

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ЛАЗЕРНАЯ ФИЛАМЕНТАЦИЯ В АРГОНЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В УСЛОВИЯХ БАРИЧЕСКОГО ГРАДИЕНТА

П. А. Бабушкин, Ю. Э. Гейнц*, А. М. Кабанов, В. К. Ошлаков, Е. Е. Хорошаева

*Институт оптики атмосферы им. В. Е. Зуева Сибирского отделения Российской академии наук
634055, Томск, Россия*

Поступила в редакцию 26 марта 2026 г.,
после переработки 21 апреля 2026 г.
Принята к публикации 26 апреля 2026 г.

Множественная филаментация мощных фемтосекундных лазерных импульсов в газах является важнейшим нелинейно-оптическим явлением, представляющим интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Пространственная неоднородность газовой среды, в том числе глобальный градиент давления и мелкомасштабная турбулентность, способны кардинально изменить динамику филаментации, влияя на количество, расположение и параметры плазменных каналов. В работе представлены результаты экспериментальных исследований нелинейного распространения мощных фемтосекундных лазерных импульсов ($\lambda = 800$ нм) в двухсегментной газонаполненной оптической кювете в условиях искусственно созданного градиента давления газа ($p \leq 60$ атм), в том числе при предварительном пространственном структурировании лазерного пучка тепловой турбулентностью. Установлено, что энергетический профиль фемтосекундного пучка после филаментации в кювете со сжатым аргоном представляет собой мелкомасштабную структуру с множеством «горячих пятен», средний диаметр которых составляет около 1 мм, а число растет по мере снижения градиента давления в сегментах оптической ячейки и при повышении начальной энергии в лазерном импульсе. Кроме того, в сравнении с пучком регулярного гауссова профиля, стохастическая пространственная модуляция лазерного излучения провоцирует более раннюю мелкомасштабную самофокусировку пучка и приводит к более развитой множественной филаментации при прохождении ячейки с высокобарным аргоном.

Ключевые слова: фемтосекундный лазерный импульс, самофокусировка, филаментация, газонаполненная ячейка, высокое давление, турбулентность

DOI: 10.31857/S0044451026060033

1. ВВЕДЕНИЕ

Применение ультракороткого (фемтосекундного) лазерного излучения высокой мощности в атмосферных исследованиях, в частности для целей удаленной оптической диагностики компонент атмосферы и доставки лазерной энергии на большие дистанции, является одним из важных вызовов современной фемтосекундной атмосферной оптики [1–4]. В рамках данной проблемы особое место занимают исследования внутренне присущих ультракороткому излучению нелинейно-оптических явлений самофокусировки, ионизации среды, генерации плазмы

и филаментации [5–10]. Филаментация проявляется как специфическая нелинейная фокусировка излучения, в результате которой внутри оптического пучка формируется одна или несколько высокоинтенсивных световых областей — филаментов, сохраняющих свои размеры и энергезапас на расстояниях, превышающих рэлеевскую дистанцию. При этом спектральный состав самого импульса излучения существенно обогащается в результате сильной фазовой самомодуляции в нелинейной среде и становится суперконтинуальным с шириной, многократно превышающей исходный спектр импульса [5, 9, 10].

Одним из важных направлений в исследованиях по самофокусировке и филаментации лазерного излучения на атмосферных трассах является управление пространственным положением и структу-

* E-mail: ygeints@iao.ru

рой области филаментации. В этой связи весьма перспективным является использование специально профилированного излучения, т. е. лазерных пучков с отличным от гауссова поперечным распределением интенсивности, например бессель-гауссовым [11, 12], а также так называемых одетых пучков [13]. Ранее в наших исследованиях было продемонстрировано, что при создании в начале пути распространения импульса локализованного слоя со случайно-неоднородным показателем преломления, т. е. искусственной турбулентности, происходит дополнительная стохастизация профиля фемтосекундного излучения. Это приводит к кратному увеличению числа формирующихся в лазерном пучке «горячих пятен» — областей с повышенной интенсивностью [14], что может быть полезно для задач лазерной диагностики аэрозолей и генерации терагерцового излучения [15]. Несмотря на значительное число работ, посвященных филаментации фемтосекундных лазерных импульсов, большинство исследований выполнено в условиях однородных или слабонеоднородных сред. Реальные газовые среды (в том числе планетарная атмосфера) характеризуются существенными градиентами давления, температуры и плотности, влияние которых на множественную филаментацию изучено недостаточно полно. Очевидно, что на наклонных оптических трассах в планетарной атмосфере филаментация мощного излучения протекает в условиях барометрической изменчивости плотности газа.

В данной работе систематически исследуется влияние градиента давления газа на множественную филаментацию мощного фемтосекундного импульса. Мы использовали короткую оптическую трассу, организованную внутри четырехметровой кюветы с азотом высокого давления, что, согласно законам масштабирования филаментации [16, 17], эквивалентно распространению импульса на значительно более протяженной трассе атмосферного давления с точки зрения подобия масштабов трансформации ключевых параметров филаментации фемтосекундного лазерного импульса [18]. Экспериментально изучаются особенности формирования оптических постфиламентационных каналов (постфиламентов) в стратифицированных средах, а также зависимость количества и сечения постфиламентов от величины градиента давления и типа лазерного излучения. Целью проведенных исследований являлось получение экспериментальной информации по пространственному профилю и спектральным характеристикам фемтосекундного излучения, распространяющегося в режиме регулярной и структу-

рированной филаментации в сжатом газе при наличии градиента давления в различных сегментах составной оптической кюветы. Наличие такого градиента, хотя и достаточно условно, моделировало наклонное распространение мощного фемтосекундного излучения через планетарную атмосферу. Результаты работы закладывают основу для создания методов управления филаментацией в неоднородных газовых средах, что критически важно для развития технологий лазерного зондирования и атмосферных оптических коммуникаций.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

В обсуждаемых экспериментах оптическая кювета высокого давления состояла из двух состыкованных сегментов металлической трубы диаметром 5 см и длиной $L = 2$ м каждый, разделенных оптическим окном (лейкосапфир) и заполненных аргоном. Давление в первом сегменте (по ходу излучения) было постоянным и равнялось $p_1 = 60$ атм, а во втором сегменте могло ступенчато изменяться от $p_2 = 50$ атм до 1 атм. Это формально соответствовало изменению наклона эффективной оптической трассы излучения от близкого к горизонтальному при минимальном градиенте давления до зенитного, когда барический градиент был максимален. Понятно, что использование «неатмосферного» газа (аргон) для наполнения кюветы, а также небольшая общая протяженность оптической трассы (4 м) даже при максимальном давлении в 60 атм не эквивалентны реальной протяженной наклонной атмосферной оптической трассе, поскольку из законов масштабирования лазерной филаментации [18] длина трассы 4 м при давлении 50 атм эквивалентна длине 200 м при 1 атм. Тем не менее подобные эксперименты позволяют проследить общие закономерности лазерной филаментации и трансформации основных параметров излучения при переменном давлении среды распространения.

Для реализации поставленной задачи эксперименты проводились на стенде «Фемтосекундная атмосферная оптика» в ИОА СО РАН. Целью экспериментов являлось установление влияния давления газа и перепада давлений на энергетическую структуру лазерного пучка и его спектральную трансформацию при филаментации в кювете с градиентом высокого давления. Общий вид экспериментального стенда представлен на рис. 1. При необходимости дополнительное искажение (структурирование) исходного гауссова профиля лазерного пучка осу-

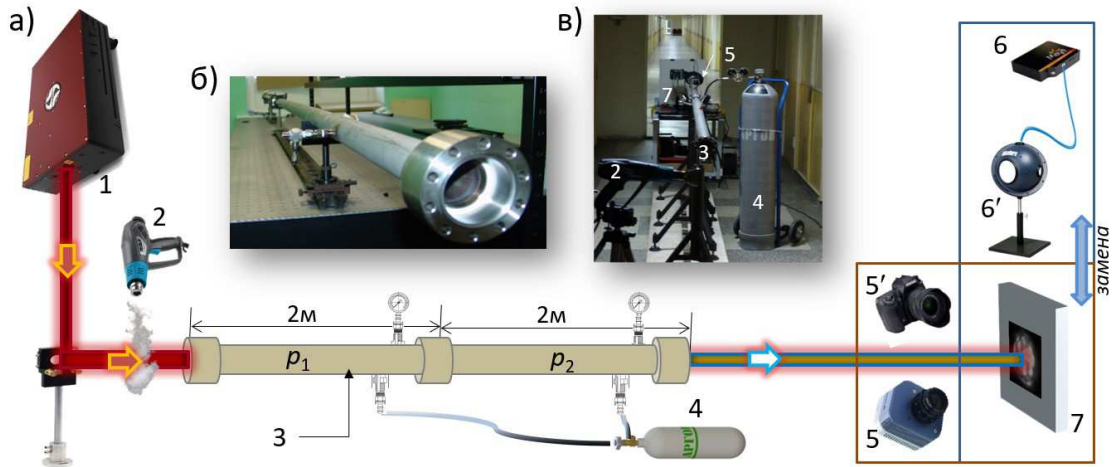


Рис. 1. а) Схема эксперимента: 1 — титан-сапфировый лазерный комплекс ($\lambda = 800$ нм, $f = 10$ Гц, $E \leq 20$ мДж, $\tau = 50$ фс, $d = 2.5$ см); 2 — промышленный фен TESLA TH-2200 (опционально); 3 — металлическая оптическая кювета (два сегмента $L = 2$ м, входное, межсегментное и выходное окна из лейкосапфира толщиной 8 мм), наполненная аргоном; 4 — баллон с аргоном под давлением 150 атм; 5 и 5' — CCD-камера Andor Clara и фотокамера Pentax K3 (25 МП); 6 и 6' — спектрометр Maya2000 Pro со световодом и интегрирующая сфера; 7 — экран (с заменой на б и б' при необходимости). б) Фотография стальной кюветы с выходным окном. в) Фотография экспериментальной установки

ществлялось при помощи струи нагретого воздуха от промышленного теплонагревателя.

Пространственная структура лазерного пучка измерялась на различных расстояниях от выходного окна кюветы при различных давлениях во втором сегменте кюветы. Энергия импульса контролировалась измерителем, длительность импульса измерялась автокоррелятором, не указанными на схеме эксперимента. Максимально допустимое значение энергии E в импульсе излучения в экспериментах составляло 20 мДж, что определялось началом филаментации внутри материала окон кюветы. Это заметно влияло на трансформацию пространственных и спектральных характеристик лазерного импульса и могло исказить итоговые результаты.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 представлены снимки энергетических профилей пучка, зарегистрированных камерой на экране для различных расстояний и давлений во втором сегменте кюветы. Расстояние между камерой и экраном оставалось неизменным для всей серии измерений, поэтому масштаб представленных изображений пучка постоянен. Напомним, что в данных измерениях первый сегмент кюветы всегда находился под постоянным давлением 60 атм. На сериях снимков видно, что в результате множественной филаментации внутри сегментов опти-

ческой ячейки на выходе из кюветы формируется высококонтрастная мелкомасштабная структура пучка с множественными интенсивными выбросами флюенса (плотности энергии) и характерным диаметром «горячих пятен» около 1 мм. Каждое такое горячее пятно представляет самостоятельный световой канал, или постфиламент (ПФ), в который эволюционировал оптический филамент, сформировавшийся внутри кюветы [10, 19]. Подобный профиль оптического пучка наблюдается уже на расстоянии 1 м от выходного окна кюветы. С увеличением расстояния за счет сильного дифракционного взаимодействия ПФ каналы сливаются в одно или несколько ярких пятен, локализованных на оси пучка. В дальнейшем (не показано) эта центральная наиболее интенсивная область может распространяться в воздухе со слабой расходимостью на расстоянии свыше 100 м.

Кроме того, на рис. 2 видно, что с уменьшением перепада давления аргона между сегментами кюветы (увеличением давления p_2 во втором сегменте) количество горячих пятен в профиле пучка существенно увеличивается. Обработка поперечных распределений энергии оптического импульса показала, что эта зависимость монотонна и близка к линейной. Как следует из данных на рис. 3 а, при максимальном градиенте давления в сегментах, $p_1 : p_2 = 60 : 1$, количество ПФ в фемтосекундном пучке вблизи выходного окна кюветы составля-

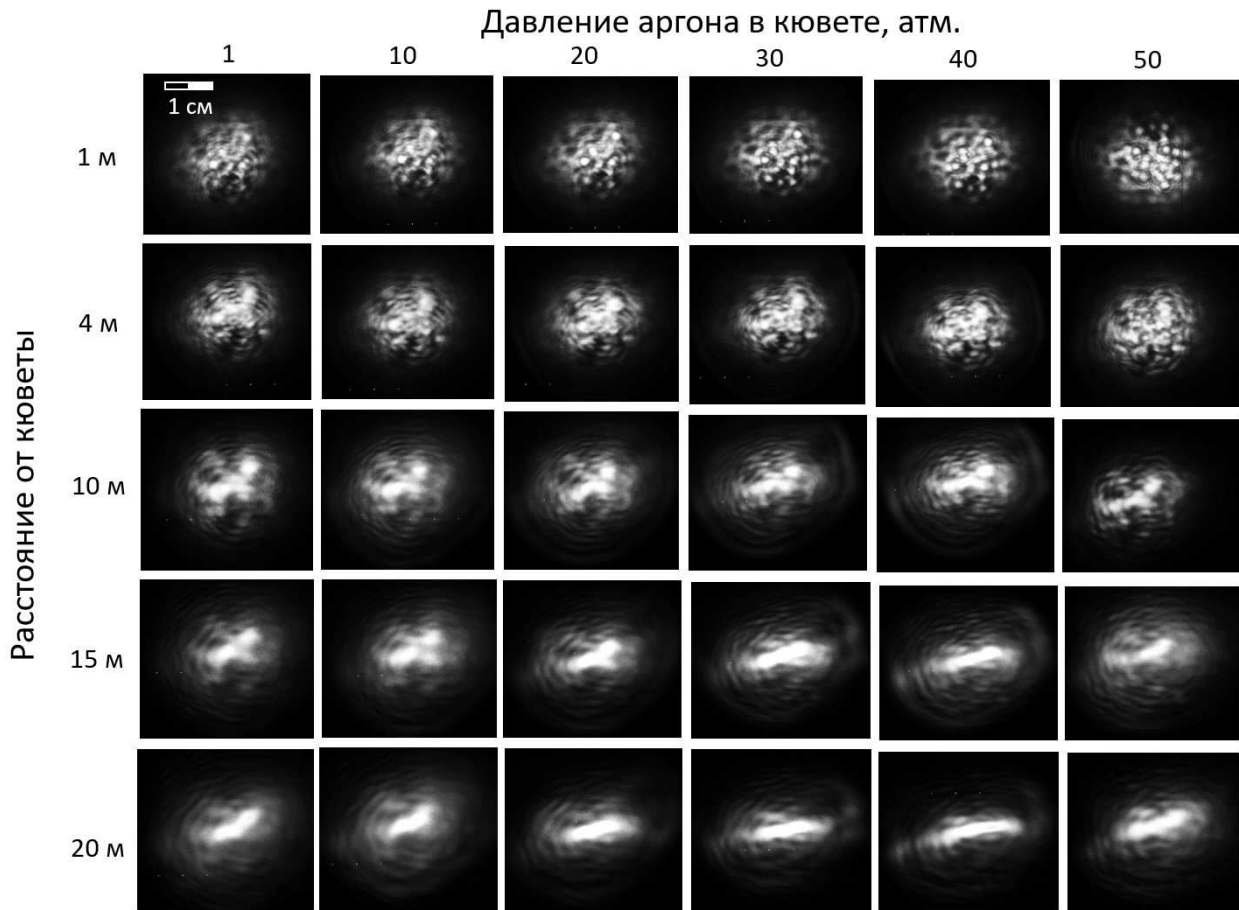


Рис. 2. Снимки энергетической структуры лазерного пучка ($E = 10$ мДж) после филаментации в кювете для различных расстояний от выходного окна (вертикальные ряды) и при различных давлениях во втором сегменте (горизонтальные ряды)

ет около пяти, а при минимальном различии давлений, $p_1 : p_2 = 60 : 50$, число ПФ уже приближается к двадцати. Понятно, что с увеличением начальной энергии E в лазерном импульсе число ПФ также будет возрастать вследствие повышения мощности излучения (рис. 3 б). При этом существенно возрастает и поперечный размер всего пучка, как видно на рис. 4, однако средний размер ПФ практически не изменяется.

Рисунок 5 иллюстрирует работу созданного нами компьютерного алгоритма для определения и подсчета числа горячих пятен в профиле энергии (флюенса) лазерного пучка на выходе из оптической ячейки. Работа данного алгоритма осуществляется следующим образом. Сначала фиксируется двумерное распределение флюенса в заданной точке оптической трассы (рис. 5 а). Затем выполняется бинаризация этой двумерной матрицы в соответствии с некоторым заданным пороговым значением

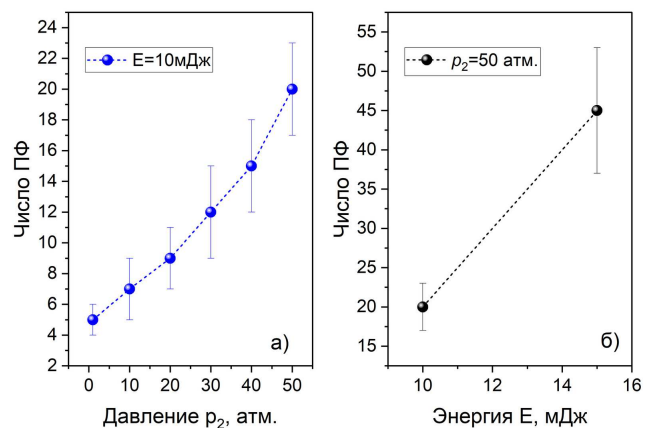


Рис. 3. Зависимости количества горячих пятен (постфиламентов) от давления во втором сегменте (а) и энергии импульса (б) при давлении $p_2 = 50$ атм

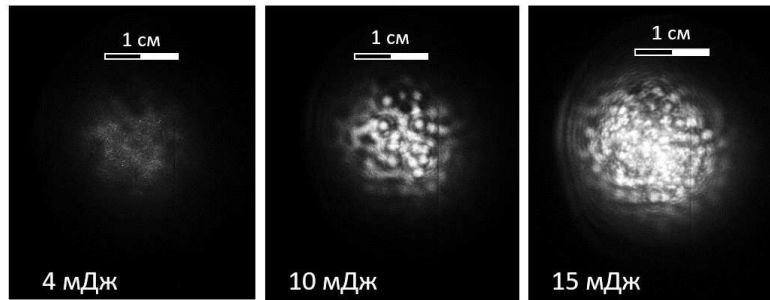


Рис. 4. Снимки энергетического профиля лазерного пучка после филаментации в кювете для различных энергий импульса (подписи внутри снимков) при градиенте давления $p_1 : p_2 = 60 : 50$

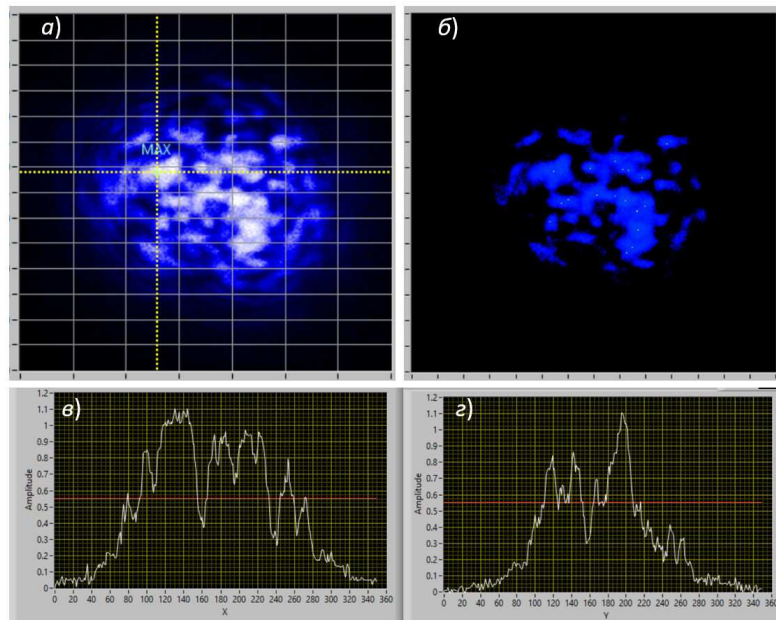


Рис. 5. Процедура подсчета числа ПФ: *а* — снимок структуры пучка на экране CCD-камеры; *б* — результат бинаризации профиля пучка с положениями центров ПФ (белые точки); *в* и *г* — профили флюенса по горизонтальному (*в*) и вертикальному (*г*) сечениям на панели *а*

(показан красными линиями на рис. 5 *в*, *г*), которое выбирается один раз для каждой дистанции измерений. Результатом этой процедуры является новая двумерная матрица со значениями 1 или 0 в зависимости от превышения выбранного порога (рис. 5 *б*). Далее результирующая двоичная матрица анализируется с помощью однопроходного алгоритма поиска по АВС-маске, который ищет и перечисляет отдельные связанные области, которые можно считать проекциями отдельных ПФ на поперечное сечение пучка, т. е. горячими пятнами. Каждой такой области присваивается свой уникальный индекс, а пространственные параметры пучка (положение, площадь, среднеквадратичные размеры по осям) анализируются и сохраняются в программных массивах.

Для сравнения были проведены эксперименты по изучению трансформации поперечной структуры более узкого телескопированного лазерного пучка диаметром $d = 0.6$ см в кювете общей длиной 4 м без разделительного стекла, т. е. без градиента давлений в сегментах. В этих экспериментах энергия лазерного импульса была меньше и составляла 1.6 мДж, поскольку для больших значений энергии происходила филаментация оптического пучка на выходном окне кюветы. На рис. 6 представлена зависимость диаметра центральной части пучка от давления, а на вставку к нему для примера приведен поперечный профиль всего фемтосекундного пучка для нормального и повышенного давлений внутри оптической ячейки. Профили записывались на расстоянии

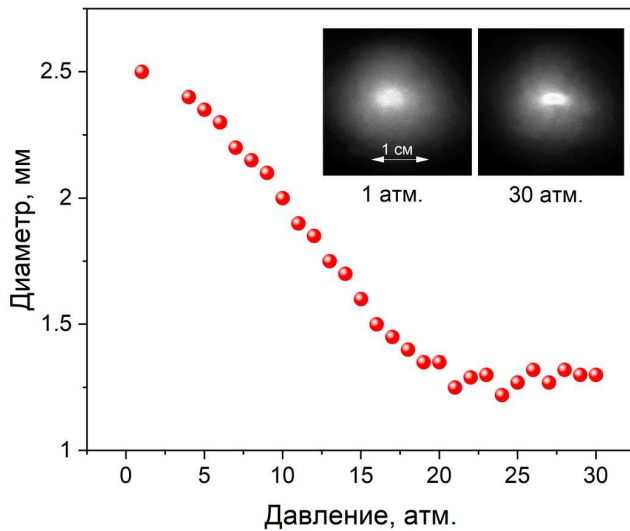


Рис. 6. Зависимость диаметра (минимального) центральной части лазерного пучка с $d = 0.6$ см и $E = 1.6$ мДж от давления аргона в кювете. На вставках представлены снимки поперечного профиля лазерного пучка на экране после прохождения через кювету с аргоном длиной 4 м при давлении 1 атм (слева) и 30 атм (справа)

1 м от выходного окна кюветы. Из анализа представленных снимков профиля пучка следует, что увеличение давления газа в кювете приводит к абберационной фокусировке центральной высокоинтенсивной части пучка в пространственно-локализованное пятно вытянутой формы при сохранении практически неизменной низкоинтенсивной периферии. При этом полный размер лазерного пучка, определяемый по уровню $1/e^2$ от максимума, также уменьшается с повышением давления за счет самофокусировки в аргоне.

На следующих рисунках представлены результаты по филаментации мощного фемтосекундного лазерного излучения в оптической кювете, состоящей из пары двухметровых сегментов, наполненных аргоном под давлением. В отличие от предыдущих данных (рис. 2–4), в этих экспериментах использовалось предварительное структурирование (искажение) лазерных импульсов в тепловой воздушной струе, что приводило к формированию множественных фазовых aberrаций оптического поля пучка, которые в дальнейшем при распространении в сжатом газе служили «затравками» лазерных и плазменных филаментов. В данных экспериментах мощность импульсов излучения изменялась от 100 до 400 ГВт ($E = 5–20$ мДж). Общий вид измерительного стенда был такой же, как и на рис. 1, но за счет добавленной турбулентности (оценочная тол-

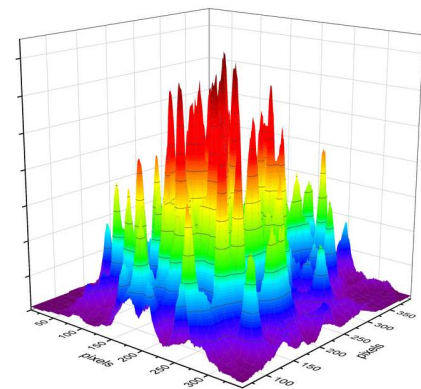
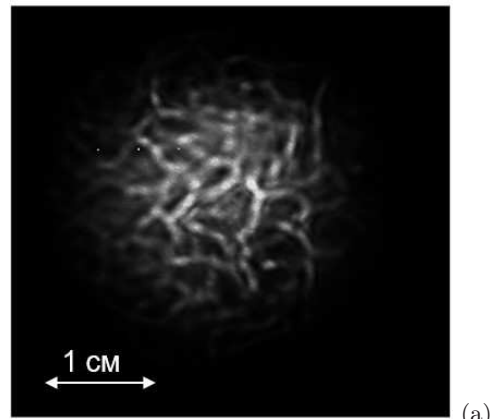


Рис. 7. Структура лазерного пучка на входе в кювету после турбулентного слоя (а) и после филаментации в кювете при $p_2 = 60$ атм, $E = 10$ мДж (б)

щина слоя составляла около 2 см) структура лазерного пучка на входе в кювету была иной, как показано на рис. 7 а. Трансформация исходного гауссова профиля лазерного пучка осуществлялась при помощи струи нагретого до 200°C воздуха, подаваемого из промышленного фена, размещенного вблизи входного окна кюветы. Давление аргона в первом сегменте кюветы составляло $p_1 = 1$ атм, во втором сегменте изменялось ступенчато, $p_2 \leq 60$ атм.

Снимки поперечной энергетической структуры лазерного пучка на CCD-камере после филаментации в кювете представлены на рис. 8, где в верхнем ряду снимков энергия в лазерном импульсе была фиксированной ($E = 10$ мДж), а изменялось давление во втором сегменте оптической ячейки. На снимках профиля пучка нижнего ряда данного рисунка, наоборот, фиксированным было давление во втором сегменте ($p_2 = 60$ атм), а варьировалась начальная энергия (мощность) импульса. На представлен-

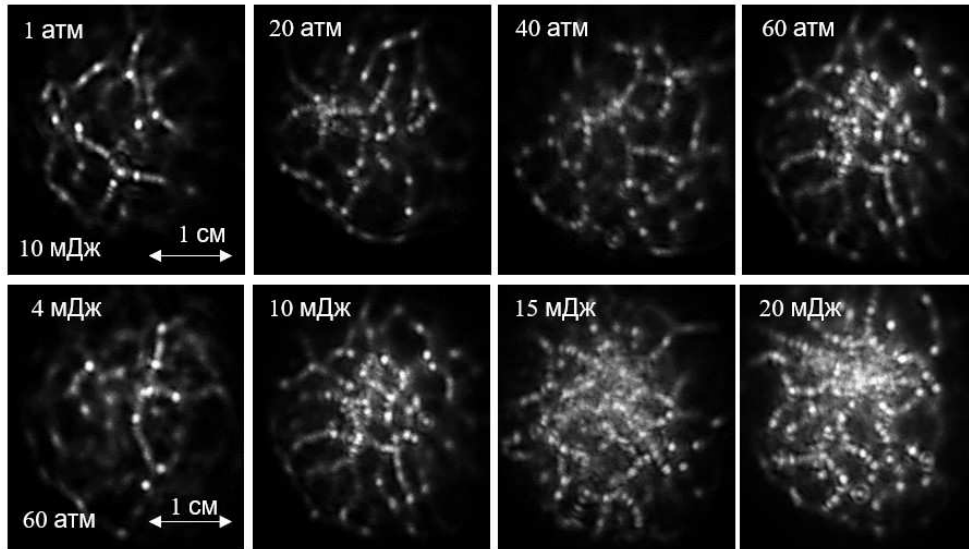


Рис. 8. Профили структурированного турбулентностью лазерного пучка после прохождения оптической кюветы при различных давлениях аргона p_2 во втором сегменте (верхний ряд) и при различных энергиях E лазерного импульса (нижний ряд)

ных изображениях профиля фемтосекундного излучения хорошо видно, что индуцированные неоднородности показателя преломления воздуха в турбулентном слое приводят к случайно-неоднородным искажениям энергетической структуры пучка, которые при распространении в кювете с аргоном с повышенным давлением провоцируют формирование горячих пятен (областей с высокими значениями плотности энергии) внутри лазерного пучка. Эти интенсивные световые области имеют характерный диаметр на выходе из кюветы около 1 мм и квазигатуссово распределение плотности энергии (см. рис. 7 б). Зарегистрированные профили лазерного пучка демонстрируют существенную зависимость количества ПФ как от давления газа p_2 во втором сегменте кюветы, так и от энергии E лазерного импульса. Соответствующие графики этих зависимостей представлены на рис. 9.

Как видно на рис. 9, обнаруженная ранее (см. рис. 3) тенденция к увеличению числа горячих пятен в профиле лазерного пучка с ростом давления газа или энергии импульса сохраняется и в случае предварительного возмущения профиля излучения. При этом количество ПФ, регистрируемое на выходе из второго сегмента кюветы, увеличивается приблизительно в полтора раза при прочих равных условиях. Подобный эффект ранее нами наблюдался на воздушной трассе атмосферного давления [20], но в несколько больших масштабах, когда искусственная турбулентность повышала число ПФ в два и более

раз при распространении мощного фемтосекундного импульса на трассе 100 м в воздухе. Заметим, однако, что в обсуждаемых экспериментах само число зафиксированных ПФ было небольшим — меньше десяти (см. рис. 3 б в работе [20]), что существенно меньше, чем при филаментации пучка в газонаполненной кювете под давлением (рис. 9 б). Поэтому и рост числа ПФ при использовании турбулентности был более масштабным. Кроме того, если воспользоваться соотношениями барометрического масштабирования филаментации [18]: $E \rightarrow pE$, $d \rightarrow \sqrt{pd}$, $L \rightarrow pL$, то получим, что филаментация импульса на 100-метровой атмосферной трассе будет эквивалентна (в смысле интегральных характеристик) двум метрам нелинейного распространения оптического импульса в сжатом до $p = 50$ атм аргоне (аргон и азот близки по своим оптическим нелинейным свойствам [21]). Однако даже при минимально возможной в наших экспериментах энергии в импульсе 5 мДж, энергия и диаметр пучка фемтосекундного излучения в атмосфере по требованиям масштабирования оказываются существенно большими ($E = 250$ мДж и $d = 17.5$ см), чем были в реальных экспериментах [20]. Поэтому напрямую сравнивать результаты обсуждаемых здесь экспериментов и данные, полученные ранее при атмосферном давлении, будет некорректно. Вместе с тем подчеркнем еще раз, что сама тенденция к росту количества ПФ при увеличении энергии излучения наблюдается в обеих ситуациях.

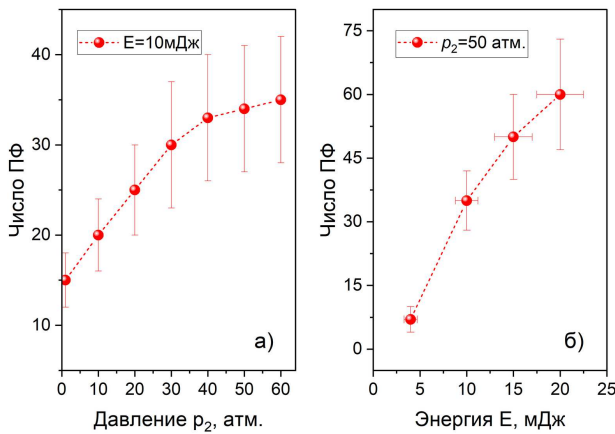


Рис. 9. Зависимости числа ПФ (горячих пятен), образующихся в сечении лазерного пучка после прохождения турбулентного слоя и 4-х метров составной кюветы с аргоном, от давления во втором сегменте для энергии импульса $E = 10$ мДж (а), а также энергии лазерного импульса при $p_2 = 50$ атм (б)

В ходе наших экспериментов измерялись также и спектральные характеристики выходящего из кюветы излучения. На рис. 10 а представлены спектры излучения после прохождения через кювету для различных значений энергии лазерного импульса. Спектры регистрировались при наличии турбулентности, с накоплением за период 5 с (50 импульсов), усреднялись, а затем вычитался фон. Спектральная интенсивность представлена в логарифмическом масштабе и нормирована на максимум. На рис. 10 а видно, что при увеличении энергии излучения его спектральный состав заметно расширяется, причем это расширение преимущественно направлено в синюю (антистоксову) область. При больших энергиях импульса длина волны отсечки в коротковолновой части спектра достигает 700 нм, в то время как в области длинных волн отсечка наступает приблизительно при 850–860 нм и слабо зависит от энергии излучения.

Ширина спектра фемтосекундного импульса, прошедшего через турбулентный слой и кювету с газом высокого давления, представлена на рис. 10 б. Данный параметр вычислялся как центрированный момент второго порядка от квадрата модуля спектральной мощности $|U_\lambda|^2$ по формуле

$$\Delta\lambda = 2\sqrt{\frac{\int |U_\lambda|^2 (\lambda^2 - \lambda_g^2) d\lambda}{\int |U_\lambda|^2 d\lambda}},$$

где λ_g — центр тяжести спектра. Как видно, с увеличением начальной энергии излучения в диапазоне

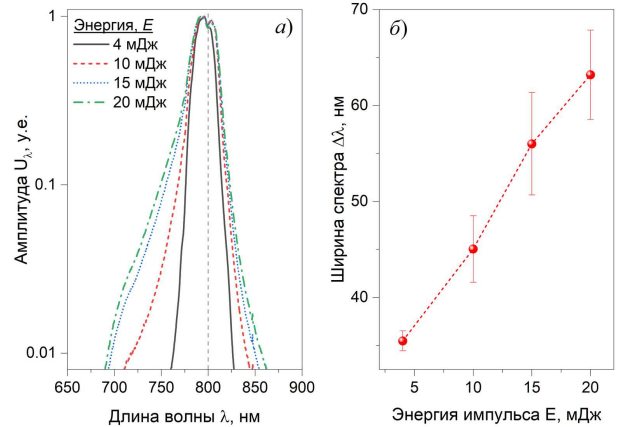


Рис. 10. Спектры структурированного лазерного импульса при различных энергиях E (а) и ширина спектра структурированного пучка (б) после прохождения кюветы высокого давления

от 4 до 20 мДж величина $\Delta\lambda$ практически линейно зависит от энергии импульса, изменяясь от 35 до 63 нм, что в несколько раз превышает исходную спектральную ширину импульса $\Delta\lambda = 18$ нм и указывает на появление плазменных следов филаментов внутри оптической кюветы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты экспериментальных измерений поперечного профиля и частотного спектра мощных фемтосекундных лазерных импульсов титан-сапфирового лазера ($\lambda = 800$ нм) в двухсегментной наполненной аргоном оптической кювете в условиях искусственно созданного градиента давления газа, в том числе и при предварительном пространственном структурировании лазерного пучка тепловым турбулентным слоем. В результате проведенных исследований были получены важные выводы о характере филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в условиях высокого давления и барического градиента. В частности, исследования показали, что после прохождения через газонаполненную кювету со сжатым аргоном излучение формирует специфическую мелкомасштабную пространственную структуру. Эта структура характеризуется наличием множества горячих пятен — постфиламентов, средний диаметр которых составляет около 1 мм. Количество таких постфиламентов напрямую зависит от двух ключевых факторов: градиента давления между сегментами кюветы и начальной энергии лазерного импульса. Осо-

бенно показательным оказалось влияние внешней (по отношению к газовой кювете) турбулентности на процесс филаментации. Предварительное структурирование лазерного пучка тепловой турбулентностью приводит к более ранней самофокусировке и развитию множественной филаментации. При этом количество постфиламентов увеличивается в 1.5–2 раза по сравнению с регулярным гауссовым профилем, что коррелирует с результатами наших предыдущих экспериментов по филаментации с турбулентным слоем [20]. Следует отметить, что в рамках настоящей работы вопрос об эквивалентности сценариев филаментации при различном градиенте давления или его отсутствии в среде распространения не рассматривался, поскольку газонаполненная оптическая ячейка в силу своей конструкции (стальная труба с непрозрачными боковыми стенками) не позволяла проследить момент зарождения и последующую эволюцию филаментов. Мы имели возможность регистрировать только последствия филаментации в виде пространственного профиля и спектрального состава излучения. Очевидно, здесь требуются дополнительные исследования с проведением полномасштабного численного моделирования. Масштабирование процесса показало важные закономерности. При уменьшении размера входного пучка от 2.5 до 0.6 см наблюдается резкое снижение количества образующихся постфиламентов. В условиях равных давлений в сегментах кюветы мелкомасштабная структура излучения практически не формируется, а наблюдается лишь усиленная самофокусировка пучка. Спектральные исследования выявили существенные изменения в характеристиках излучения. Наблюдается значительное уширение спектра преимущественно в антистоксову область. При высоких энергиях импульса (до 20 мДж) длина волны отсечки спектра импульса достигает 700 нм, а ширина спектра линейно зависит от энергии импульса, изменяясь от 35 до 63 нм. Практическая значимость работы заключается в создании фундамента для управления процессом филаментации в неоднородных газовых средах. Полученные результаты открывают новые перспективы в развитии технологий лазерного зондирования атмосферы и атмосферных оптических коммуникаций. Особенно важным представляется возможность целенаправленного управления параметрами филаментации путем варьирования давления газа и предварительной структуризации лазерного пучка.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант

№ 24-12-00056) и Министерства науки и высшего образования РФ (Госзадание ИОА СО РАН, эксперименты с турбулентным слоем).

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Mejean et al., *Science* **301**, 61 (2003).
2. M. Rodriguez, R. Bourayou, G. Mejean et al., *Phys. Rev. E* **69**, 036607 (2004).
3. R. Ackermann, G. Mechain, G. Mejean et al., *Appl. Phys. B* **82**, 561 (2006).
4. M. Durand, A. Houard, B. Prade et al., *Opt. Express* **21**, 26836 (2013).
5. A. Couairon and A. Myzyrowicz, *Phys. Rep.* **441**, 47 (2007).
6. L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter et al., *Rep. Prog. Phys.* **70**, 1633 (2007).
7. V. P. Kandidov, S. A. Shlenov, and O. G. Kosareva, *Quantum Electron.* **39**, 205 (2009) [В. П. Кандидов, С. А. Шленов, О. Г. Косарева, *Квант. электрон.* **39**, 205 (2009)].
8. S. V. Chekalin and V. P. Kandidov, *Phys.-Usp.* **56**, 123 (2013) [С. В. Чекалин, В. П. Кандидов, *УФН* **183**, 133 (2013)].
9. S. L. Chin, *Femtosecond Laser Filamentation*, Springer-Verlag, New York (2010).
10. O. Kosareva, N. Panov, D. Shipilo et al., *Opt. Lett.* **46**, 1125 (2021).
11. D. E. Roskey, M. Kolesik, J. V. Moloney et al., *Appl. Phys. B* **86**, 249 (2007).
12. V. O. Kompanets, S. V. Chekalin, O. G. Kosareva et al., *Quantum Electron.* **36**, 821 (2006) [В. О. Компанец, С. В. Чекалин, О. Г. Косарева и др., *Квант. электрон.* **36**, 821 (2006)].
13. M. Mills, D. Christodoulides, and M. Kolesik, *Opt. Lett.* **38**, 25 (2013).
14. D. V. Apeksimov, P. A. Babushkin, Yu. E. Geints et al., *Atmosphere* **15**, 813 (2024).
15. D. V. Apeksimov, P. A. Babushkin, Y. E. Geints et al., *Atmospheric and Oceanic Optics* **39**, 21 (2026) [Д. В. Апексимов, П. А. Бабушкин, Ю. Э. Гейнц и др., *Оптика атмосферы и океана* **39**, 21 (2026)].

16. M. Mlejnek, E. M. Wright, and J. V. Moloney, *Phys. Rev. E* **48**, 4903 (1998).
17. A. Couairon, M. Franco, G. Méchain et al., *Opt. Commun.* **259**, 265 (2006).
18. Y. E. Geints, *Opt. Commun.* **573**, 13007 (2024).
19. D. V. Apeksimov, Yu. E. Geints, A. A. Zemlyanov et al., *Appl. Opt.* **57**, 9760 (2018).
20. D. V. Apeksimov, P. A. Babushkin, A. A. Zemlyanov et al., *Atmospheric and Oceanic Optics* **36**, 811 (2023) [Д. В. Апексимов, П. А. Бабушкин, А. А. Землянов и др., *Оптика атмосферы и океана* **36**, 811 (2023)].
21. M. N. Polyanskiy, *Refractiveindex.info Database of Optical Constants*, *Sci. Data* **11**, 94 (2024).

Femtosecond Laser Filamentation in High-Pressure Argon under Baric Gradient Conditions

*P. A. Babushkin, Yu. E. Geints**, A. M. Kabanov, V. K. Oshlakov, E. E. Khoroshaeva

V. E. Zuev Institute of Atmospheric Optics
634055, Tomsk, Russia

*E-mail: ygeints@iao.ru

Received March 26, 2026

Revised April 21, 2026

Accepted April 26, 2026

Abstract

Multiple filamentation of high-power femtosecond laser pulses in gases is a crucial nonlinear optical phenomenon that is interesting both from fundamental and applied perspectives. Spatial non-uniformity of the gas medium, including a global pressure gradient and small-scale turbulence, can significantly alter the dynamics of filamentation, influencing the number, arrangement, and parameters of emerging plasma regions. This work presents the results of our experimental investigations into the nonlinear propagation of high-power femtosecond laser pulses (wavelength 800 nm) in a two-segment gas-filled optical cell under conditions of an artificially created gas pressure gradient (argon up to 60 atm), including the condition when the laser beam is preliminarily spatially structured by thermal turbulence. We show that the energy profile of the femtosecond beam after filamentation in a cuvette with compressed argon exhibits a fine-scale structure with numerous “hot spots”, the average diameter of which is approximately 1 mm, and the number increases as the pressure gradient in the optical cell segments decreases and the initial energy in the laser pulse rises. Furthermore, compared to a beam with a regular Gaussian profile, stochastic spatial modulation of laser radiation induces earlier small-scale self-focusing of the beam and results in more intense pulse filamentation upon passing through a cell with high-pressure argon.

Keywords: femtosecond laser pulse, self-focusing, filamentation, gas-filled cell, high pressure, turbulence

Funding. The work was supported by the Russian Science Foundation (project No. 24-12-00056) and the Ministry of Science and Higher Education of Russia (State assignment to the Institute of Atmospheric Optics SB RAS, experiments with a turbulent layer).

Conflict of interest. The authors declare that they have no conflict of interest.

Authors' contributions. The contributions of the authors are equal.