

Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе и ее приложения в атмосферной оптике

В.П. Кандидов, С.А. Шленов, Е.П. Силаева, А.А. Дергачев*

*Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр
МГУ имени М.В. Ломоносова
119991, г. Москва, ГСП-1, Воробьевы горы, 1, стр. 2*

Поступила в редакцию 1.04.2010 г.

Настоящая статья подготовлена по материалам приглашенного доклада на XVI Международном симпозиуме «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы» (Томск, октябрь 2009) и посвящена 50-летию создания первого лазера. Дана ретроспектива открытия филаментации лазерного излучения, и представлены физическая картина и состояние исследований этого явления. Основное внимание уделено атмосферной оптике филаментации, проблемам управления и применения филаментации мощного фемтосекундного лазерного излучения.

Ключевые слова: фемтосекундный филамент, множественная филаментация, филаментация в аэрозоле, управление филаментацией в турбулентной атмосфере; femtosecond filament, multifilamentation, filamentation in aerosol, control of filamentation in turbulent atmosphere.

Введение

Стремительное развитие исследований филаментации лазерных импульсов в последние годы неразрывно связано с успехами в разработке коммерческих фемтосекундных лазеров. Высокая мощность (0,2–200 ТВт) и малая длительность (10^{-14} – 10^{-12} с) лазерных импульсов выделяют из многообразия нелинейно-оптического взаимодействия излучения со средой процессы самофокусировки и фотоионизации, которые ответственны за формирование филамента [1]. В результате динамического баланса керровской самофокусировки лазерного излучения в воздухе и его дефокусировки в наведенной лазерной плазме происходит самолокализация светового поля в филаменте протяженностью десятки и сотни метров.

1. Самофокусировка пучков и филаментация импульсов

Впервые возможность самоканалирования электромагнитного «луча», вызванного градиентами светового поля в нелинейной среде, высказана в 1962 г. сотрудником ФИАНа Г.А. Аскарьяном [2]. Теоретически оценка критической мощности светового пучка, при которой происходит самоканалирование, и его стационарный профиль в этих условиях, так

называемая «мода Таунса», получены в [3]. В этой же работе дано возможное объяснение доложенным в 1964 г. в США на конференции OSA экспериментам, в которых наблюдалось нитеобразное разрушение оптического стекла при фокусировке наносекундных лазерных импульсов мощностью до 10 МВт [4]. Первые эксперименты по самофокусировке лазерного пучка, где зарегистрированы светящиеся каналы филаментов протяженностью до 5 см при фокусировке наносекундных импульсов на длине волны 1,06 мкм мощностью 20 МВт в кюветы с циклогексаном и ортоксилолом, выполнены и физически интерпретированы в [5]. В воздухе впервые керровская самофокусировка наблюдалась в [6] для сходящегося пучка. Самосжатие коллимированного излучения мощностью 10^{12} Вт и длительностью 20 пс, вызванное самофокусировкой, зарегистрировано еще в 1969 г. при распространении в воздухе на расстоянии 25 м [7].

В излучении высокой плотности мощности развивается мелкомасштабная самофокусировка, при которой лазерный пучок распадается на множество филаментов вследствие модуляционной неустойчивости интенсивного светового поля в среде с керровской нелинейностью [8]. Концентрация энергии при самофокусировке лазерного излучения вызывает повреждение оптических материалов, что существенно ограничивает интенсивность излучения в высокоэнергетических лазерных системах [9]. Для подавления мелкомасштабной самофокусировки используется снижение интенсивности масштабированием излучения в пространстве, которое осуществляется в широкоапертурных лазерных усилителях [10], и во времени при усилении chirпированных импульсов в фемтосекундных

* Валерий Петрович Кандидов (kandidov@physics.msu.ru); Святослав Александрович Шленов (shlenov@physics.msu.ru); Елена Петровна Силаева (silaeva@physics.msu.ru); Александр Александрович Дергачев (dergachev88@yandex.ru).

лазерах [11]. На этом основании до последнего времени самофокусировка лазерного излучения рассматривалась как исключительно вредный нелинейно-оптический эффект.

В первых экспериментах 1990-х гг., возродивших интерес к филаментации, наблюдались локализация энергии в тонких нитях протяженностью в десятки метров и генерация широкополосного излучения конической эмиссии при распространении в воздухе импульсов титан-сапфирового лазера мощностью десятки гигаватт и длительностью 100–250 фс [12–14]. Было отмечено, что при филаментации фемтосекундных импульсов существенную роль играет наведенная лазерная плазма, рефракция излучения в которой ограничивает рост интенсивности при самофокусировке. Лазерная плазма в воздухе возникает вследствие многофотонной и туннельной ионизации, порог генерации которой определяет пиковую интенсивность в филаменте.

Локализация лазерной энергии в объеме среды без каких-либо направляющих систем, образование плазменных каналов, генерация широкополосного излучения суперконтинуума и конической эмиссии в филаменте вновь привлекли внимание исследователей к изучению явления филаментации лазерного излучения. В настоящее время опубликованы несколько обзоров [15–20], специальные выпуски научных журналов и сборников [21–24], посвященные явлению филаментации фемтосекундного лазерного излучения в различных средах и его применению.

В настоящей статье анализ явления филаментации лазерных импульсов ориентирован на проблемы атмосферной оптики. Дана физическая картина формирования протяженного филамента в воздухе и развития множественной филаментации в атмосфере в условиях турбулентности и рассеяния в аэрозоле. Представлены результаты численного моделирования процессов оптимизации и управления фемтосекундными филаментами в целях их позиционирования на километровых атмосферных трассах.

2. Филамент и его характеристики

В воздухе при длине волны излучения 0,8 мкм согласно различным экспериментальным данным диаметр филамента составляет $d_{fil} \approx 100$ мкм, пиковые значения интенсивности — $I_{fil} \approx 10^{13} - 10^{14}$ Вт/см² и поверхностной плотности энергии — $J_{fil} \approx 0,6$ Дж/см², концентрация свободных электронов в наведенной лазерной плазме — $N_e \approx 10^{14} - 10^{16}$ см⁻³, диаметр плазменного канала — $d_{pl} \approx 50$ мкм, его удельное сопротивление 1 Ом·см, характерное время рекомбинации плазмы $\tau_{pl} \approx 1 \div 10$ нс [19]. В тонком филаменте локализуется 8–10% энергии импульса, ее потери при фотоионизации невелики и коэффициент ослабления при филаментации в воздухе составляет $(7,7 \div 1,2) \cdot 10^{-3}$ м⁻¹. Протяженность филамента в воздухе достигает нескольких сотен метров и ограничивается, в основном, линейными потерями. В импульсах большой длины волны филамент и плазменный канал шире, концентрация электронов меньше, а интенсивность остается практически неизменной.

Дифракционная длина светового пучка диаметром 100 мкм значительно меньше протяженности наблюдаемого филамента. Концентрация энергии в его тонкой длинной нити является результатом динамического процесса перетекания энергии из периферии пучка в его приосевую область. Этот процесс, называемый также динамическим восполнением [25], наглядно объясняется моделью движущихся фокусов, предложенной для квазистационарной самофокусировки наносекундных импульсов [26].

Согласно этой модели филамент представляет собой непрерывное множество нелинейных фокусов, в которых последовательно вдоль его длины концентрируется энергия временных слоев импульса, начиная с центрального, мощность которого равна пиковой величине в импульсе. Таким образом, периферия пучка является тем резервуаром, из которого непрерывно поступает энергия в филамент, обеспечивая тем самым его существование на большой длине. Как показывает эксперимент [27], перекрытие переноса энергии резервуаром в направлении распространения импульса приводит к блокированию филамента и прекращению его существования.

При филаментации фемтосекундного импульса ограничение коллапсирующего роста интенсивности при самофокусировке, в отличие от классической модели движущихся фокусов, определяется не нелинейным поглощением излучения, а рефракцией в наведенной лазерной плазме [14]. Тем самым осуществляется динамический баланс керровской самофокусировки и плазменной дефокусировки во временных слоях импульса. Баланс керровской и плазменной нелинейностей в филаменте означает не формирование волновода на всей длине протяженного филамента, а ограничение роста интенсивности в последовательности нелинейных фокусов, которое вызывает дефокусировку в наведенной лазерной плазме.

Излучение, расходящееся от оси при дефокусировке в плазме, интерферирует с полем периферии, охватывающей филамент, формируя характерное кольцевое распределение интенсивности на хвосте импульса, которое регистрируется в эксперименте в виде колец поверхностной плотности энергии. Существенно, что при рефракции в плазме излучение во временном слое после нелинейной фокусировки остается в импульсе, поэтому в импульсах высокой мощности происходит повторная самофокусировка излучения, дефокусированного плазмой, при которой на некоторых расстояниях возрастает поверхностная плотность энергии, переносимая филаментом. Этот эффект, известный как рефокусировка в филаменте, ранее именовался многофокусной структурой и объяснялся последовательной самофокусировкой круговых колец сечения пучка [26].

Филамент импульса является самоформирующейся направляющей системой, в которой происходят увеличение интенсивности светового поля, пространственная фильтрация и выделение на оси фундаментальной моды, подобно тому как это осуществляется в системах типа оптического волокна, капилляра, фотонного кристалла и других. В протяженном филаменте с высокой интенсивностью светового поля

возрастает нелинейно-оптическое взаимодействие лазерного излучения со средой. Одним из проявлений этого взаимодействия является сужение спектра, или генерация суперконтинуума, спектральная полоса которого при филаментации в воздухе фазово-модулированного импульса тераваттной мощности на длине волны 0,8 мкм простирается от 0,5 до 4,5 мкм.

Антистоксовы компоненты суперконтинуума образуют коническую эмиссию, расходимость излучения которой увеличивается с ростом их отстройки в коротковолновую область. Среди различных физических моделей сужения частотно-углового спектра импульса при филаментации наиболее адекватной является фазовая самомодуляция светового поля в пространстве и времени, которая развивается в условиях сильных пространственно-временных градиентов интенсивности при керровской фокусировке и дефокусировке в лазерной плазме [28].

3. Множественная филаментация

Начальная стадия множественной филаментации определяется мелкомасштабной самофокусировкой во временных слоях импульса, в которых формируются нелинейные фокусы. Центрами зарождения нелинейных фокусов являются хаотические возмущения интенсивности и фазы светового поля, которые могут быть обусловлены плохим качеством выходного излучения и флуктуациями оптических параметров среды. В дальнейшем в местах образования нелинейных фокусов начинают формироваться филаменты. Механизм их формирования в целом не отличается от формирования в импульсе одного филамента, но динамическая картина может быть достаточно сложной. Как показано в [29], между нелинейными фокусами, формирующимися из близко расположенных возмущений, возникает энергетическая конкуренция, которая может привести к затягиванию образования филаментов при распространении импульса. В результате расстояние до зарождения филаментации не убывает монотонно с увеличением мощности импульса, а возрастает в окрестности ее значений, при которых число филаментов становится больше.

В экспериментах на системе Teramobile по множественной филаментации импульсов энергией 230 мДж и длительностью 100 фс пиковая мощность составляла 2,3 ТВт, что приблизительно в 700 раз превышает критическую мощность самофокусировки в воздухе [30]. При распространении столь мощных импульсов вначале образуются крупномасштабные «горячие» зоны, соответствующие плотным множествам филаментов, зарождающихся в областях наиболее сильных флуктуаций интенсивности в начальном распределении. Через несколько метров в окрестности этих зон возникают сотни отдельных филаментов, которые регистрируются в виде множества мелкомасштабных «горячих» точек, в дальнейшем охватывающих все сечение импульса.

На атмосферной трассе источниками возмущений в импульсе могут быть не только флуктуации

интенсивности на выходной апертуре лазерной системы, но и турбулентные флуктуации показателя преломления, которые приводят к возмущениям фазы светового поля импульса. Диапазон их пространственных масштабов простирается от внешнего L_0 до внутреннего масштаба турбулентности l_0 , который составляет около 1 мм, что значительно превышает поперечный размер филамента [31]. Это приводит к тому, что уже сформировавшийся филамент продолжает существовать после прохождения области даже с сильной турбулентностью, значительно превышающей типичные значения для атмосферы [32]. При этом если поместить такую область на пути импульса до старта филамента, то сильная турбулентность может остановить филаментацию импульса, а более слабые флуктуации показателя преломления будут приводить к блужданию филамента в пространстве.

В [33] были проведены экспериментальные и численные исследования блуждания одиночного филамента на атмосферной трассе, статистический анализ которых показал, что в условиях сильной турбулентности величина случайного смещения филамента хорошо описывается законом распределения Рэлея. В более общем случае закон распределения случайных смещений филамента имеет вид закона Вейбулла [34]. Так как в импульсах тераваттной мощности множество филаментов заполняет все поперечное сечение пучка, то в атмосфере поперечные смещения области филаментации определяются турбулентным блужданием пучка в целом.

Расстояние до начала филаментации также сильно зависит от турбулентных условий на трассе. В [35] методом моментов для малых флуктуаций поля показано, что при распространении в турбулентной атмосфере критическая мощность самофокусировки пучка как целого возрастает. Соответственно нелинейный фокус, а значит и филамент, в среднем должен возникать в турбулентной атмосфере на больших расстояниях, чем в регулярной среде. Действительно, численные расчеты показали, что при небольших превышениях пиковой мощности импульса P над критической мощностью самофокусировки P_{cr} , т.е. в режиме одного филамента, расстояние до его образования увеличивается с ростом интенсивности турбулентных флуктуаций C_n^2 [36] и уменьшается вероятность его образования [34]. С ростом пиковой мощности импульса, когда возможно одновременное образование нескольких филаментов, в турбулентной атмосфере можно наблюдать увеличение расстояния до начала филаментации и уменьшение при больших C_n^2 [37].

В импульсах тераваттной мощности, которая во много раз превышает критическую мощность самофокусировки в воздухе, турбулентные возмущения вызывают хаотическую множественную филаментацию и уменьшают расстояние до ее старта [37–41]. Таким образом, налицо две взаимно противоположные тенденции в формировании филаментов в турбулентной атмосфере. Это увеличение расстояния до начала филаментации при относительно небольших мощностях, когда формируется один или два

конкурирующих филамента, и сокращение этого расстояния при $P \gg P_{cr}$, когда в импульсе развивается модуляционная неустойчивость и образуется множество филаментов. В [34, 42] предприняты попытки получить количественные оценки смены этих режимов. Согласно этим оценкам в отсутствие турбулентных флуктуаций показателя преломления в воздухе при превышении пикового импульса критической в 100–200 раз превалирует модуляционная неустойчивость импульса, при меньшей мощности происходит самофокусировка пучка как единого целого.

Для определения среднего расстояния до начала филаментации коллимированного гауссовского пучка радиуса $a_0 = 0,75$ см в турбулентной атмосфере мы провели численные расчеты методом Монте-Карло на суперкомпьютерном комплексе СКИФ МГУ «Чебышев». На рис. 1 представлены результаты этих исследований на горизонтальной трассе для импульсов различной мощности в зависимости от величины турбулентных флуктуаций.

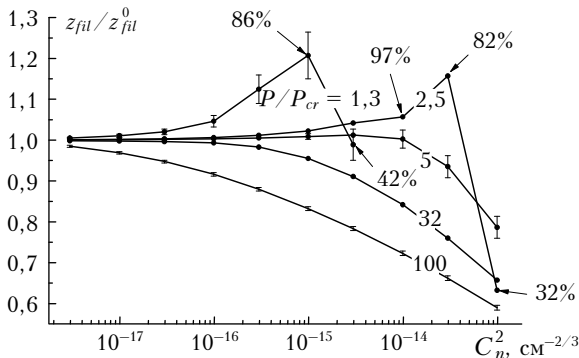


Рис. 1. Зависимость расстояния до начала филаментации z_{fil} в турбулентной атмосфере, нормированного на это же расстояние в регулярной среде z_{fil}^0 , от значения структурной постоянной C_n^2 при различных отношениях пиковой мощности импульса P к критической мощности самофокусировки P_{cr} . Внешний масштаб $L_0 = 1$ м, внутренний $l_0 = 1$ мм. Радиус пучка $a_0 = 0,75$ см. Выборочно для трех кривых указаны доверительные интервалы

Структурная постоянная C_n^2 изменялась в широком диапазоне от $3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2/3}$, что соответствует очень слабой турбулентности, до $10^{-13} \text{ см}^{-2/3}$ — очень сильная турбулентность.

При относительно небольших значениях мощности ($P/P_{cr} < 5$) с ростом структурной постоянной происходят ухудшение пространственной когерентности пучка и увеличение среднего расстояния до начала филаментации до тех пор, пока в отдельных реализациях филаменты не перестают формироваться вовсе. При мощности импульса $P/P_{cr} = 1,3$ расстояние z_{fil} увеличивается на 20% при $C_n^2 = 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$. Причем среднеквадратический разброс этого расстояния достигает 30%, и в отдельных реализациях наблюдалось двукратное увеличение расстояния до старта филамента по сравнению с регулярным случаем. Более сильная турбулентность препятствует формированию филаментов прежде всего в тех реализациях, в которых они формировались на больших расстояниях. В итоге вероятность образования фи-

ламентов становится меньше 100%, и среднее расстояние до начала филаментации в тех импульсах, где она все-таки возникла, резко сокращается прежде, чем формирование филаментов в импульсах полностью прекратится. На рис. 1 стрелкой указаны точки, в которых вероятность образования филамента меньше 100%.

При мощности $P/P_{cr} = 5$ в широком диапазоне изменения структурной постоянной от нуля и вплоть до $C_n^2 = 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$ среднее расстояние до образования филамента остается практически таким же, как и в регулярной среде. В импульсах с высокой мощностью ($P/P_{cr} > 5$) среднее расстояние до начала области филаментации z_{fil} монотонно уменьшается. При $P/P_{cr} = 100$ отличие z_{fil} от регулярного случая заметно даже в условиях слабой турбулентности, а при $C_n^2 = 10^{-13} \text{ см}^{-2/3}$ среднее расстояние до начала филаментации сокращается уже на 40%. Уменьшение расстояния до начала филаментации при больших мощностях обуславливается развитием мелкомасштабной самофокусировки, при которой в пучке возникают возмущения относительно небольшого поперечного масштаба, содержащие мощность выше критической.

Исследование влияния внутреннего масштаба l_0 на множественную филаментацию показывает [39], что с ростом l_0 увеличивается расстояние до начала образования филаментов и сокращается поперечный размер пучка филаментов. В [43] продемонстрировано развитие модуляционной неустойчивости в импульсе при значениях внутреннего масштаба турбулентности, близких к атмосферным значениям $l_0 = 1 \div 2$ мм, при этом поперечный масштаб возмущений поля с наибольшим инкрементом нарастания составлял [8] $\Lambda \approx 2$ мм. В этих условиях увеличение внутреннего масштаба турбулентности до значений $l_0 = 6$ мм подавляло развитие модуляционной неустойчивости в импульсе. Кроме того, мелкомасштабные флуктуации среды могут вызывать ухудшение пространственной когерентности пучка и, тем самым, препятствовать восполнению энергии в филаменте. По мнению авторов [44], это может приводить к изменению характерных параметров филаментов, когда их поперечный размер увеличивается, а пиковая интенсивность внутри филамента падает.

Не менее важным фактором, определяющим процесс филаментации лазерного импульса, является наличие на атмосферной трассе облачности и осадков, что приводит к рассеянию и ослаблению излучения. Эксперименты по взаимодействию филамента с отдельными частицами, выполненные в натуральных [45] и лабораторных [46] условиях, а также теоретические исследования [47] показывают, что капля, перекрывающая приосевую область лазерного импульса, не препятствует существованию филамента. Причина этого заключается в том, что та часть поперечного сечения импульса, которая проходит мимо капли, является резервуаром энергии и обеспечивает перераспределение энергии к оси импульса, поддерживая тем самым восстановление филамента за каплей.

Согласно [45, 48], если концентрация капель аэрозоля достаточно велика ($\sim 10^5 \text{ см}^{-3}$), то энергия

излучения сформировавшегося филамента убывает по закону Бугера, как и при распространении импульса малой мощности в рассеивающей среде. Вследствие ослабления энергии в аэрозоле филамент образуется позже и сокращается его длина [49], при множественной филаментации уменьшается число филаментов [50].

При филаментации в облаках и туманах лазерного излучения на длине волны $\lambda = 0,8$ мкм, для которого поглощение в воде мало, определяющим для трансформации фемтосекундного импульса и его энергетических характеристик является рассеяние на аэрозольных частицах. При этом рассеяние не сводится только к ослаблению мощности. Флуктуации интенсивности лазерного излучения, вызванные интерференционными эффектами при когерентном рассеянии на частицах, могут стимулировать стохастическое зарождение филаментов [51]. В результате, с одной стороны, возникают возмущения, которые способствуют множественной филаментации импульса, с другой стороны, одновременно происходит ослабление излучения, которое ее подавляет [52, 53]. Этот конкурентный процесс наглядно иллюстрирует рис. 2, на котором представлены зависимости расстояния до начала филаментации от концентрации в атмосфере монодисперсного аэрозоля, полученные нами методом Монте-Карло для различных размеров аэрозольных частиц и начальной мощности пучка $P/P_{cr} = 50, 100$.

Так как начальная мощность достаточно велика, то при относительно небольшой концентрации частиц возникает множественная филаментация и расстояние z_{fil} до ее начала оказывается меньше, чем в чистой атмосфере. С ростом концентрации все большую роль начинает играть ослабление излучения, и уменьшение расстояния z_{fil} до начала возникновения филаментов сменяется его ростом. При той концентрации частиц, когда расстояние z_{fil} оказывается больше, чем в отсутствие аэрозоля, множественная филаментация импульса сменяется режимом одного филамента, а при дальнейшем росте концентрации N_{aer} происходит полное подавление филаментации. С уменьшением мощности P сокращается область значений концентрации частиц, при которой в импульсе развивается множественная филаментация,

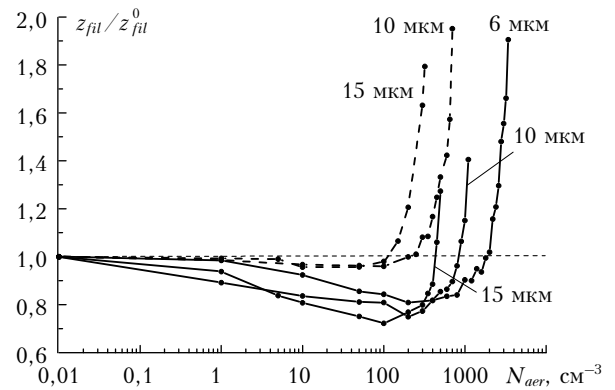


Рис. 2. Зависимость расстояния филаментации z_{fil} , нормированного на расстояние до старта филаментации в прозрачной однородной атмосфере z_{fil}^0 , от концентрации частиц аэрозоля N_{aer} . Мощность коллимированного гауссовского пучка радиуса $a_0 = 2,5$ мм составляет $P/P_{cr} = 50$ (штриховая) и 100 (сплошная кривая). Радиус аэрозольных частиц указан рядом с кривыми

так как падает интенсивность излучения и уменьшается вероятность образования нескольких возмущений, содержащих мощность, превышающую критическую. С уменьшением размера частиц ослабление импульса становится меньше и область множественной филаментации простирается до больших концентраций N_{aer} .

Таким образом, оба стохастических фактора в атмосфере (аэрозоль и турбулентность) приводят к возникновению неоднородностей светового поля в поперечном сечении импульса, которые вызывают множественную филаментацию. Однако эти разные по своей природе неоднородности: амплитудные возмущения при интерференции рассеянной и прошедшей компонент поля в аэрозоле и фазовые возмущения поля в турбулентной среде, формируют существенно разные распределения плотности энергии $J(x, y)$ в импульсе. Для рис. 3 параметры турбулентной атмосферы: структурная постоянная $C_n^2 = 10^{-13} \text{ см}^{-2/3}$, внутренний масштаб $l_0 = 1$ мм, внешний масштаб $L_0 = 1$ м. Параметры импульса: длительность (по уровню e^{-1}) $2\tau_0 = 280$ фс, радиус $a_0 = 2,5$ мм, энергия $W_0 = 50$ мДж, пиковые значения интенсивности и поверхностной плотности энергии $I_0 = 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ и $J_0 = 0,25 \text{ Дж/см}^2$ соответственно.

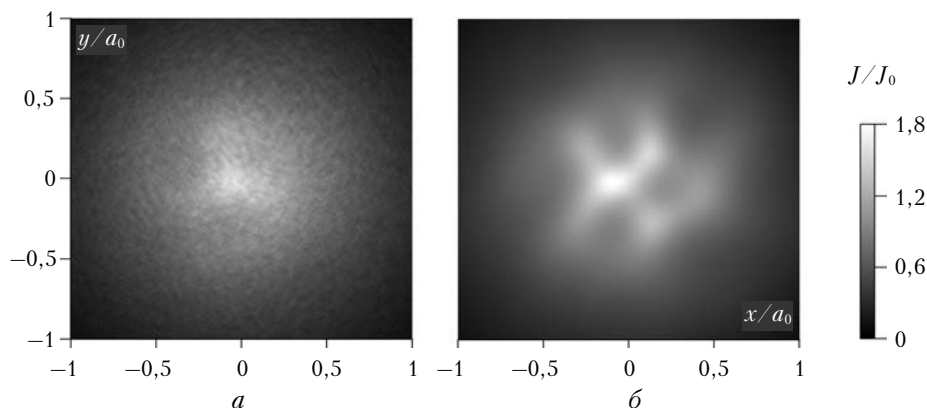


Рис. 3. Типичное распределение поверхностной плотности энергии $J(x, y)$ в поперечном сечении импульса на расстоянии $z = 2,2$ м при распространении: a — в аэрозоле с концентрацией $N_{aer} = 10 \text{ см}^{-3}$ и радиусом частиц $R_{aer} = 15$ мкм; b — в турбулентной атмосфере

Когерентное рассеяние на аэрозольных частицах приводит к возмущениям светового поля меньшего масштаба, чем в случае фазовых возмущений в турбулентной атмосфере. При этом уже в начале аэрозольной трассы в поперечном сечении импульса появляются заметные мелкомасштабные возмущения в распределении плотности энергии в виде дифракционных колец от рассеяния на отдельных каплях. Профиль плотности энергии быстро приобретает ярко выраженную спекл-картину (рис. 3, *а*). В турбулентной среде флуктуации поля имеют больший масштаб, что способствует зарождению филаментов на меньшем расстоянии, чем в дисперсной среде аэрозоля (рис. 3, *б*).

4. Применение филаментации в атмосферной оптике

Излучение суперконтинуума, генерируемое фемтосекундными лазерными импульсами при филаментации, представляет собой перспективный источник для зондирования окружающей среды [54]. Во-первых, это излучение, возникающее как результат нелинейно-оптического преобразования фемтосекундных импульсов, также имеет фемтосекундную длительность, что обеспечивает высокое пространственное разрешение. Во-вторых, оно охватывает как ближний и средний инфракрасный диапазоны длин волн, в которых лежат линии поглощения многих загрязняющих примесей, так и ультрафиолетовую область спектра, в которой лежат линии поглощения таких газов, как озон, пары бензола и толуола и др. Широкий спектральный диапазон позволяет одновременно зондировать несколько параметров атмосферы или выбирать нужный диапазон длин волн в зависимости от условий на трассе. Таким образом, суперконтинуум филамента обеспечивает широкополосный спектрально-временной анализ многочастотного отклика исследуемой среды с высоким пространственным разрешением.

Времяразрешенные спектры поглощения в видимой и инфракрасной областях были получены в [55]. Источником излучения служили филаменты, образованные с помощью фемтосекундных лазерных импульсов тераваттной мощности. Отмечено прекрасное соответствие зарегистрированных линий поглощения водяных паров известным спектроскопическим данным. По сравнению с лидаром дифференциального поглощения, использующим две длины волны, в широкополосном лидаре нет больших проблем в зондировании узких линий поглощения. При этом ширина континуума, генерируемого при филаментации, существенно превышает, например, спектральный диапазон ИК-лидара на основе параметрических генераторов света [56], где используется перестройка рабочего диапазона частот. Угловое распределение рассеяния излучения суперконтинуума может дать информацию о размере капель аэрозоля и их концентрации внутри зондируемого слоя облаков [57].

Эффективность преобразования энергии лазерного импульса в суперконтинуум согласно расчетам

может достигать до 5–10% [58], т.е. составлять десятки и сотни миллиджоулей. Такая высокая эффективность объясняется большой длиной нелинейного взаимодействия излучения на атмосферных трассах. Отметим, что и сам источник суперконтинуума (филамент) может быть удален на километровые расстояния [59], т.е. приближен к объекту зондирования, что повышает уровень принимаемого сигнала. Кроме того, нелинейное взаимодействие основного излучения со средой вызывает большие локальные градиенты показателя преломления, и вследствие рефракции на них компонента суперконтинуума, рассеянная назад, оказывается существенно больше по сравнению с обычным рассеянием света [60], что также обеспечивает выигрыш по энергии в приемном сигнале лидарной установки.

Высокоинтенсивное излучение филаментов фемтосекундного лидара вызывает диссоциацию и многофотонное возбуждение молекул загрязняющих веществ. Характерные линии этой флуоресценции могут быть использованы для удаленной диагностики концентрации загрязняющих веществ, обеспечивая дополнительный канал зондирования [17].

При эмиссионной спектроскопии уверенное наблюдение флуоресценции от объекта осуществляется при такой плотности лазерной энергии на поверхности, при которой возникает абляция материала, что обычно достигается при острой фокусировке излучения. Однако на протяженных атмосферных трассах, составляющих сотни метров и километры, получить необходимую плотность энергии в фокальном пятне затруднительно прежде всего вследствие дифракции и турбулентного уширения лазерного пучка. В [61] заметный сигнал флуоресценции от медной мишени наблюдался при достижении в абляционном пятне плотности энергии порядка 120 мДж/см². Поскольку в филаментах достигается плотность энергии на порядок больше, то, очевидно, их можно использовать и для получения сигнала флуоресценции от поверхности мишени. Этот метод получил название спектроскопии пробоя, индуцированного филаментацией (Filament Induced Breakdown Spectroscopy – FIBS).

В мультитераваттных лазерных системах при многофиламентации лазерных импульсов одновременно зарождается большое количество филаментов, каждый из которых несет плотность энергии, необходимую для FIBS. Потенциально такая система может обеспечить более высокий уровень сигнала флуоресценции за счет суммирования вкладов источников, инициированных на мишени каждым филаментом. Таким образом, в режиме филаментации мощные фемтосекундные лазерные импульсы могут рассматриваться как перспективные средства доставки энергии и получения плазмы оптического пробоя и сигнала флуоресценции на мишенях, удаленных на километровые расстояния.

В экспериментальных условиях [62] предельное значение дистанции зондирования для разрешения атомарных линий меди с использованием в приемной системе ICCD-камеры составило 150 м. Оценки, приведенные в [63], показывают, что на расстояниях

порядка 1 км в тераваттных системах лазерного зондирования можно получить достаточный для диагностики металлических мишеней сигнал FIBS даже в одном импульсе. При переходе к лидарной схеме измерений и использовании фотоумножителя, хотя и с худшим спектральным разрешением, FIBS-диагностика может быть осуществлена и на расстоянии нескольких километров [64]. При этом в силу слабого излучения суперконтинуума в УФ-области излучение плазмы может быть детектировано без специального временного стробирования. Фактически в этом случае лимитирующим фактором выступает не приемная система, а расстояние филаментации, т.е. возможность получения филаментов на больших расстояниях.

Применимость схемы FIBS для удаленного детектирования в атмосфере аэрозольных биологического происхождения продемонстрирована в [65]. По результатам регистрации эмиссии плазмы в частицах биоаэрозоля сельскохозяйственных культур, индуцированной филаментацией в воздухе, сделан вывод о том, что именно благодаря FIBS становится возможным различать близкие типы биоаэрозолей [66].

Плазменные каналы фемтосекундных филаментов могут быть использованы для направленной передачи СВЧ-излучения. При нормальных условиях в воздухе в процессе филаментации фемтосекундного лазерного импульса образуется плазменный канал с характерным «временем жизни» порядка $\tau_p = 3 \div 10$ нс. В пространстве он представляет собой тонкую токопроводящую плазменную нить мгновенной длиной $L_{wg} = 1 \div 3$ м, которая летит вместе с лазерным импульсом со скоростью света на десятки и сотни метров. Такая динамическая токопроводящая нить может рассматриваться как основа виртуальной линии для направленной передачи электромагнитной энергии [67]. Для передачи СВЧ-излучения необходимо создать устойчивую волноводную линию, состоящую из множества плазменных каналов, оптимальным образом расположенных в пространстве.

Несмотря на значительное затухание энергии СВЧ-импульсов в плазме филаментов, за счет уменьшения расходимости в плазменном волноводе может быть достигнуто увеличение концентрации СВЧ-энергии на мишени по сравнению со свободным распространением. В [68, 69] рассмотрена динамика формирования цилиндрического волновода и однопроводной волноводной линии из плазменных каналов множества филаментов, получены оценки основных параметров этих направляющих структур, показана возможность увеличения эффективной толщины волновода за счет формирования многослойной структуры, а также выполнена оценка оптимальной длины волны СВЧ-излучения для подобного волновода.

В эксперименте, подтверждающем высказанную идею, виртуальный плазменный волновод формировался множеством, содержащим более тысячи плазменных каналов, для образования которых использовалось сфокусированное гибким деформируемым зеркалом в кольцо излучение 100-

ТВт лазерной системы на длине волны 0,8 мкм, длительностью импульса 27 фс и энергией 1,5 Дж [70]. Диаметр цилиндрического волновода составлял 4,5 см, толщина стенок – от 1 до 3 мм. Излучатель и приемник непрерывного СВЧ-излучения на длине волны 3 см (частота 10 ГГц) размещались внутри виртуального волновода на расстоянии 16 см друг от друга. В моменты формирования виртуального волновода с частотой повторения лазерных импульсов 10 Гц в эксперименте регистрировалось усиление интенсивности СВЧ-сигнала в приемнике более чем в 6 раз по сравнению со свободным распространением. Направляющие свойства волновода сохранялись в течение примерно 10 нс, что определяется характерным временем жизни плазменных каналов.

Каналирование СВЧ-излучения экспериментально наблюдалось и в двухпроводной линии, содержащей плазменный филамент [71]. Возможность получения диэлектрического волновода из плазменных каналов, формируемых при филаментации лазерного импульса, обсуждается в [72].

5. Управление филаментацией на атмосферных трассах

Применение явления филаментации в различных системах атмосферной оптики ставит конкретные задачи оптимизации параметров фемтосекундного лазерного импульса и управления характеристиками филаментов. Так, в фемтосекундном лидаре ставится задача о формировании источника белого света и, следовательно, филамента, в непосредственной близости от зондируемого объекта, чтобы уменьшить потери, связанные с расходимостью излучения суперконтинуума при распространении до объекта. Одновременно филамент должен быть достаточно протяженным, так как мощность суперконтинуума возрастает с его длиной.

При эмиссионной спектроскопии удаленной мишени необходимо перенести на ее поверхность наибольшее количество энергии с поверхностной плотностью, превышающей порог абляции материала мишени. Для направленной передачи СВЧ-излучения требуется сформировать филаменты с множеством плазменных каналов, плотно расположенных в соответствии с геометрией виртуальной СВЧ-линии.

В настоящее время лучше всего исследована филаментация импульсов на длине волны 0,8 мкм наиболее распространенного титан-сапфирового фемтосекундного лазера. При этом длительность импульсов составляет обычно 20–200 фс. Компьютерное моделирование показывает, что количество энергии высокой поверхностной плотности, переносимой филаментом в воздухе, возрастает с увеличением длительности импульса неизменной энергии (рис. 4) [73].

Физически это объясняется тем, что с ростом длительности падает пиковая мощность импульса и процессы керровской самофокусировки и плазменной дефокусировки становятся менее жесткими. В результате уменьшается количество энергии, выносимой на периферию поперечного сечения импульса при дефокусировке в лазерной плазме, и он

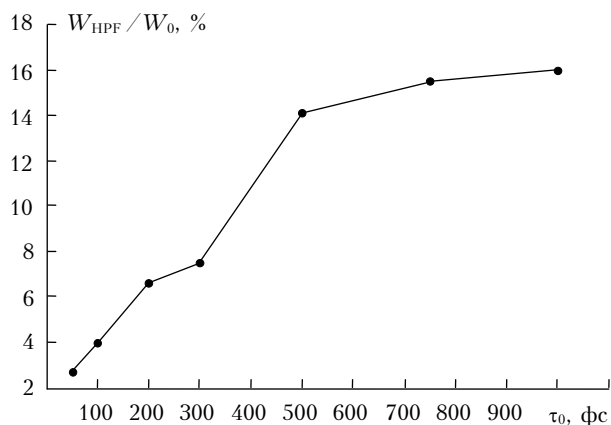


Рис. 4. Относительная величина энергии высокой плотности W_{HRF} , переносимой филаментом, в зависимости от длительности τ_0 импульса энергией $W_0 = 8$ мДж, радиус пучка $a_0 = 1,2$ мм

испытывает многократную рефокусировку в филаменте. При пиковой мощности, превышающей в 2–4 раза критическую мощность самофокусировки, процесс рефокусировки в филаменте становится практически непрерывным, образуя в направлении распространения импульса сплошную область на оси импульса с высокой поверхностной плотностью энергии. Такая филаментация близка к режиму каналирования излучения, который обсуждался на заре исследования самофокусировки пучков [3] и филаментации фемтосекундных импульсов [74].

Существенно влияет длина волны импульса на характеристики филамента. Как следует из численного анализа, радиус филамента увеличивается пропорционально длине волны импульса, достигая 170 мкм, например для излучения хром-форстеритового лазера с $\lambda = 1,24$ мкм [75]. При этом пиковая интенсивность в филаменте практически не меняется с увеличением длины волны. Поэтому при переходе к большей длине волны в импульсе неизменной энергии значительно возрастает количество энергии высокой плотности, которую переносит филамент. К тому же длинноволновое излучение характеризуется более высокой величиной критической мощности самофокусировки в воздухе и, как следствие этого, большим расстоянием до старта филамента в импульсе некоторой мощности. Таким образом, для систем атмосферной оптики, предназначенных для транспортировки энергии высокой плотности на удаленную мишень, целесообразно использовать импульсное излучение большей длительности и большей длины волны.

Наиболее распространенными средствами управления филаментацией мощных фемтосекундных лазерных импульсов являются их фокусировка и фазовая модуляция. В сфокусированном импульсе филамент зарождается перед перетяжкой пучка и может существовать за геометрическим фокусом линзы, если только фокусировка не была слишком жесткой и не привела к подавлению рефокусировки. Фокусировка, как правило, используется в лабораторных экспериментах или на ограниченных трассах, чтобы сократить расстояние до начала филаментации [76].

В натуральных экспериментах на протяженных атмосферных трассах обычно стоит другая задача — максимально отодвинуть область филаментации от выходной апертуры источника. Для этого стандартным является использование фазово-модулированных импульсов [54]. Вводя различную фазовую модуляцию спектрально-ограниченного импульса, можно увеличивать его длительность и соответственно уменьшать пиковую мощность. Изменение пиковой мощности при фазовой модуляции импульса позволяет управлять расстоянием до старта филаментации. При этом наряду с пространственной самофокусировкой в средах с нормальной дисперсией групповой скорости, к которым на длине волны 0,8 мкм относится и атмосфера, импульсы с отрицательной начальной фазовой модуляцией испытывают по мере распространения самосжатие во времени. В результате можно ожидать увеличение пиковой мощности в фазово-модулированном импульсе на расстоянии, близком к началу филаментации.

Другим способом увеличения расстояния до образования филаментов является масштабирование пучка с помощью телескопической системы [77]. В этом случае происходят не только увеличение поперечного размера пучка в целом, но и рост пространственных масштабов его неоднородностей, что задерживает развитие мелкомасштабной самофокусировки. Случайные флуктуации показателя атмосферы способны вызвать сильный продольный разброс начала области филаментации, который на километровых трассах может составлять сотни метров [37].

Фазовая модуляция, телескопирование и фокусировка пучка могут быть применены и для продольного позиционирования области филаментации в турбулентной атмосфере. В [40] показано, что с их помощью можно в некотором диапазоне параметра нелинейности получить на вертикальной атмосферной трассе заданную среднюю высоту начала филаментации 2,5 км. Однако в зависимости от использованного метода управления среднестатистический разброс этого расстояния в отдельных импульсах может существенно отличаться.

Обобщенные результаты по стандартному отклонению расстояния до старта филаментов для заданной средней высоты их возникновения при изменении трех параметров управления: фазовой модуляции (длительности импульса), ширины пучка a_0 и радиуса фокусировки R_f приведены на рис. 5 [40].

Энергия в импульсе W_0 составляла 200 мДж, его длительность менялась от 250 фс в случае спектрально-ограниченного импульса до 1400 фс при сильной фазовой модуляции. В зависимости от начальной фазовой модуляции пиковая мощность импульса P изменялась в диапазоне от $200P_{cr}$ (спектрально-ограниченный импульс) до $36P_{cr}$ в условиях фазовой самомодуляции при сохранении постоянной энергии в импульсе. Радиус пучка a_0 изменялся от 10 до 50 см, радиус фокусировки излучения R_f от 2600 до 5000 м. При этом фазовая модуляция подбиралась таким образом, чтобы среднее расстояние z_{fil} до старта филаментации на вертикальной трассе составляло 2,5 км.

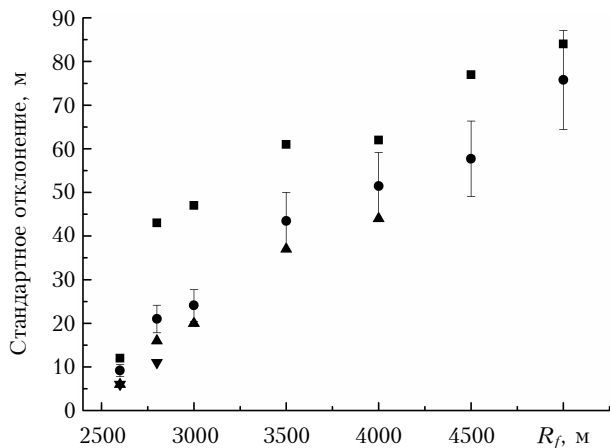


Рис. 5. Зависимость величины стандартного отклонения расстояния до начала филаментации на вертикальной трассе ($z_{fil} = 2,5$ км) от радиуса фокусировки R_f при $C_n^2 = 0,125 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$ и значениях радиуса пучка $a_0 = 10$ (■), 20 (●, указаны также доверительные интервалы), 30 (▲) и 50 см (▼)

Полученные результаты свидетельствуют о том, что для уменьшения стандартного отклонения расстояния до начала филаментации желательно использовать как можно более острую фокусировку. Ограничением снизу для R_f является то, что филамент образуется до фокальной плоскости и, значит, фокусное расстояние должно быть больше, чем расстояние до старта филамента z_{fil} . По мере приближения фокусного расстояния R_f сверху к величине z_{fil} возникает необходимость применения более сильной фазовой модуляции импульса, его большего растяжения во времени для сохранения неизменным среднего расстояния до начала филаментации z_{fil} . При наличии случайных флуктуаций показателя преломления на трассе это приводит к тому, что при недостаточной мощности импульса образование филаментов происходит не во всех реализациях (см. рис. 1).

Так, при радиусе пучка $a_0 = 10$ см и радиусе фокусировки $R_f = 2600$ м для получения среднего расстояния до начала филаментации $z_{fil} = 2500$ м необходимо увеличить длительность фазово-модулированного импульса до значения $\tau_0 = 20$ пс, т.е. растянуть его в 80 раз по сравнению со спектрально ограниченным импульсом. При этом начальная пиковая мощность фазово-модулированного импульса оказывается всего в 2,5 раза больше критической мощности самофокусировки, что недостаточно для получения «горячих точек» во всех реализациях. При заданных параметрах турбулентности филаментация возникала примерно в 65% импульсов. Для устойчивого формирования филаментов в каждом импульсе необходимо превышение пиковой мощности P над критической мощностью самофокусировки P_{cr} примерно на порядок.

Отметим также, что при одинаковом значении радиуса фокусировки R_f для уменьшения стандартного отклонения расстояния до начала филаментации предпочтительнее использовать телескопирование пучка, чем фазовую модуляцию импульса. Так,

при $R_f = 3000$ м увеличение ширины пучка a_0 с 10 до 30 см вызывает уменьшение стандартного отклонения более чем в 2 раза (с 47 до 20 м) при среднем расстоянии до начала филаментации на вертикальной трассе $z_{fil} = 2,5$ км (см. рис. 5).

Заключение

Филаментация фемтосекундного лазерного излучения и самофокусировка световых пучков — это нелинейно-оптические процессы самовоздействия, обусловленные кубичной восприимчивостью среды. Однако при филаментации импульсов фемтосекундной длительности, в отличие от самофокусировки пучков, рост интенсивности в нелинейном фокусе ограничивается не нелинейным поглощением, а рефракцией в наведенной лазерной плазме, что создает условия для рефокусировки излучения в филаменте. С увеличением длительности и длины волны излучения при неизменной его энергии процессы самофокусировки в воздухе и дефокусировки в плазме становятся более «мягкими», меньше энергии вытекает на периферию поперечного сечения импульса. В результате происходит многократная почти непрерывная рефокусировка и филаментация приближается к каналированию излучения, при котором возрастает эффективность транспортировки энергии высокой поверхностной плотности в филаменте.

В импульсах тераваттной мощности на атмосферной трассе развивается множество филаментов, центры зарождения которых обусловлены как качеством выходного излучения, так и возмущениями, вызванными турбулентными флуктуациями показателя преломления и рассеянием на частицах аэрозоля. Турбулентность проявляется как в увеличении расстояния до старта филаментации при небольшой мощности, когда формируются одиночные филаменты, так и в сокращении этого расстояния при множественной филаментации в импульсах высокой мощности. Влияние аэрозоля проявляется, с одной стороны, в стимулировании множественной филаментации на возмущениях, возникающих при когерентном рассеянии на частицах и, как следствие этого, в сокращении расстояния до филаментации, а с другой стороны, в ослаблении излучения и, как следствие, в уменьшении числа филаментов и их подавлении. Так, в импульсах с пиковой мощностью $P \geq 100P_{cr}$ множественная филаментация при малой концентрации частиц ($N_{aer} < 100 \text{ см}^{-3}$) с ростом концентрации сменяется режимом одного филамента и, наконец, отсутствием филаментации.

Выбор способа управления филаментацией определяется конкретным применением явления в системах атмосферной оптики. В импульсе заданной мощности и длительности формирование филаментов на требуемом расстоянии в турбулентной атмосфере можно осуществить варьированием диаметра пучка, фокусного расстояния и начальной фазовой модуляции излучения. При этом наименьшее отклонение в продольном позиционировании филаментов достигается в широких пучках с фокусным расстоянием, незначительно превышающим дистанцию до их требуемого старта.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (Роснаука), Госконтракт 02.740.11.0223.

1. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Бродюр А., Чин С.Л. Состояние исследований по филаментации мощных субпикосекундных лазерных импульсов в газах // Оптика атмосф. и океана. 1997. Т. 10, № 12. С. 1539–1552.
2. Аскаръян Г.А. Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы // Ж. эксперим. и теор. физ. 1962. Т. 42, № 6. С. 1567–1570.
3. Chiao R.Y., Garmire E., Townes C.H. Self-trapping of optical beams // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13, N 15. P. 479–482.
4. Hercher M. Laser-induced damage in transparent media // J. Opt. Soc. Amer. 1964. V. 54, N 4. P. 563.
5. Пилипецкий Н.Ф., Рустамов А.Р. Наблюдение самофокусировки света в жидкостях // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 2, № 2. С. 88–90.
6. Korobkin V.V., Alcock A.J. Self-focusing effects associated with laser-induced air breakdown // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 21, N 20. P. 1433–1436.
7. Басов Н.Г., Крюков П.Г., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. Получение мощных ультракоротких импульсов света в лазере на неодимовом стекле // Ж. эксперим. и теор. физ. 1969. Т. 57, № 10. С. 1175–1183.
8. Беспалов В.И., Таланов В.И. О нитевидной структуре пучков света в нелинейных жидкостях // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 3, № 12. С. 471–475.
9. Басов Н.Г., Зарицкий А.Р., Захаров С.Д., Крюков П.Г., Матвеев Ю.А., Сенатский Ю.В., Федосимов А.И., Чекалин С.В. Получение мощных световых импульсов на длинах волн 1,06 и 0,53 мкм и их применение для нагрева плазмы (II) // Квант. электрон. 1972. № 6(12). С. 50–55.
10. Баранова Н.Б., Быковский Н.Е., Зельдович Б.Я., Сенатский Ю.В. Дифракция и самофокусировка излучения в усилителе мощных световых импульсов // Квант. электрон. 1974. Т. 1, № 11. С. 2450–2457.
11. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов // Квант. электрон. 2001. Т. 31, № 2. С. 95–119.
12. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air // Opt. Lett. 1995. V. 20, N 1. P. 73–75.
13. Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A. Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air // Opt. Lett. 1996. V. 21, N 1. P. 62–64.
14. Brodeur A., Chien C.Y., Ikon F.A., Chin S.L., Kosareva O.G., Kandidov V.P. Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air // Opt. Lett. 1997. V. 22, N 5. P. 304–306.
15. Chin S.L., Hosseini S.A., Liu W., Luo Q., Berge F., Akozbek N., Becker A., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Schroeder H. The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: Physics, applications, and new challenges // Can. J. Phys. 2005. V. 83, N 9. P. 863–905.
16. Couairon A., Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media // Phys. Rep. 2007. V. 441, N 2–4. P. 47–189.
17. Berge L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media // Repts. Progr. Phys. 2007. V. 70, N 10. P. 1633–1713.
18. Kasparian J., Wolf J.-P. Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation // Opt. Express. 2008. V. 16, N 1. P. 466–493.
19. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квант. электрон. 2009. Т. 39, № 3. С. 205–228.
20. Chin S.L., Xu H.L., Luo Q., Théberge F., Liu W., Daigle J.F., Kamali Y., Simard P.T., Bernhardt J., Hosseini S.A., Sharifi M., Méjean G., Azarm A., Marceau C., Kosareva O., Kandidov V.P., Akozbek N., Becker A., Roy G., Mathieu P., Simard J.R., Châteauneuf M., Dubois J. Filamentation «remote» sensing of chemical and biological agents/pollutants using only one femtosecond laser source // Appl. Phys. B. 2009. V. 95, N 1. P. 1–12.
21. Applied Physics B: Lasers and Optics. 2003. Т. 77, N 2–3.
22. Self-focusing: Past and Present / R.W. Boyd, S.G. Lukishova, Y.R. Shen, eds. Topics in Appl. Phys. V. 114. N.Y.: Springer, 2009. 605 p.
23. Глубокое каналирование и филаментация мощного лазерного излучения в веществе / Под ред. В.Я. Панченко. М.: Интерконтракт Наука, 2009. 266 с.
24. Chin S.L. Femtosecond Laser Filamentation. N.Y.: Springer, 2010. 130 с.
25. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air // Opt. Lett. 1998. V. 23, N 5. P. 382–384.
26. Прохоров А.М., Луговой В.Н. Теория распространения мощного лазерного излучения в нелинейной среде // Успехи физ. наук. 1973. Т. 111, № 10. С. 203–246.
27. Liu W., Gravel J.F., Théberge F., Becker A., Chin S.L. Background reservoir: its crucial role for long-distance propagation of femtosecond laser pulses in air // Appl. Phys. B. 2005. V. 80, N 7. P. 857–860.
28. Kandidov V.P., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Liu W., Becker A., Akozbek N., Bowden C.M., Chin S.L. Self-transformation of a powerful femtosecond laser pulse into a white-light laser pulse in bulk optical media (or supercontinuum generation) // Appl. Phys. B. 2003. V. 77, N 2–3. P. 149–165.
29. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Шленов С.А., Панов Н.А., Федоров В.Ю., Дормидонов А.Е. Динамическая мелко-масштабная самофокусировка фемтосекундного лазерного импульса // Квант. электрон. 2005. Т. 35, № 1. С. 59–64.
30. Berge L., Skupin S., Lederer F., Mejean G., Yu J., Kasparian J., Salmon E., Wolf J.-P., Rodriguez M., Woste L., Bourayou R., Sauerbrey R. Multiple filamentation of terawatt laser pulses in air // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92, N 22. P. 225002.1–225002.4.
31. Шленов С.А., Кандидов В.П. Формирование пучка филаментов при распространении фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной атмосфере. Часть 1. Метод // Оптика атмосф. и океана. 2004. Т. 17, № 8. С. 630–636.
32. Salamé R., Lascoux N., Salmon E., Ackermann R., Kasparian J., Wolf J.-P. Propagation of laser filaments through an extended turbulent region // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91, N 17. P. 171106.1–171106.3.
33. Chin S.L., Talebpour A., Yang J., Petit S., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Tamarov M.P. Filamentation of femtosecond laser pulses in turbulent air // Appl. Phys. B. 2002. V. 74, N 1. P. 67–76.
34. Houard A., Franco M., Prade B., Durécu A., Lombard L., Bourdon P., Vasseur O., Fleury B., Robert C., Michau V., Couairon A., Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in turbulent air // Phys. Rev. A. 2008. V. 78, N 3. P. 033804.1–033804.9.
35. Петрищев В.А. О применении метода моментов к некоторым задачам распространения частично-когерентных световых пучков // Изв. вузов. Радиофиз. 1971. Т. 14, № 9. С. 1416–1426.

36. Penano J.R., Sprangle P., Hafizi B., Ting A., Gordon D.F., Kapetanacos C.A. Propagation of ultra-short, intense laser pulses in air // *Phys. Plasmas*. 2004. V. 11, N 5. P. 2865–2874.
37. Shlenov S.A., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Bezborodov A.E., Fedorov V.Y. Spatio-temporal control of femtosecond laser pulse filamentation in the atmosphere // *Proc. SPIE*. 2007. V. 6733. P. 67332M.
38. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Тамаров М.П., Броче А., Чин С. Зарождение и блуждание филаментов при распространении мощного лазерного излучения в турбулентной атмосфере // *Квант. электрон.* 1999. Т. 29, № 10. С. 73–77.
39. Шленов С.А., Кандидов В.П. Формирование пучка филаментов при распространении фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной атмосфере. Часть 2. Статистические характеристики // *Оптика атмосф. и океана*. 2004. Т. 17, № 8. С. 637–641.
40. Шленов С.А., Марков А.И. Управление филаментацией фемтосекундных лазерных импульсов в турбулентной атмосфере // *Квант. электрон.* 2009. Т. 39, № 7. С. 658–662.
41. Paunescu G., Spindler G., Riede W., Schröder H., Giesen A. Multifilamentation of femtosecond laser pulses induced by small-scale air turbulence // *Appl. Phys. B*. 2009. V. 96, N 1. P. 175–183.
42. Fibich G., Eisenmann S., Ilan B., Erlich Y., Fraenkel M., Henis Z., Gaeta A.L., Zigler A. Self-focusing distance of very high power laser pulses // *Opt. Express*. 2005. V. 13, N 15. P. 5897–5903.
43. Spindler G., Paunescu G. Multifilamentation of femtosecond laser pulses propagating in turbulent air near the ground // *Appl. Phys. B*. 2009. V. 96, N 1. P. 185–191.
44. Ma Y.-Y., Lu X., Xi T.-T., Gong Q.-H., Zhang J. Widening of long-range femtosecond laser filaments in turbulent air // *Opt. Express*. 2008. V. 16, N 12. P. 8332–8341.
45. Courvoisier F., Boutou V., Kasparian J., Salmon E., Mejean G., Yu J., Wolf J.-P. Ultraintense light filaments transmitted through clouds // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 83, N 2. P. 213–215.
46. Dubietis A., Gaizauskas E., Tamosauskas G., Di Trapani P. Light filaments without self-channeling // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92, N 25. P. 253903.1–253903.4.
47. Kolesik M., Moloney J.V. Self-healing femtosecond light filaments // *Opt. Lett.* 2004. V. 29, N 6. P. 590–592.
48. Бочкарев Н.Н., Землянов А.А., Землянов Ал.А., Кабанов А.М., Карташов Д.В., Курсанов А.В., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. Экспериментальное исследование взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с аэрозолем // *Оптика атмосф. и океана*. 2004. Т. 17, № 12. С. 971–975.
49. Zemlyanov A.A., Geints Y.E. Filamentation length of ultrashort laser pulse in presence of aerosol layer // *Opt. Commun.* 2006. V. 259, N 2. P. 799–804.
50. Mejean G., Kasparian J., Yu J., Salmon E., Frey S., Wolf J.-P., Skupin S., Vinaotte A., Nuter R., Champeaux S., Berge L. Multifilamentation transmission through fog // *Phys. Rev. E*. 2005. V. 72, N 2. P. 026611.1–026611.7.
51. Милицин В.О., Качан Е.П., Кандидов В.П. Многократное рассеяние, модуляционная неустойчивость и филаментация фемтосекундного лазерного импульса в дисперсной среде // *Квант. электрон.* 2006. Т. 36, № 11. С. 1032–1038.
52. Силаева Е.П., Кандидов В.П. Перенос филамента мощного фемтосекундного импульса в слое аэрозоля // *Оптика атмосф. и океана*. 2009. Т. 22, № 2. С. 105–212.
53. Kandidov V.P., Silaeva E.P. Self-focusing and multiple filamentation of laser light in disperse media // *J. Russ. Laser Res.* 2009. V. 30, N 4. P. 305–320.
54. 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. White-light filaments for atmospheric analysis // *Science*. 2003. V. 301, N 5629. P. 61–64.
55. Rairoux P., Schillinger H., Niedermeier S., Rodriguez M., Ronneberger F., Sauerbrey R., Stein B., Waite D., Wedekind C., Wille H., Woste L., Ziener C. Remote sensing of the atmosphere using ultrashort laser pulses // *Appl. Phys. B*. 2000. V. 71, N 4. P. 573–580.
56. Гордиенко В.М., Холодных А.И., Прялкин В.И. Новые возможности использования широкополосного фемтосекундного ПГС при дистанционной диагностике многокомпонентных аэрозольно-газовых загрязнений атмосферы // *Квант. электрон.* 2000. Т. 30, № 9. С. 839–842.
57. Bourayou R., Mejean G., Kasparian J., Rodriguez M., Salmon E., Yu J., Lehmann H., Stecklum B., Laux U., Eisloffel J., Scholz A., Hatzes A.P., Sauerbrey R., Woste L., Wolf J.-P. White-light filaments for multiparameter analysis of cloud microphysics // *J. Opt. Soc. Amer. B*. 2005. V. 22, N 2. P. 369–377.
58. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. Начальная фазовая модуляция мощного фемтосекундного лазерного импульса как средство управления его филаментацией и генерацией суперконтинуума в воздухе // *Квант. электрон.* 2003. Т. 33, № 6. С. 525–530.
59. Rodriguez M., Bourayou R., Mejean G., Kasparian J., Yu J., Salmon E., Scholz A., Stecklum B., Eisloffel J., Laux U., Hatzes A.P., Sauerbrey R., Woste L., Wolf J.-P. Kilometer-range nonlinear propagation of femtosecond laser pulses // *Phys. Rev. E*. 2004. V. 69. P. 036607.1–036607.7.
60. Yu J., Mondelain D., Ange G., Volk R., Niedermeier S., Wolf J.-P., Kasparian J., Sauerbrey R. Backward supercontinuum emission from a filament generated by ultrashort laser pulses in air // *Opt. Lett.* 2001. V. 26, N 8. P. 533–535.
61. Rohwetter P., Yu J., Mejean G., Stelmaszczyk K., Salmon E., Kasparian J., Wolf J.-P., Woste L. Remote LIBS with ultrashort pulses: characteristics in picosecond and femtosecond regimes // *J. Anal. At. Spectrom.* 2004. V. 19, N 4. P. 437–444.
62. Stelmaszczyk K., Rohwetter P., Mejean G., Yu J., Salmon E., Kasparian J., Ackermann R., Wolf J.-P., Woste L. Long-distance remote laser-induced breakdown spectroscopy using filamentation in air // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 85, N 18. P. 3977–3979.
63. Xu H.L., Bernhardt J., Mathieu P., Roy G., Chin S.L. Understanding the advantage of remote femtosecond laser-induced breakdown spectroscopy of metallic targets // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 101, N 3. P. 033124.1–033124.6.
64. Rohwetter P., Stelmaszczyk K., Woste L., Ackermann R., Mejean G., Salmon E., Kasparian J., Yu J., Wolf J.-P. Filament-induced remote surface ablation for long range laser-induced breakdown spectroscopy operation // *Spectrochim. Acta B*. 2005. V. 60, N 7–8. P. 1025–1033.
65. Xu H.L., Liu W., Chin S.L. Remote time-resolved filament-induced breakdown spectroscopy of biological materials // *Opt. Lett.* 2006. V. 31, N 10. P. 1540–1542.
66. Xu H.L., Mejean G., Liu W., Kamali Y., Daigle J.F., Azarm A., Simard P.T., Mathieu P., Roy G., Simard J.R., Chin S.L. Remote detection of similar biological materials using femtosecond filament-induced breakdown

- spectroscopy // Appl. Phys. B. 2007. V. 87, N 1. P. 151–156.
67. *Валуев В.В., Кандидов В.П., Черепенин В.А.* Перспективы применения мощного фемтосекундного излучения для формирования Г-лучей и передачи СВЧ-энергии по беспроводным линиям связи // Интеграл. 2006. № 6(32). С. 6–9.
68. *Dormidonov A.E., Valuev V.V., Dmitriev V.L., Shlenov S.A., Kandidov V.P.* Laser filament induced microwave waveguide in air // Proc. SPIE. 2007. V. 6733. P. 67332S.
69. *Валуев В.В., Дормидонов А.Е., Кандидов В.П., Шленов С.А., Корниенко В.Н., Черепенин В.А.* Плазменные каналы, образованные множеством филаментов, как направляющая система для сверхвысокочастотного излучения // Радиотехн. и электрон. 2010. Т. 55, № 2. С. 222–229.
70. *Chateaufort M., Payeur S., Dubois J., Kieffer J.C.* Microwave guiding in air by a cylindrical filament array waveguide // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92, N 9. P. 091104.1–091104.3.
71. *Богатов Н.А., Кузнецов А.И., Смирнов А.И., Степанов А.Н.* Каналирование СВЧ-излучения по двухпроводной линии, содержащей плазменный филамент, создаваемый интенсивными фемтосекундными лазерными импульсами в воздухе // Квант. электрон. 2009. Т. 39, № 10. С. 985–988.
72. *Musin R.R., Shneider M.N., Zheltikov A.M., Miles R.B.* Guiding radar signals by arrays of laser-induced filaments: finite-difference analysis // Appl. Opt. 2007. V. 46, N 23. P. 5593–5597.
73. *Fedorov V.Yu., Tverskoy O.V., Kandidov V.P.* Transport of high-fluence energy by femtosecond filament in air // Appl. Phys. B. 2010. V. 99, N 1–2. P. 299–306.
74. *Lange H.R., Grillon G., Ripoche J.F., Franco M.A., Lamouroux B., Prade B.S., Mysyrowicz A., Nibbering E.T.J., Chiron A.* Anomalous longrange propagation of femtosecond laser pulses through air: moving focus or pulse selfguiding? // Opt. Lett. 1998. V. 23, N 2. P. 120–122.
75. *Fedorov V.Y., Kandidov V.P.* Filamentation of Laser Pulses with Different Wavelengths in Air // Laser Phys. 2008. V. 18, N 12. P. 1530–1538.
76. *Woste L., Wedekind C., Wille H., Rairoux P., Stein B., Nikolov S., Werner C., Niedermeier S., Ronneberger F., Schillinger H., Sauerbrey R.* Femtosecond atmospheric lamp // Laser und Optoelektronik. 1997. V. 29, N 5. P. 51–53.
77. *Liu W., Theberge F., Daigle J.F., Simard P.T., Sarifi S.M., Kamali Y., Xu H.L., Chin S.L.* An efficient control of ultrashort laser filament location in air for the purpose of remote sensing // Appl. Phys. B. 2006. V. 85, N 1. P. 55–58.

V.P. Kandidov, S.A. Shlenov, E.P. Silaeva, A.A. Dergachev. **Filamentation of high-power femtosecond laser radiation in air and its application in atmospheric optics.**

This paper, based on the report at XVI International Symposium “Atmospheric and Oceanic Optics. Physics of Atmosphere” (Tomsk, October 2009), is devoted to 50th anniversary of the laser invention. It gives a flashback to the discovery of laser light filamentation and presents physical picture and state-of-the-art of this phenomenon. Main attention is given to atmospheric optics of filamentation, problems of control and application of filamentation of high-power femtosecond laser pulses.