконцентрированной в филаменте, излучение хром-форстеритового лазера имеет определенные пре-

имущества перед излучением титан-сапфирового лазера. Таким образом, при одинаковой начальной энергии импульсное излучение на  $\lambda = 1.24$  мкм позволяет доставлять большее количество энергии на большее расстояние, чем импульсное излучение на  $\lambda = 0.8$  мкм. Эти преимущества излучения хром-форстеритового лазера могут быть полезными для приложений атмосферной оптики, таких как удаленное зондирование атмосферы и спектроскопия поверхностей удаленных мишеней. При этом вследствие более низкой концентрации электронов в канале филамента, сформированного излучением хром-форстеритового лазера, уменьшается паразитный сигнал, появляющийся в результате рекомбинации лазерной плазмы в воздухе при спектроскопии мишеней. В задачах управления электрическим разрядом более предпочтительным является излучение титан-сапфирового лазера, при филаментации которого генерируется плазменный канал с более высокой концентрацией электронов.

## 7. Выводы

Филаментация импульсного излучения хром-форстеритового лазера с  $\lambda = 1.24$  мкм исследована экспериментально и теоретически. Получены зависимости пиковой плотности потока энергии и радиуса филамента от начальной энергии импульса. Результаты численного моделирования качественно согласуются с данными эксперимента, что косвенно свидетельствует о корректности предложенной модели филаментации. Сравнение параметров филаментов, формирующихся излучениями хром-форстеритового и титан-сапфирового лазеров, показывает, что при одинаковых начальных параметрах импульса, филамент в излучении хром-форстеритового лазера образуется на большем расстоянии и содержит в себе большее количество энергии, чем филамент в излучении титан-сапфирового лазера. Это позволяет сделать вывод о потенциальных преимуществах хром-форстеритового лазера для его использования в атмосферной оптике.

В.П.Кандидов и В.Ю.Федоров благодарят за поддержку РФФИ (грант № 08-02-00517).

1. Kasparian J., Rodriguez M., Mejean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., Andre Y.-B., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.-P., Woste L. *Science*, **301**, 61 (2003).
2. Chin S.L., Hosseini S.A., Liu W., Luo Q., Berge F., Akozbek N., Becker A., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Schroeder H. *Can. J. Phys.*, **83**, 863 (2005).
3. Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
4. Berge L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. *Rep. Progr. Phys.*, **70**, 1633 (2007).
5. Kasparian J., Wolf J.-P. *Opt. Express*, **16**, 466 (2008).
6. Mejean G., Kasparian J., Yu J., Frey S., Salmon E., Wolf J.-P. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **78**, 535 (2004).

7. Luo Q., Xu H.L., Hosseini S.A., Daigle J.-F., Berge F., Sharifi M., Chin S.L. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **82**, 105 (2006).
8. Stelmaszczyk K., Rohwetter P., Mejean G., Yu J., Salmon E., Kasparian J., Ackermann R., Wolf J.-P., Woste L. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 3977 (2004).
9. Liu W., Xu H.L., Mejean G., Kamali Y., Daigle J.F., Azarm A., Simard P.T., Mathieu P., Roy G., Chin S.L. *Spectrochim. Acta. Pt B: At. Spec.*, **62**, 76 (2007).
10. Tzortzakis S., Prade V., Franco M., Mysyrowicz A. *Phys. Rev. E*, **64**, (2001).
11. Rodriguez M., Sauerbrey R., Wille H., Wöste L., Fujii T., André Y.-B., Mysyrowicz A., Klingbeil L., Rethmeier K., Kalkner W., Kasparian J., Salmon E., Yu J., Wolf J.-P. *Opt. Lett.*, **27**, 772 (2002).
12. Davis K.M., Miura K., Sugimoto N., Hirao K. *Opt. Lett.*, **21**, 1729 (1996).
13. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **33**, 525 (2003).
14. Méchain G., Couairon A., André Y.B., D'Amico C., Franco M., Prade V., Tzortzakis S., Mysyrowicz A., Sauerbrey R. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **79**, 379 (2004).
15. Шленов С.А., Федоров В.Ю., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **20**, 308 (2007).
16. La Fontaine B., Vidal F., Jiang Z., Chien C.Y., Comtois D., Desparois A., Johnston T.W., Kieer J.-C., Pepin H. *Phys. Plasmas*, **6**, 1615 (1999).
17. Béjot P., Bonacina L., Extermann J., Moret M., Wolf J.-P., Ackermann R., Lascoux N., Salamé R., Salmon E., Kasparian J., Bergé L., Champeaux S., Guet C., Blanchot N., Bonville O., Boscheron A., Canal P., Castaldi M., Hartmann O., Lepage C., Marmande L., Mazataud E., Mennerat G., Patissou L., Prevot V., Raffestin D., Ribolzi J. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 151106 (2007).
18. Naudeau M.L., Law R.J., Luk T.S., Nelson T.R., Cameron S.M. *Opt. Express*, **14**, 6194 (2006).
19. Агранат М.Б., Ашитков С.И., Иванов А.А., Комященко А.В., Овчинников А.В., Фортгов В.Е. *Квантовая электроника*, **34**, 506 (2004).
20. Агранат М.Б., Ашитков С.И., Иванов А.А., Комященко А.В., Овчинников А.В., Подшивалов А.А. *Квантовая электроника*, **34**, 1018 (2004).
21. Овчинников А.В., Ашитков С.И., Агранат М.Б., Ситников Д.С. *Квантовая электроника*, **38**, 325 (2008).
22. Prade V., Franco M., Mysyrowicz A., Couairon A., Buerling H., Eberle V., Krenz M., Seier D., Vasseur O. *Opt. Lett.*, **31**, 2601 (2006).
23. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Колтун А.А. *Квантовая электроника*, **33**, 69 (2003).
24. Brodeur A., Chien C.Y., Ilkov F.A., Chin S.L., Kosareva O.G., Kandidov V.P. *Opt. Lett.*, **22**, 304 (1997).
25. Федоров В.Ю., Кандидов В.П. *Оптика и спектроскопия*, **105**, 306 (2008).
26. Oleinikov P.A., Platonenko V.T. *Laser Phys.*, **3**, 618 (1993).
27. Chiron A., Lamouroux B., Lange R., Ripoche J.F., Franco M., Prade V., Bonnaud G., Riazuelo G., Mysyrowicz A. *Eur. Phys. J. D*, **6**, 383 (1999).
28. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Lett.*, **23**, 382 (1998).
29. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. *ЖЭТФ*, **51**, 309 (1966).
30. Talebpoor A., Yang J., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **163**, 29 (1999).
31. Ахманов С.А., Высоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).