

## Перенос филамента мощного фемтосекундного импульса в слое аэрозоля

Е.П. Силаева, В.П. Кандидов\*

*Международный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова  
119899, г. Москва, Воробьевы горы*

Поступила в редакцию 14.07.2008 г.

Исследовано распространение через слой аэрозоля сформированного филамента мощного фемтосекундного импульса. Показано, что филамент устойчив к возмущениям, вызванным рассеянием на частицах, и его регулярная осесимметричная форма восстанавливается после слоя аэрозоля. Проведен анализ интегральных характеристик сформированного филамента, и обсуждается возможность замены дисперсной нелинейной среды эквивалентной сплошной средой.

*Ключевые слова:* филамент, фемтосекундный импульс, интегральные характеристики, атмосферный аэрозоль, энергия.

### Введение

Использование мощных фемтосекундных лазерных импульсов является перспективным направлением в современной атмосферной оптике. На основе явления филаментации лазерного импульса фемтосекундной длительности развиваются новые методы мониторинга атмосферы, передачи высокой интенсивности на большие расстояния, управления молнией [1, 2]. В импульсе, пиковая мощность которого превышает критическую мощность самофокусировки, происходит формирование протяженного филамента вследствие нелинейного взаимодействия мощного светового поля с газовыми компонентами атмосферы.

Пространственно-временная локализация энергии в филаменте сопровождается увеличением нелинейно-оптического взаимодействия лазерного излучения со средой, генерацией лазерной плазмы и излучения суперконтинуума. Филамент представляет собой импульсный источник направленного излучения для нелинейно-оптического исследования атмосферы, например широкополосного зондирования ее газового состава в фемтосекундных лидарах белого света [3, 4].

В настоящее время развиваются методы фемтосекундного мониторинга для обнаружения загрязняющих примесей в атмосфере. К таким методам относятся флуоресцентная [5, 6] и эмиссионная [7, 8] спектроскопия аэрозольных частиц при воздействии высокоинтенсивного излучения лазерного филамента, а также исследование нелинейно-оптических эффектов при взаимодействии фемтосекундного излучения с каплей [9–12].

Важными факторами, влияющими на формирование филамента в воздухе, являются начальные возмущения в сечении импульса на выходе лазерной системы, турбулентность, при которой флуктуации показателя преломления инициируют возмущения фазы светового поля импульса, и наличие на трассе атмосферного аэрозоля. Рассеяние и поглощение на аэрозольных частицах в замутненной атмосфере приводят к возмущениям интенсивности импульса и тем самым определяют зарождение и формирование филаментов, влияют на параметры филаментов и их протяженность.

Эксперименты по взаимодействию филамента с отдельными частицами, выполненные в природных [13] и лабораторных [14] условиях, а также теоретические исследования [15] показывают, что капля, перекрывающая приосевую область лазерного импульса, фатально не препятствует существованию филамента. При самофокусировке излучение на периферии поперечного сечения импульса проходит мимо капли и энергия перетекает к оси импульса, поддерживая тем самым восстановление филамента за каплей.

В лабораторных экспериментах по филаментации лазерного импульса в дисперсной среде водного аэрозоля [13, 16] для излучения фемтосекундной длительности зарегистрировано, что при высокой концентрации частиц ( $10^6 \text{ см}^{-3}$ ) нелинейное взаимодействие с аэрозольными частицами существенно не влияет на энергетические характеристики излучения и энергия импульса уменьшается вследствие рассеяния по закону Бугера. В масштабированном натурном эксперименте [17] исследовалась множественная филаментация импульса энергией до 220 мДж, длительностью 600 фс, диаметром поперечного сечения 3 см при распространении на расстояние 50 м в искусственном аэрозоле высокой плотности с концентрацией  $6,7 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ . Установ-

\* Елена Петровна Силаева; Валерий Петрович Кандидов (kandidov@phys.msu.ru).

лено, что для таких условий минимальная пиковая мощность, при которой формируется один филамент, составляет 28 ГВт, что приблизительно в 9 раз превышает критическую мощность самофокусировки. Число филаментов, образующихся в камере с аэрозолем, уменьшается по сравнению с числом филаментов в незамутненной атмосфере. На основании этого авторы работы заключают, что влияние плотного аэрозоля подобно линейному ослаблению энергии лазерного импульса.

Теоретическое обоснование своих экспериментальных результатов авторы [17] проводили на основе модели, в которой частица заменялась непрозрачным диском, поглощающим излучение. Диски располагались случайно; их концентрация и радиус подбирались так, чтобы коэффициент ослабления в модельной среде совпадал с экспериментальной величиной. Ослабление мощности излучения было одинаковым для пучка филаментов в сплошной среде с линейными потерями и в среде со случайно разбросанными дисками. Однако на большом расстоянии появлялось различие в ослаблении мощности в модельной и сплошной средах.

Авторы [17] предположили, что эти различия связаны с дифракцией светового поля на дисках-каплях, которая приводит к возрастанию угловой расходимости излучения и, как следствие этого, к увеличению потерь мощности в сечении пучка.

Влияние плотного аэрозоля, представленного в виде поглощающего слоя, на длину формируемого филамента численно исследовано в [18]. Показано, что слой аэрозоля, расположенный до начала филамента, уменьшает энергию лазерного импульса, филамент образуется позже и его протяженность уменьшается. Если филамент сформировался до начала поглощающего слоя, то из-за ослабления происходит сокращение его длины, а при достаточной мощности он может продолжить свое развитие и после аэрозоля.

Но влияние водного атмосферного аэрозоля на распространение фемтосекундного лазерного излучения не сводится лишь к уменьшению его энергии. Модели поглощающего диска или поглощающего слоя не учитывают рассеяние на каплях. Вместе с тем для излучения ближнего инфракрасного диапазона поглощение в воде мало и ослабление излучения в дисперсной среде водного аэрозоля происходит вследствие рассеяния, которое преобладает над поглощением. Размер водных частиц в атмосферной облачности и туманах лежит в интервале 1–20 мкм, что больше длины волны, поэтому рассеяние происходит вперед. Рассеянная компонента велика, и она остается в пучке.

В [19] для анализа распространения лазерного излучения в дисперсной среде развита стратифицированная модель, которая описывает когерентное рассеяние светового поля на ансамбле частиц и влияние этого рассеяния на зарождение филаментов в мощном импульсе. Влияние радиуса водных частиц и их концентрации на различные режимы филаментации мощного лазерного излучения исследовано в [20] на основе стратифицированной модели.

В настоящей статье исследуются стохастизация и восстановление параметров сформированного филамента при прохождении фемтосекундного импульса через тонкий слой плотного водного аэрозоля с учетом амплитудно-фазовых возмущений, обусловленных когерентным рассеянием на каплях. Исследование проводится численно на самосогласованной динамической модели нелинейно-оптического взаимодействия мощного фемтосекундного лазерного импульса с газовыми компонентами и наведенной лазерной плазмой на основе стратифицированного представления атмосферного аэрозоля.

## Физическая модель и постановка численного эксперимента

Рассмотрим нестационарную филаментацию мощного лазерного импульса, на пути которого встречается тонкий слой дисперсной среды аэрозоля. Филамент формируется в фемтосекундном лазерном импульсе без каких-либо начальных возмущений светового поля на выходной апертуре лазерной системы при распространении в незамутненной воздушной среде в отсутствие турбулентности. Импульс с филаментом падает на слой плотного аэрозоля (рис. 1).

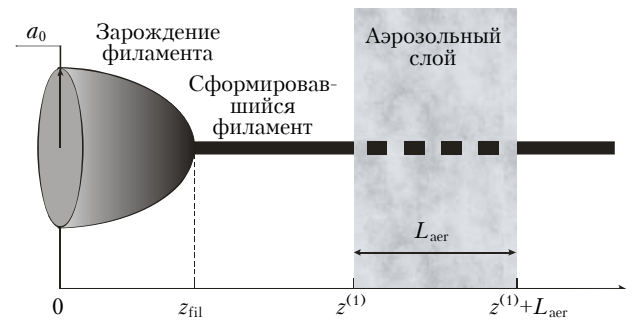


Рис. 1. Схема распространения филамента в слое аэрозоля

В сформированном филаменте интенсивность импульса вследствие керровской самофокусировки достигает порога фотоионизации молекул азота и кислорода, что приводит к образованию лазерной плазмы, которая дефокусирует излучение и препятствует дальнейшему росту интенсивности. Динамический баланс этих двух эффектов приводит к локализации энергии в пространственном масштабе порядка 100 мкм и к стабильности параметров в протяженном филаменте. Импульс со сформированным филаментом через несколько сантиметров от плоскости его зарождения  $z_{fil}$  попадает в тонкий слой плотного аэрозоля со случайно расположенными каплями.

Положим, что коллимированный фемтосекундный лазерный импульс имеет гауссову форму и распределение интенсивности в поперечном сечении является гауссовым. Центральная длина волны лазерного импульса  $\lambda = 0,8$  мкм, длительность равна 280 фс по уровню  $e^{-1}$ , радиус начального пучка  $a_0 = 1,5$  мм, энергия  $W_0 = 10$  мДж, пиковая интенсивность  $I_0 = 5 \cdot 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>, что соответствует

пиковой мощности  $P_0 = 40$  ГВт. При критической мощности самофокусировки в воздухе  $P_{cr} = 4$  ГВт пиковая мощность импульса составляет  $P_0 = 10P_{cr}$ , что соответствует образованию одного филамента. При прохождении импульса через слой дисперсной среды возникают возмущения светового поля, которые нарушают регулярную филаментацию.

Анализ распространения импульса проводится в приближении метода медленно меняющихся амплитуд, который справедлив для импульсов длительностью в несколько периодов оптических колебаний [21]. Уравнение для комплексной амплитуды поля  $E(x, y, z, t)$  в условиях дифракции, когерентного рассеяния на частицах, нелинейно-оптического взаимодействия с газовыми компонентами воздушной среды и наведенной лазерной плазмы имеет вид

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{2k^2}{n_0} \Delta n E - ik\alpha_{\text{ion}} E + \hat{N}E, \quad (1)$$

где  $k$  – волновое число, соответствующее длине волны  $\lambda = 0,8$  мкм;  $n_0$  – показатель преломления воздуха. Стохастический оператор  $\hat{N}$  описывает преобразование поля вследствие когерентного рассеяния на частицах аэрозоля и отличен от нуля внутри слоя:

$$\begin{aligned} \hat{N} &= 0 \text{ при } z < z^{(1)} \text{ и } z > z^{(1)} + L_{\text{aer}}, \\ \hat{N} &\neq 0 \text{ при } z^{(1)} < z < z^{(1)} + L_{\text{aer}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Нелинейное приращение показателя преломления  $\Delta n$  определяется керровской нелинейностью  $\Delta n_{\text{ker}}$  и вкладом наведенной лазерной плазмы  $\Delta n_{\text{pl}}$ :

$$\Delta n(x, y, z, t) = \Delta n_{\text{ker}} + \Delta n_{\text{pl}},$$

где

$$\begin{aligned} \Delta n_{\text{ker}}(x, y, z, t) &= n_2 I(x, y, z, t); \\ \Delta n_{\text{pl}}(x, y, z, t) &= -\frac{e^2 N_e(x, y, z, t)}{\epsilon_0 m_e \omega_0^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Коэффициент  $\alpha_{\text{ion}}$  описывает потери при многофотонной ионизации:

$$\alpha_{\text{ion}}(x, y, z, t) = \frac{m\hbar\omega}{I(x, y, z, t)} \frac{\partial N_e(x, y, z, t)}{\partial t}. \quad (4)$$

В формулах (3), (4)  $I(x, y, z, t) = \frac{c_0 n_0 \epsilon_0}{2} \times |E(x, y, z, t)|^2$  – интенсивность поля, где  $c_0$  – скорость света в воздухе;  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  А·с/(В·м) – электрическая постоянная;  $n_2 = 2,8 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup>/Вт – коэффициент керровской нелинейности воздуха;  $m_e$  и  $e$  – масса и заряд электрона соответственно;  $\omega_0$  – центральная частота излучения. Значения  $m = 8$  для кислорода и  $m = 10$  для азота определяют число фотонов, необходимых для ионизации молекул основных газовых компонентов воздуха излучением на длине волны 0,8 мкм. Концентрация электронов  $N_e(x, y, z, t)$  определяется согласно кинетическому уравнению для многофотонной ионизации, которое записывается для каждой из компонент [22]:

$$\frac{\partial N_e(x, y, z, t)}{\partial t} = R(|E(x, y, z, t)|^2)(N_0 - N_e(x, y, z, t)), \quad (5)$$

где вероятность ионизации  $R(|E|^2)$  задается в соответствии с моделью Переломова–Попова–Терентьева [23];  $N_0$  – концентрация нейтральных молекул. В модели лазерной плазмы (5) не учитываются лавинная ионизация и связанные с ней потери энергии, поскольку в воздухе атмосферного давления частота столкновений электронов с нейтралами составляет порядка  $10^{13}$  с<sup>-1</sup> и за время действия импульса длительностью 100–200 фс ее вклад пренебрежимо мал.

Толщина слоя аэрозоля  $L_{\text{aer}}$  варьировалась в интервале  $L_{\text{aer}} = 10 \div 30$  см; концентрация частиц  $N_a = 2000$ – $6000$  см<sup>-3</sup>. Аэрозоль предполагался монодисперсным с радиусом частиц  $R_a = 10$  мкм.

Численное исследование стохастической нелинейной задачи о филаментации импульса, описываемого системой уравнений (1)–(5), производилось с помощью стратифицированной модели направленного распространения лазерного излучения в дисперсной среде [19]. С вычислительной точки зрения это соответствует методу расщепления по физическим факторам, в котором чередуется анализ процессов когерентного рассеяния на случайно расположенных частицах, дифракции и нелинейной рефракции в воздухе и наведенной лазерной плазме на каждом элементарном шаге распространения лазерного импульса  $\Delta z$ . Для рассмотренных концентраций  $N_a$  количество частиц, которые на элементарном шаге  $\Delta z = 7$  мм находятся в круговом сечении с радиусом пучка  $a_0$ , меняется в интервале 200–600 частиц, а в круговом сечении с радиусом сформированного филамента – в интервале 1–2 частицы.

При численном решении уравнения (1) используются наиболее эффективные алгоритмы для анализа отдельных процессов. В результате численного эксперимента определяется ансамбль случайных реализаций интенсивности  $\tilde{I}(x, y, t)$  в поперечном сечении импульса на ряде расстояний  $z$ , которые получены при независимых распределениях частиц на трассе.

## Распределение плотности энергии при филаментации

В лабораторных и природных экспериментах по филаментации регистрируются изменения с расстоянием  $z$  распределения плотности энергии  $F(x, y, z)$  в поперечном сечении импульса. Поэтому в численном эксперименте, имитирующем физический, вычислялась в ряде плоскостей  $z$  случайная реализация плотности энергии, определяемой выражением

$$F(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{I}(x, y, z, t) dt.$$

На рис. 2 приведена одна из реализаций распределения плотности энергии в импульсе  $\tilde{F}(x, y)$  на ряде характерных расстояний  $z$ .

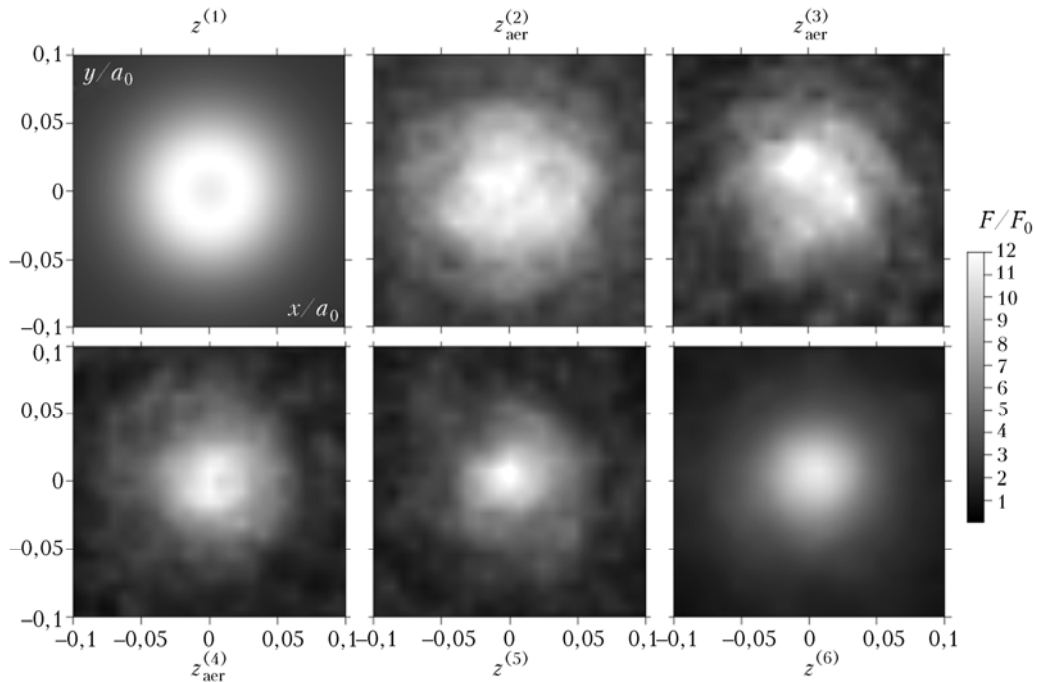


Рис. 2. Тоновые картины стохастического распределения плотности энергии  $\tilde{F}(x/a_0, y/a_0)$  в поперечном сечении лазерного импульса мощностью  $P_0 = 10P_{cr}$  при распространении через aerosольный слой толщиной 10 см с частицами радиусом  $R_a = 10$  мкм и концентрацией  $N_a = 6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ , приведенные для разных расстояний  $z$  (до слоя  $z^{(1)}$ , через 1 см после входа в слой  $z_{aer}^{(2)}$ , в середине слоя  $z_{aer}^{(3)}$ , в конце слоя  $z_{aer}^{(4)}$ , сразу после выхода  $z^{(5)}$ , через 6 см после выхода  $z^{(6)}$ )

Уровень максимальной плотности энергии (показан белым цветом) составляет  $12F_0$ , где  $F_0$  — пиковая величина плотности энергии импульса на выходе лазерной системы, т.е. определяется при  $x, y, z$ , равных 0. Для выбранных параметров лазерного импульса  $F_0 = 0,12 \text{ Дж/см}^2$ .

Из рис. 2 видно, что до начала слоя aerosоля ( $z^{(1)} = 2,87 \text{ м}$ ) распределение плотности энергии филамента имеет регулярную кольцевую структуру, характерную для сформировавшегося филамента. В центре находится локальный минимум, образовавшийся в результате дефокусировки в лазерной плазме на оси, где интенсивность достигла порога фотоионизации. После попадания филамента в плотный aerosоль с концентрацией  $N_a = 6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$  через 1 см происходит стохастизация в распределении плотности энергии ( $z_{aer}^{(2)} = 2,88 \text{ м}$ ). В слое сохраняется стохастический характер распределения энергии в сечении импульса и одновременно падает энергия из-за ослабления при рассеянии на каплях и при ионизации воздуха. После выхода из слоя через 6 см распределение плотности энергии в сечении импульса вновь становится регулярным ( $z^{(6)} = 3,03 \text{ м}$ ).

Восстановление филамента с осесимметричным регулярным распределением интенсивности происходит в результате фильтрации излучения в процессе самофокусировки и выделения устойчивой пространственной моды, известной как мода Таунса [24, 25]. Согласно зарубежной терминологии филамент «самоочищается» от возмущений [26], в рассматриваемой задаче возникающих при прохождении через рассеивающий слой.

В трехмерном пространстве область высокой концентрации энергии в филаменте наглядно представляет собой объемное изображение плотности энергии  $F$  в координатах  $x, y, z$  (рис. 3, а).

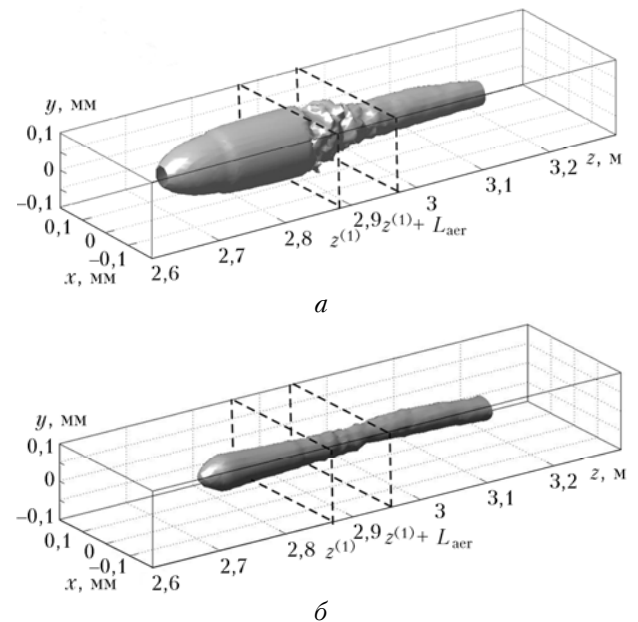


Рис. 3. Трехмерное изображение эквипотенциалов со значением плотности энергии  $F(x, y, z) = 4F_0$  (а) и относительной концентрации электронов  $n_e(x, y, z) = 10^{-4}$  (б) при распространении лазерного импульса в среде со слоем aerosоля. Шкалы по осям  $x, y$  и по оси  $z$  отличаются на три порядка. По оси  $z$  цена деления шкалы 0,1 м, в плоскости поперечного сечения — 0,1 мм

На представленной поверхности (см. рис. 3, *a*) плотность энергии принимает значение  $F(x, y, z) = 4F_0$ . Видно, что рассеяние на водных частицах в пределах слоя ( $z = z^{(1)} \div z^{(1)} + L_{\text{aer}}$ ) привело к заметным возмущениям в распределении плотности энергии  $F$ , которое до слоя имело осесимметричный вид. Однако за слоем картина распределения вновь становится осесимметричной через сравнительно небольшое расстояние. Аналогичную трансформацию испытывает плазменный канал (рис. 3, *б*), его осесимметричная форма восстанавливается после слоя. Относительная концентрация электронов в канале достигает максимального значения  $n_e = N_e/N_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ , где  $N_0 = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  — концентрация нейтральных атомов.

На рис. 4 представлены средние профили плотности энергии  $\langle F(r) \rangle$ , полученные усреднением профиля одной реализации  $\tilde{F}(x, y)$  по углу в полярной системе координат, связанной с осью начального импульса ( $r = 0$ ).

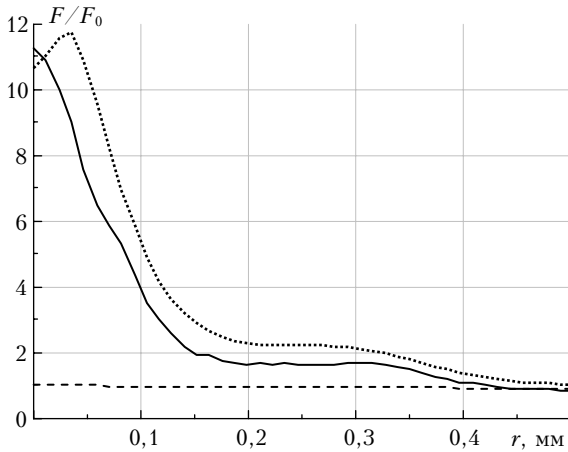


Рис. 4. Усредненные профили плотности энергии в поперечном сечении импульса на выходной апертуре лазерной системы (штриховая кривая), в середине слоя плотного аэрозоля  $z_{\text{aer}}^{(3)}$  с концентрацией частиц  $N_a = 6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$  (сплошная) и в незамутненной среде на расстоянии  $z_{\text{aer}}^{(3)}$  через 6 см от плоскости зарождения филамента (пунктирная)

Видно, что вследствие филаментации плотность энергии значительно возрастает и на оси превышает первоначальную величину  $F_0$  более чем в 10 раз. В отсутствие аэрозоля в сформированном филаменте образуется в распределении  $F(r)$  кольцо, охватывающее ось филамента.

В плотном аэрозоле кольцевая структура приосевой области сформированного филамента разрушается и распределение плотности энергии в среднем становится унимодальным. При этом усредненное по углу распределение плотности энергии в аэрозольном слое меньше, чем в отсутствие капель.

Из результатов, приведенных на рис. 2–4, следует, что в слое аэрозоля, как и в незамутненной атмосфере, радиус сформированного филамента составляет около 100 мкм.

## Энергия в импульсе

Рассмотрим энергию в приосевой области импульса при распространении в слое аэрозоля. Энергия импульса в круге радиуса  $r = a_0$ , где  $a_0$  — начальный радиус пучка, равна

$$W_a(z) = \int_0^{a_0} F(r, z) r dr.$$

На рис. 5 приведена энергия  $W_a(z)$  в зависимости от расстояния  $z$  для случаев распространения филамента в слое аэрозоля и в среде без частиц. Абсолютное значение энергии при входе в слой  $W_a^0 = 6,8 \text{ мДж}$ , а пиковая плотность энергии  $F_{\text{peak}} = 1,4 \text{ Дж/см}^2$ .

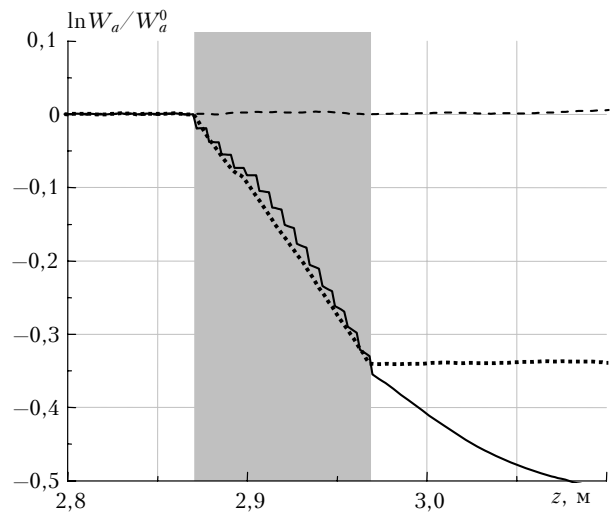


Рис. 5. Относительное изменение энергии импульса  $W_a/W_a^0$  в круге первоначального радиуса  $a_0$  с расстоянием  $z$  при распространении в слое с аэрозольными частицами радиусом  $R_a = 10 \text{ мкм}$  и концентрацией  $N_a = 6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$  (сплошная кривая), в эквивалентном слое сплошной среды с той же оптической толщиной (пунктирная) и в незамутненной среде (штриховая). Серый фон — положение слоя аэрозоля толщиной  $L_{\text{aer}} = 10 \text{ см}$ .  $W_a^0$  — энергия в круге радиуса  $a_0$  непосредственно перед слоем

Видно, что энергия с расстоянием падает из-за рассеяния на водных частицах в слое дисперсной среды аэрозоля и продолжает уменьшаться после слоя из-за внесенных аэрозольным рассеянием амплитудно-фазовых возмущений светового поля. В отсутствие частиц уменьшение энергии обусловлено только фотоионизацией молекул воздуха в плазменном канале и мало для сечения начального пучка.

Представляет интерес проанализировать возможности замены дисперсной среды эквивалентной сплошной, коэффициент ослабления в которой совпадает с коэффициентом рассеяния  $\alpha_0$  в аэрозоле. Филаментация в сплошной ослабляющей среде описывается уравнением (1), в котором оператор  $\hat{N} = 0$  и дополнительно введено слагаемое  $ik\alpha_0 E$

в его правой части, отражающее линейное ослабление. В нашем случае монодисперсного аэрозоля с частицами радиуса  $R \gg \lambda$  коэффициент ослабления равен  $\alpha_0 = 37 \text{ м}^{-1}$ , а оптическая толщина  $\tau = 0,37$ .

Численный эксперимент показывает, что потери энергии внутри слоя дисперсной и сплошной сред практически одинаковы. Но после выхода из слоя характер изменения энергии качественно отличается. После сплошной среды, где происходит только линейное ослабление излучения по закону Бугера, энергия не убывает с расстоянием, тогда как после слоя рассеивающих капель аэрозоля энергия продолжает убывать из-за возмущений поля, полученных в слое.

Действительно, при филаментации импульса осуществляется пространственная фильтрация высших мод, образовавшихся при когерентном рассеянии и нелинейном взаимодействии излучения в слое аэрозоля, что сопровождается уменьшением энергии в круге радиуса  $a_0$  поперечного сечения. При достаточной энергии импульса происходит восстановление осесимметричной моды филамента после рассеивающего слоя. В сплошной ослабляющей среде пространственный спектр импульса не обогащается, после ее прохождения по-прежнему присутствует лишь осесимметричная мода филамента, энергия импульса в сечении радиуса  $a_0$  остается постоянной и при распространении за слоем.

Таким образом, дисперсную среду нельзя полностью заменить эквивалентной сплошной средой для исследования явления филаментации в атмосфере.

Рассмотрим энергию, которую переносит непосредственно филамент, вычислив энергию в круге диаметра  $d = 100 \text{ мкм}$ :

$$W_f(z) = \int_0^{d/2} F(r, z) r dr.$$

В соответствии с процессом локализации энергии при филаментации ее величина  $W_f(z)$  нарастает с расстоянием при формировании филамента, достигая максимума в плоскости его зарождения  $z_{\text{fil}} = 2,78 \text{ м}$ . На рис. 6 приведены изменения энергии в филаменте, рассчитанные в круге диаметром 100 мкм при различных условиях распространения.

Видно, что вследствие дефокусировки в наведенной плазме и потерь на фотоионизацию энергия  $W_f(z)$  не остается постоянной, а убывает с расстоянием, и на входе в слой энергия в сечении филамента  $W_f^0 = 0,662 \text{ мДж}$ . Вместе с тем в сечении филамента убывание энергии, обусловленное фотоионизацией, относительно невелико. Действительно, для рассмотренного примера максимальная концентрация электронов в плазме  $N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а общее их количество в канале протяженностью 10 см составляет  $10^{13}$  электронов. Положим, что плазма возникает только за счет ионизации молекул кислорода, потенциал которого  $W_{\text{O}_2} = 12,07 \text{ эВ}$  ниже, чем у азота ( $W_{\text{N}_2} = 15,58 \text{ эВ}$ ). Энергия  $W_{\text{ион}}$ , необходимая для образования плазменного канала про-

тяженностью, например, 10 см, равна 0,015 Дж, что значительно меньше полного ослабления энергии  $\Delta W_f^0 = 0,046 \text{ мДж}$  в филаменте. Таким образом, потери энергии, связанные с многофотонной ионизацией, приблизительно в 3 раза меньше ослабления, связанного с дефокусировкой в плазме, при которой энергия излучения вытекает из круга, равного сечению филамента [27].

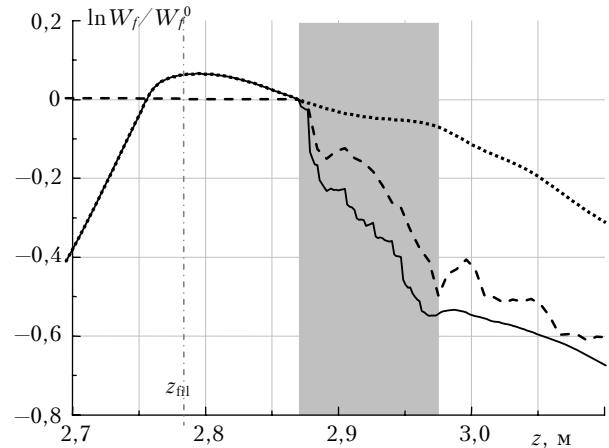


Рис. 6. Относительное изменение энергии  $W_f/W_f^0$  в сечении филамента от расстояния  $z$  в полулогарифмическом масштабе при распространении в слое с аэрозольными частицами радиусом  $R_a = 10 \text{ мкм}$  и концентрацией  $N_a = 6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$  в режиме филаментации (сплошная кривая), в среде без нелинейности (пунктирная) и в режиме филаментации в незамутненной среде (штриховая). Серый фон — толщина слоя  $L_{\text{aer}} = 10 \text{ см}$ . Отдельная реализация

В дисперсной среде ослабление энергии в филаменте обусловлено как нелинейными эффектами ионизации и дефокусировки в плазме, так и рассеянием на частицах. Заметим, что при одном и том же случае распределения капель в слое характер изменения энергии в круге диаметром 100 мкм с расстоянием оказывается подобным при линейном рассеянии в среде и при филаментации (см. рис. 6).

Статистические исследования переноса филамента в дисперсной среде водных частиц выполнены методом Монте-Карло посредством усреднения ансамбля решений стохастической задачи (1)–(5). В отсутствие филаментации убывание энергии  $\Delta W_f^a$ , вызванное рассеянием в аэрозольном слое толщиной  $L_{\text{aer}} = 10 \text{ см}$ , равно 0,20 мДж (рис. 7, а).

Уменьшение энергии  $\Delta W_f$  в филаменте в слое равно 0,26 мДж. Это значение больше суммы потерь, обусловленных рассеянием на каплях  $\Delta W_f^a$ , дефокусировкой в плазме и ионизацией молекул воздуха  $\Delta W_f^i$  на расстоянии 10 см. При увеличении протяженности слоя до 30 см при той же оптической толщине потери энергии в филаменте  $\Delta W_f$  возрастают, что связано с увеличением длины нелинейного взаимодействия (рис. 7, б). Однако уменьшение энергии в филаменте в этих условиях меньше суммы потерь, обусловленных отдельно взаимодействием с плазмой и рассеянием на каплях.

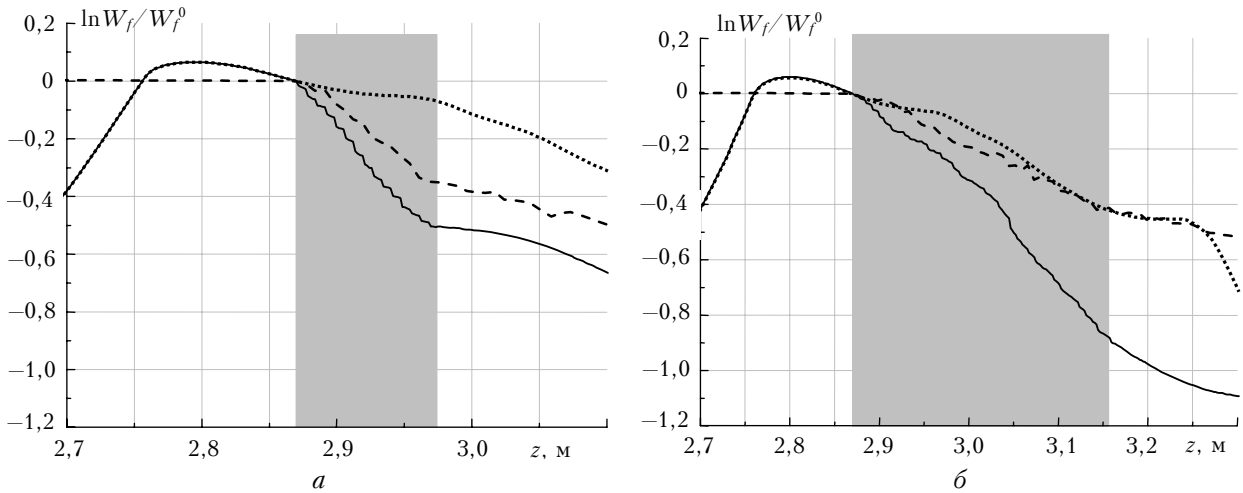


Рис. 7. Усредненные по 5 реализациям зависимости относительной энергии импульса  $W_f/W_f^0$  от расстояния  $z$  в полулогарифмическом масштабе при распространении в слое с аэрозольными частицами радиусом  $R_a=10$  мкм толщиной  $L_{aer}=10$  см, концентрацией  $N_a=6 \cdot 10^3$  см $^{-3}$  (а) и толщиной  $L_{aer}=30$  см, концентрацией  $N_a=2 \cdot 10^3$  см $^{-3}$  (б) в режиме филаментации (сплошная кривая), в среде без нелинейности (пунктирная) и в режиме филаментации в незамутненной среде (штриховая). Слой отмечены серым цветом

Это означает, что изменения энергии в филаменте, связанные с отдельными процессами рассеяния на частицах и нелинейно-оптического взаимодействия, не являются аддитивными.

### Сфокусированный импульс

Для качественного сравнения с лабораторным экспериментом [16] численно моделировалось распространение филамента сфокусированного фемтосекундного импульса в тонком слое плотного водного аэрозоля. Рассматривался импульс с параметрами: центральная длина волны  $\lambda=0,8$  мкм, длительность 80 фс по уровню  $e^{-1}$ , радиус начального пучка  $a_0=2,8$  мм, энергия  $W_0=12$  мДж, пиковая мощность  $P_0=42 P_{cr}$ , радиус фокусировки  $R_f=1,2$  м.

Оптическая толщина модельного слоя аэрозоля с частицами радиусом  $R_a=8$  мкм и с концентрацией  $N_a=2,5 \cdot 10^4$  см $^{-3}$  совпадала с толщиной, рассмотренной в [16]. Слой аэрозоля находился на расстоянии 1,5 см от плоскости зарождения филамента  $z_{fil}=0,90$  м.

Сформированный филамент на входе в слой имел энергию в радиусе пучка  $W_a^0=10$  мДж, а после выхода из слоя энергия импульса уменьшилась до значения  $W_a=6,6$  мДж. На рис. 8 представлены тоновые картины распределения плотности энергии импульса  $F(x, y)$  на некоторых расстояниях  $z$  вдоль направления распространения импульса. Белый цвет соответствует уровню максимальной плотности энергии  $14F_0$  при  $F_0=0,96$  Дж/см $^2$ .

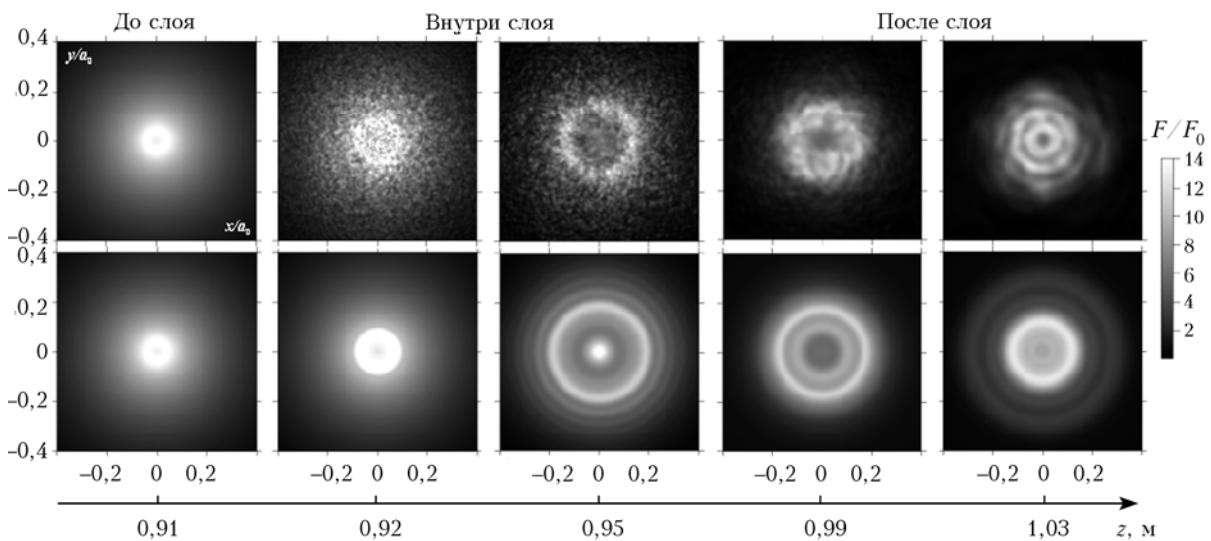


Рис. 8. Распределение плотности энергии  $F(x/a_0, y/a_0)$  в сечении сфокусированного импульса мощностью  $P_0=42 P_{cr}$  и радиусом фокусировки  $R_f=1,2$  м при распространении в аэрозольном слое толщиной 5 см с частицами радиусом  $R_a=8$  мкм и концентрацией  $N_a=2,5 \cdot 10^4$  см $^{-3}$  на ряде расстояний  $z$ : до слоя, внутри слоя, после слоя (верхний ряд) и в незамутненной среде на тех же расстояниях (нижний ряд)

Видно, что в плотном аэрозоле происходит стохастизация светового поля фемтосекундного импульса. Вместе с тем в сфокусированном импульсе, в отличие от коллимированного, сформировавшийся филамент имеет ярко выраженную кольцевую структуру в распределении плотности энергии, общие контуры которой сохраняются и при рассеянии в аэрозоле ( $z = 0,95$  см).

После слоя аэрозоля в импульсе восстанавливается кольцевая мода в распределении плотности энергии, характерная для сформировавшегося филамента в сфокусированном импульсе в области непосредственно за перетяжкой. Таким образом, как и в коллимированном импульсе, имеет место устойчивость процесса филаментации к амплитудно-фазовым возмущениям, вносимым когерентным рассеянием в дисперсной среде, и филамент, в отличие от [16], восстанавливается после выхода из слоя. Однако интересным является тот факт, что и внутри слоя, несмотря на сильную стохастизацию поля, за счет линейной фокусировки выделяется определенная кольцевая структура.

### Заключение

В результате исследования стохастизации и восстановления филамента фемтосекундного лазерного импульса при прохождении через тонкий слой плотного водного аэрозоля получены трехмерные распределения плотности потока энергии и концентрации электронов в плазменном канале при распространении импульса через слой аэрозоля. Сформировавшийся филамент характеризуется высокой устойчивостью, обусловленной пространственной фильтрацией при керровской и плазменной нелинейностях в воздушной среде. При прохождении внутри аэрозольного слоя возникают возмущения светового поля и, как следствие этого, — в распределении плотности энергии в филаменте и концентрации электронов в плазменном канале. После выхода из слоя в результате пространственной фильтрации светового поля филамента происходит восстановление основной моды в распределении плотности энергии. Это сопровождается восстановлением осесимметричного распределения концентрации электронов в плазменном канале. В коллимированном импульсе восстанавливается мода Таунса унимодального вида, в сфокусированном — характерная кольцевая мода распределения плотности энергии в поперечном сечении импульса.

Выявлено, что энергия в приосевой области импульса изменяется при филаментации в присутствии слоя аэрозоля. Энергия импульса с расстоянием падает из-за рассеяния на водных частицах в слое дисперсной среды аэрозоля, но продолжает уменьшаться и после слоя из-за внесенных аэрозольным рассеянием амплитудно-фазовых возмущений.

Показано, что замена дисперсной нелинейной среды эквивалентной сплошной средой с коэффициентом ослабления, соответствующим параметрам аэрозоля, возможна, чтобы отразить изменение энергии в слое, однако не является эквивалентной

для исследования трансформации филамента в слое и в области за слоем.

Статистические испытания методом Монте-Карло показали, что потери, связанные с дефокусировкой в плазме и многофотонной ионизацией, и потери, связанные с рассеянием на каплях аэрозоля, не аддитивны.

1. Kasparian J., Rodriguez M., Mejean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., Andre Y.-B., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.-P., Woste L. White-light filaments for atmospheric analysis // *Science*. 2003. V. 301. N 5629. P. 61–64.
2. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Можжев Е.И., Тамаров М.П. Фемтосекундная нелинейная оптика атмосферы // *Оптика атмосф. и океана*. 2000. Т. 13. № 5. С. 429–436.
3. Rairoux P., Schillinger H., Niedermeier S., Rodriguez M., Ronneberger F., Sauerbrey R., Stein B., Waite D., Wedekind C., Wille H., Woste L., Zieger C. Remote sensing of the atmosphere using ultrashort laser pulses // *Appl. Phys. B*. 2000. V. 71. N 4. P. 573–580.
4. 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 // *Las. and Optoelectr.* 1997. V. 29. N 5. P. 51–53.
5. Mejean G., Kasparian J., Yu J., Frey S., Salmon E., Wolf J.-P. Remote detection and identification of biological aerosols using a femtosecond terawatt lidar system // *Appl. Phys. B*. 2004. V. 78. N 5. P. 535–537.
6. Luo Q., Xu H.L., Hosseini S.A., Daigle J.-F., Berge F., Sharifi M., Chin S.L. Remote sensing of pollutants using femtosecond laser pulse fluorescence spectroscopy // *Appl. Phys. B*. 2006. V. 82. N 1. P. 105–109.
7. 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.
8. 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.
9. Kasparian J., Kramer B., Dewitz J.P., Vajda S., Rairoux P., Vezin B., Boutou V., Leisner T., Hubner W., Wolf J.P., Woste L., Bennemann K.H. Angular dependences of third harmonic generation from microdroplets // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 78. N 15. P. 2952–2955.
10. Boutou V., Favre C., Woeste L., Wolf J.-P. Measuring the electric charge in cloud droplets by use of second-harmonic generation // *Opt. Lett.* 2005. V. 30. N 7. P. 759–761.
11. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Резонансное возбуждение светового поля в слабопоглощающих сферических частицах фемтосекундным лазерным импульсом. Особенности нелинейно-оптических взаимодействий // *Оптика атмосф. и океана*. 2001. Т. 14. № 5. С. 349–359.
12. Аnekсимов Д.В., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Частотно-импульсный режим возбуждения сферического микрорезонатора chirпированным ультракоротким



- лазерным излучением // Оптика атмосф. и океана, 2007. Т. 20. № 12. С. 1092–1095.
13. 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.
  14. Dubietis A., Gaizauskas E., Tamosauskas G., Di Trapani P. Light filaments without self-channeling // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. N 25. 253903.1–4.
  15. Kolesik M., Moloney J.V. Self-healing femtosecond light filaments // Opt. Lett. 2004. V. 29. N 6. P. 590–592.
  16. 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.
  17. Mejean G., Kasparian J., Yu J., Salmon E., Frey S., Wolf J.-P., Skupin S., Vinaotte A., Nuter R., Champagneaux S., Berge L. Multifilamentation transmission through fog // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. N 2. 026611.1–7.
  18. 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.
  19. Милицин В.О., Кузьминский Л.С., Кандидов В.П. Стратифицированная модель распространения мощного фемтосекундного лазерного излучения в атмосферном аэрозоле // Оптика атмосф. и океана. 2005. Т. 18. № 10. С. 880–886.
  20. Кандидов В.П., Милицин В.О., Качан Е.П. Многократное рассеяние, модуляционная неустойчивость и филаментация фемтосекундного лазерного импульса в дисперсной среде // Квант. электрон. 2006. Т. 36. № 11. С. 1032–1038.
  21. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 310 с.
  22. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chin S.L. From filamentation in condensed media to filamentation in gases // J. of Nonlinear Opt. Phys. and Mater. 1997. V. 6. N 4. P. 485–494.
  23. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. Ионизация атомов в переменном электрическом поле // Ж. эксперим. и теор. физ. 1966. Т. 50. № 5. С. 1393–1410.
  24. Moll K.D., Gaeta A.L., Fibich G. Self-similar optical wave collapse: Observation of the Townes profile // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. N 20. P. 1095–1096.
  25. Chin S.L., Theberge F., Liu W. Filamentation nonlinear optics // Appl. Phys. B. 2007. V. 86. N 3. P. 477–483.
  26. Prade B., Franco M., Mysyrowicz A., Couairon A., Buerling H., Eberle B., Krenz M., Seiffert D., Vas-seur O. Spatial mode cleaning by femtosecond filamentation in air // Opt. Lett. 2006. V. 31. N 17. P. 2601–2603.
  27. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Колтун А.А. Нелинейно-оптическая трансформация мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе // Квант. электрон. 2003. Т. 33. № 1. С. 69–75.

*E.P. Silaeva, V.P. Kandidov. Transfer of high power femtosecond pulse filament inside aerosol layer.*

The propagation through the aerosol layer of formed filament of high power femtosecond pulse was investigated. It was shown that the filament is tolerant to perturbations caused by scattering upon particles and its regular axis-symmetric form recovers after aerosol layer. Integral characteristics of filament were analyzed and the replaceability of dispersion nonlinear medium by equivalent linear damping medium is discussed.