

Многokратное рассеяние, модуляционная неустойчивость и филаментация фемтосекундного лазерного импульса в дисперсной среде

В.О.Милицин, Е.П.Качан, В.П.Кандидов

На основе стратифицированной модели многократного когерентного рассеяния излучения в дисперсной среде методом Монте-Карло исследована нелинейная задача множественной филаментации фемтосекундных лазерных импульсов. Показано, что модуляционная неустойчивость мощного светового поля, которая развивается на возмущениях, возникающих при когерентном рассеянии на частицах, является причиной стохастического распада импульса на множество филаментов. Получена статистическая оценка влияния размеров и концентрации частиц водного аэрозоля на зарождение филаментации в лазерном импульсе, определены области различных режимов филаментации. Получена динамическая картина развития множественной филаментации и формирования плазменных каналов вследствие многофотонной ионизации в условиях аэрозольного рассеяния.

Ключевые слова: филаментация, многократное рассеяние, модуляционная неустойчивость, плазменный канал, стратифицированная модель аэрозоля.

1. Введение

Исследования распространения мощных фемтосекундных лазерных импульсов в условиях реальной атмосферы в настоящее время вызывают все больший интерес. Это связано с развитием фемтосекундной лазерной техники и перспективой ее использования при решении широкого круга атмосферных задач. Среди них значительное место занимают задачи лазерного зондирования атмосферы, обнаружения загрязняющих примесей в ее газовом составе и аэрозоле, управления пробоем в воздухе для стока атмосферного электричества и др. [1].

Исследование распространения мощного фемтосекундного лазерного импульса в атмосфере как существенно неоднородной многокомпонентной среде [2] представляет собой масштабную задачу. Частью ее является исследование процесса филаментации, т. е. пространственно-временной локализации энергии лазерного излучения [3–5]. В реальных условиях импульсы тераваттной мощности распадаются на случайное множество филаментов [6] вследствие модуляционной неустойчивости мощного светового поля [7]. Неустойчивость может развиваться как на начальных неоднородностях пучка [8], так и на возмущениях, вызванных флуктуацией показателя преломления в атмосфере [9], рассеянием и поглощением излучения на частицах атмосферного аэрозоля [10].

В лабораторных экспериментах [11, 12] показано, что влияние водного аэрозоля с высокой оптической плотностью на филаментацию мощных лазерных импульсов подобно линейному ослаблению. Численное исследова-

ние влияния плотного аэрозоля, представленного в виде поглощающего слоя, на длину формируемого филамента проведено в работе [13].

Вместе с тем влияние атмосферного аэрозоля на распространение фемтосекундного лазерного излучения не сводится лишь к уменьшению его энергии. На рассматриваемой длине волны (~ 800 нм) поглощение излучения в воде пренебрежимо мало. Индикатриса рассеяния для подавляющего числа частиц в дожде и в большинстве разновидностей облаков и туманов существенно вытянута вперед. Вследствие этого рассеянная компонента, которая может быть достаточно велика, остается в пучке, внося в него искажения. Поэтому многократное когерентное рассеяние лазерного импульса в аэродисперсной среде с параметрами, типичными для атмосферных образований (облачность, туман, дождь), может привести к возникновению сильных возмущений светового поля, вызванных хаотически расположенными частицами аэрозоля. Возмущения, возникающие в поперечном сечении импульса, при достижении в них критической мощности могут стать центрами развития модуляционной неустойчивости излучения в среде с керровской нелинейностью [7] и, следовательно, областями наиболее вероятного образования филаментов.

Первые качественные результаты по филаментации лазерного импульса при распространении его в мелком дожде получены в натурном эксперименте [10]. В поперечном сечении импульса наблюдалось формирование дифракционной картины, характерной для рассеяния на сферических частицах. Численные исследования филаментации в дожде [14] показали, что дифракционные возмущения интенсивности, вызванные рассеянием на каплях дождя, инициируют стохастическое зарождение филаментов в мощном фемтосекундном импульсе.

В настоящей работе исследуется влияние многократного когерентного рассеяния в водном аэрозоле на развитие модуляционной неустойчивости лазерного излуче-

В.О.Милицин, Е.П.Качан, В.П.Кандидов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: militsin@ilc.edu.ru, elena.kachan@gmail.com, kandidov@phys.msu.ru

ния в воздухе и формирование множества филаментов в импульсе субтераваттной мощности.

2. Стратифицированная модель

Исследование распространения фемтосекундного лазерного импульса в нелинейной аэрозольной среде осуществляется на основе стратифицированной модели распространения излучения [15]. Модель основана на том, что рассеяние происходит преимущественно вперед, т. к. наиболее распространенный размер частиц в атмосферных аэрозольных образованиях (облаках, туманах и дожде) существенно превышает длину волны излучения. В таких условиях обратным рассеянием можно пренебречь. При этом рассматривается когерентное рассеяние, при котором возможно формирование интерференционных максимумов, инициирующих зарождение филаментов вследствие модуляционной неустойчивости интенсивного светового поля в воздухе. В то же время отметим, что часть рассеянного поля выходит из пучка, приводя к уменьшению его мощности и, следовательно, к нарушению условий развития самофокусировки.

Согласно стратифицированной модели аэродисперсная среда моделируется цепочкой аэрозольных экранов, между которыми происходит дифракция и нелинейно-оптическое взаимодействие импульса с газовыми компонентами воздуха и наведенной лазерной плазмой. Аэрозольные экраны содержат частицы среды, когерентное рассеяние излучения на которых приводит к перераспределению интенсивности в пучке. Таким образом, рассеянная каждой частицей компонента поля остается в пучке и испытывает рассеяние на последующих экранах. Для анализа рассеяния на частицах воды используется метод аномальной дифракции [16, 17]. Между экранами изменение поля $E(t; x, y, z)$ происходит в результате мелкомасштабной самофокусировки возмущенного пучка в воздухе и дефокусировки его на образующейся плазме.

Поскольку распределение аэрозольных частиц как по размерам, так и по пространству является случайным, то поле, получаемое при некотором наборе экранов с хаотично расположенными каплями, соответствует случайному полю $\tilde{E}(t; x, y, z^*)$ отдельного импульса на заданном расстоянии z^* . Для нахождения статистических характеристик фемтосекундного лазерного излучения в аэрозольной среде используется метод Монте-Карло. Ансамбль полей $\tilde{E}_j(t; x, y, z^*)$ ($j = 1, \dots, M$) получается в результате многократного моделирования распространения импульсов в аэрозольной среде. При этом распространение каждого импульса рассматривается с учетом его рассеяния на статистически независимых цепочках аэрозольных экранов.

Анализ проводится в приближении метода медленно меняющихся амплитуд, который справедлив для импульсов длительностью до нескольких периодов оптических колебаний [18]. В модели не учитывается дисперсия групповой скорости и изменение крутизны временных фронтов импульса. Эти процессы влияют на изменение импульса во времени и существенны для полномасштабного описания филаментации лазерных импульсов, но при анализе начального этапа формирования и развития филаментации импульсов являются несущественными [9]. В соответствии с принятыми приближениями уравнение для комплексной амплитуды поля $E(t; x, y, z)$ записывается в виде

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

где k – волновое число, соответствующее длине волны $\lambda = 800$ нм; n_0 – показатель преломления воздуха; \hat{D}_{aer} – оператор, описывающий преобразование поля вследствие когерентного рассеяния на частицах экрана. Добавка к показателю преломления Δn определяется керровской нелинейностью Δn_K и вкладом наведенной лазерной плазмы Δn_{pl} :

$$\Delta n = \Delta n_K + \Delta n_{\text{pl}}, \quad (2)$$

где

$$\Delta n_K = \frac{1}{2} n_2 |E|^2; \quad \Delta n_{\text{pl}} = -\frac{2\pi e^2 N_e}{m_e \omega^2};$$

n_2 – коэффициент керровской нелинейности среды; m_e и e – масса и заряд электрона; ω – несущая частота излучения. Коэффициент α_{ion} описывает потери при многофотонной ионизации:

$$\alpha_{\text{ion}} = \frac{m\hbar\omega}{I(x, y, z)} \frac{\partial N_e}{\partial t}, \quad (3)$$

где $I(x, y, z)$ – интенсивность излучения. Величины $m = 8$ для кислорода и $m = 10$ для азота определяют число фотонов, необходимых для ионизации молекул основных газовых компонентов воздуха. Уравнение (2) не учитывает влияние запаздывания нелинейного отклика, обусловленного вынужденным рассеянием на вращательных переходах молекул азота и кислорода. Для начальной стадии филаментации это запаздывание приводит к увеличению расстояния до начала филаментов, что можно учесть введением эффективного коэффициента нелинейности n_2^{eff} [19].

Концентрация электронов $N_e(t; x, y, z)$ определяется согласно кинетическому уравнению для многофотонной ионизации [20]

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = R(|E|^2)(N_0 - N_e), \quad (4)$$

где вероятность ионизации $R(|E|^2)$ задается в соответствии с моделью Переломова – Попова – Терентьева [21]; N_0 – концентрация нейтральных молекул. Уравнение (4) решалось отдельно для азота N_2 и кислорода O_2 , и результирующая концентрация электронов N_e определялась с учетом их концентрации в воздухе. В уравнении (4) не учитывается вклад лавинной ионизации, поскольку частота столкновений электронов с нейтральными молекулами воздуха при интенсивности поля в филаменте 10^{13} Вт/см² составляет 6×10^{11} с⁻¹, и вероятность неупругих столкновений за время фемтосекундного импульса пренебрежимо мала.

В модели не рассматривается изменение оптических свойств водной капли при генерации плазмы внутри частицы. Как показано в [22], вследствие фокусировки при преломлении излучения на сферических границах капли и отражении от них возможно образование плазмы, если интенсивность на два порядка ниже порога фотоионизации в чистом воздухе. Вместе с тем при генерации плазмы определяющую роль играет отражение от теневой

поверхности капли, что существенно для хвоста импульса. Кроме того, модель не учитывает влияние частиц на световое поле сформированного филамента. При диаметре филамента ~ 100 мкм вероятность попадания в него частицы пренебрежимо мала. Однако оба этих эффекта требуют дополнительного исследования.

Форма фемтосекундных импульсов близка к гауссовой [19]. Для анализа влияния когерентного рассеяния в аэрозоле на филаментацию положим, что на выходе лазерной системы в поперечном сечении импульса отсутствуют какие-либо возмущения светового поля. В соответствии с принятыми приближениями выражение для амплитуды поля коллимированного импульса, падающего на аэродисперсную среду, записывается в виде

$$E(t; x, y, z = 0) = E_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2a_0^2}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right). \quad (5)$$

В численном моделировании использовалась расчетная сетка, содержащая в плоскости поперечного сечения импульса до 2048×2048 узлов и имеющая размер $8a_0 \times 8a_0$. На границах сетки вводилось плавно нарастающее поглощение, с помощью которого из рассматриваемой области выводились компоненты поля, рассеянные под большим углом к направлению распространения. Решение системы уравнений (1)–(4) на участках свободного распространения импульса осуществлялось в спектральном пространстве с адаптивно изменяемым шагом интегрирования $\Delta z_{nl}(z)$ по переменной z . Аэрозольные экраны располагались с постоянным шагом Δz_{aer} . Интегрирование по времени проводилось от $-2.5\tau_0$ до $2.5\tau_0$ на неравномерной сетке с шагом, который в окрестности центра импульса в четыре раза меньше, чем на периферии.

3. Влияние параметров аэрозоля на зарождение филаментов

В дисперсной среде происходит наложение возмущений, возникающих при многократном рассеянии на большом числе случайно расположенных частиц, и зарождение филаментов имеет существенно стохастический характер. Для анализа влияния когерентного рассеяния на водных каплях на зарождение филаментов рассмотрим начальную стадию процесса до генерации лазерной плазмы. До достижения порога фотоионизации перераспределение мощности в импульсе вызвано керровской фокусировкой, которая позиционирует пространственное положение филаментов. При этом в поперечном сечении центрального слоя импульса с пиковой мощностью P_0 возникают нелинейные фокусы. Те из них, в которых интенсивность достигает порога фотоионизации 5×10^{13} Вт/см², становятся центрами образования филаментов. Расстояние z , при котором достигается порог фотоионизации в импульсе, совпадает с расстоянием, на котором зарождаются филаменты. Поэтому начальная стадия формирования филаментов определяется стационарной задачей о самофокусировке центрального слоя импульса в аэрозоле в отсутствие плазменной нелинейности.

Для исследования влияния размеров частиц на зарождение филаментов рассматривалось распространение лазерного излучения в монодисперсных аэрозолях с частицами различных радиусов r при их одинаковой концентрации $n = 10$ см⁻³. Среднее число частиц, приходящихся на область с радиусом, равным радиусу началь-

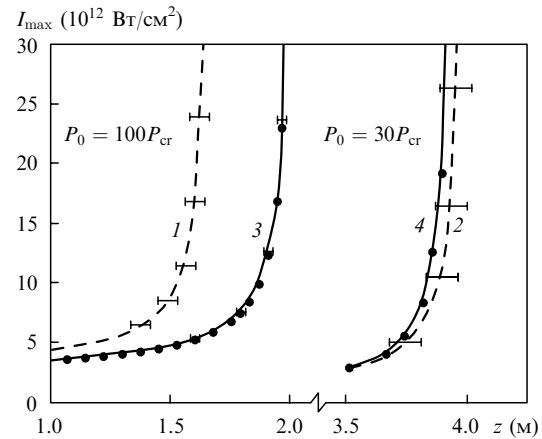


Рис.1. Зависимости максимальной интенсивности I_{\max} в центральном слое импульса с пиковой мощностью $P_0 = 100P_{cr}$ и $30P_{cr}$ от расстояния z в монодисперсном аэрозоле с концентрацией капель $n = 10$ см⁻³ и их радиусом $r = 15$ (1, 2) и 2 мкм (3, 4), а также в среде без частиц (точки).

ного пучка $a_0 = 2.5$ мм, при толщине слоя стратификации $\Delta z_{aer} = 15$ см составляет ~ 40 . Пиковая мощность $P_0 = 30P_{cr}$ и $100P_{cr}$, где $P_{cr} = 6 \times 10^9$ Вт – критическая мощность самофокусировки в воздухе [23]. На рис.1 представлена зависимость максимальной интенсивности в центральном слое импульса I_{\max} от длины распространения z в монодисперсном аэрозоле. Для крупных частиц ($r = 15$ мкм) при пиковой мощности импульса $P_0 = 100P_{cr}$ зарождение филаментов в среднем происходит на меньшем расстоянии z , чем в среде без частиц, а при мощности $P_0 = 30P_{cr}$ – на несколько большем. Мелкие же частицы ($r = 2$ мкм) при такой же концентрации практически не влияют на процесс филаментации; на оси импульса формируется один филамент, который зарождается на том же расстоянии, что и в среде без частиц.

Характер влияния размеров рассеивающих частиц на зарождение филаментов зависит от пиковой мощности импульса. Полученная зависимость физически объясняется тем, что в импульсе с пиковой мощностью $P_0 = 100P_{cr}$ при рассеянии на частицах радиусом $r = 15$ мкм появляются неоднородности с критической мощностью самофокусировки, и это приводит к пространственной неустойчивости в пучке [7], инициированию нелинейной фокусировки и, следовательно, зарождению филамента. С уменьшением пиковой мощности импульса до $P_0 = 30P_{cr}$ или с уменьшением радиуса r рассеивающей частицы мощность, приходящаяся на возникающие возмущения, падает ниже P_{cr} и мелкомасштабной самофокусировки не происходит. К тому же в аэрозоле с крупными частицами и, следовательно, с большей оптической толщиной начинает сказываться уменьшение энергии излучения за счет рассеяния. Атмосферная облачность является полидисперсным аэрозолем, и крупные частицы играют определяющую роль в зарождении филаментов [15].

Анализ влияния концентрации частиц на зарождение филаментов проведен для монодисперсного аэрозоля с частицами радиусом $r = 15$ мкм. На рис.2 представлены реализации распределения интенсивности $I(x, y)$ в центральном слое импульса с пиковой мощностью $P_0 = 50P_{cr}$ на расстояниях, при которых максимальная интенсивность превышает первоначальную пиковую величину I_0 в 10 раз, для различных концентраций частиц n . Видно, что при $n = 100$ см⁻³ в сечении импульса наблюдается не-

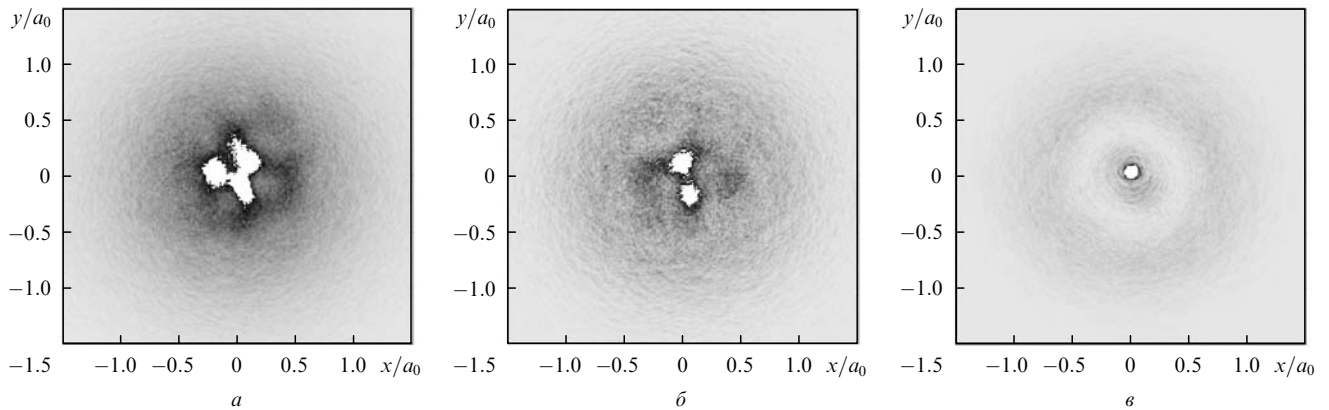


Рис.2. Тоновые картины случайного распределения интенсивности в центральном слое импульса с пиковой мощностью $P_0 = 50P_{cr}$ в монодисперсной среде с каплями радиусом $r = 15$ мкм при их концентрации $n = 100$ (а), 500 (б) и 1100 см $^{-3}$. Распределения приведены для расстояний, при которых $I_{max}/I_0 = 10$.

сколько участков с существенным ростом интенсивности в «горячих точках» поперечного сечения. При большей концентрации такое же увеличение интенсивности происходит на большем расстоянии и отмечается существенное снижение мощности излучения, участвующего в формировании «горячих точек», уменьшается их число и, следовательно, число зарождающихся филаментов. Увеличение концентрации до 1100 см $^{-3}$ приводит к тому, что на фоне общего снижения интенсивности излучения прекращается развитие мелкомасштабной самофокусировки, и мощности хватает только на формирование одного максимума непосредственно на оси пучка. При увеличении концентрации аэрозоля и, следовательно, оптической толщины аэрозольной среды становится существенным уменьшение мощности импульса за счет многократного рассеяния на частицах. Таким образом, с ростом концентрации как мелкомасштабная самофокусировка, так и фокусировка всего пучка в целом развиваются более медленными темпами, приводя к изменению режима образования филаментов.

При росте концентрации частиц уменьшение мощности вследствие рассеяния становится более существенным фактором по сравнению с модуляционной неустойчивостью светового поля в керровской среде. Это подтверждают результаты статистических испытаний, приведенные на рис.3, где для разных концентраций частиц показано изменение величины максимума интенсивности в центральном слое импульса с расстоянием. Каждая кривая представляет собой результат усреднения по 10 статистически независимым реализациям аэрозольной трассы для каждого значения концентрации.

Кривые, полученные для небольших концентраций частиц ($n \sim 50 - 300$ см $^{-3}$), демонстрируют, что расстояние до начала формирования филаментов сокращается по сравнению со случаем самофокусировки пучка в незамутненной среде (вертикальная прямая на рис.3). Это можно объяснить развитием мелкомасштабной самофокусировки в максимумах интенсивности, сформировавшихся в результате многократного рассеяния на каплях. При малых концентрациях частиц мощности излучения, локализованной в областях повышенной интенсивности, оказывается достаточно для того, чтобы филаментация происходила раньше, чем самофокусировка всего пучка. Длина самофокусировки пучка L_{sf} , оцененная по формуле Марбургера [24], составляет ~ 2.90 м. С ростом концентрации рассеивающих частиц увеличивается влияние

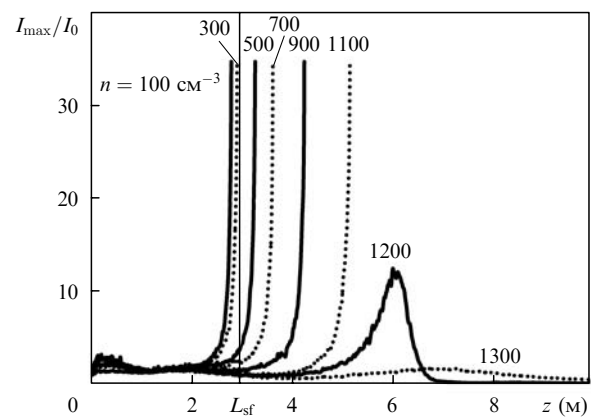


Рис.3. Зависимости максимальной интенсивности в центральном слое импульса с пиковой мощностью $P_0 = 50P_{cr}$ от расстояния z при концентрации частиц аэрозоля $n = 100 - 1300$ см $^{-3}$ и их радиусе $r = 15$ мкм.

потерь при рассеянии и филаменты зарождаются на большем расстоянии.

Заметим, что зарождение филаментов происходит при существенном уменьшении мощности пучка в целом. Так, для концентрации $n = 900$ см $^{-3}$ оптическая толщина на расстоянии $z = 4.1$ м, где пиковая интенсивность возрастает в 10 раз, составляет ~ 5.2 . Таким образом, к началу формирования плазмы энергия излучения, необходимая для образования филамента, существенно рассеялась и может оказаться недостаточной для его дальнейшего развития. Если же концентрация превышает 1100 см $^{-3}$, то ослабление излучения за счет аэрозольного рассеяния преобладает над керровской самофокусировкой, интенсивность в центральном слое импульса не достигает порога фотоионизации и филаментации не происходит.

На основании статистической обработки распределений интенсивности в центральном слое мощного лазерного импульса, полученных для монодисперсных аэрозолей с рассеивающими частицами радиусом $r = 6, 10$ и 15 мкм, можно выделить различные режимы формирования филаментов. На рис.4 на плоскости концентрация – радиус частиц сплошными линиями показаны границы трех различных режимов: множественной филаментации, одного филамента и отсутствия филаментации для импульса с пиковой мощностью, равной $50P_{cr}$.

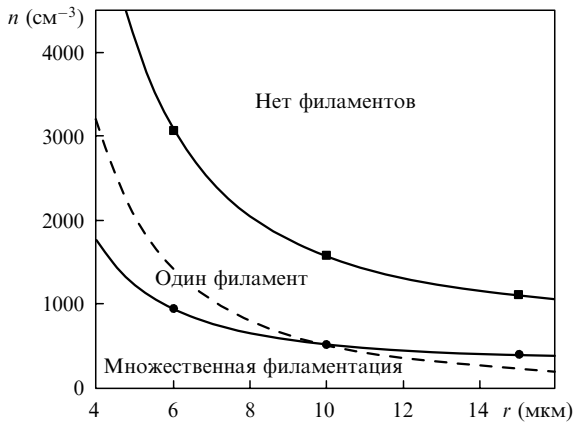


Рис. 4. Границы режимов зарождения филаментов при пиковой мощности импульса $P_0 = 50P_{cr}$ (сплошные кривые). Штриховая кривая соответствует постоянному коэффициенту ослабления ($\alpha_{aer} = \text{const}$). Точки – численный эксперимент.

Заметим, что ситуация, при которой происходит образование одного филамента в импульсе с пиковой мощностью, много большей критической мощности самофокусировки в воздухе ($P_0 \gg P_{cr}$), является идеальной. В реальных условиях всегда существуют возмущения профиля пучка и флуктуации показателя преломления в атмосфере, которые инициируют развитие нескольких филаментов [25].

Вместе с тем полученная граница для филаментации импульса позволяет количественно оценить ожидаемый характер его трансформации в аэрозольной среде. При значениях концентрации n и радиуса r , которые превышают их значения, соответствующие границе множественной филаментации, ослабление мощности при рассеянии доминирует над модуляционной неустойчивостью лазерного излучения. В этом случае для анализа филаментации импульса в аэродисперсной среде статистическое исследование распространения излучения при многократном рассеянии на частицах можно заменить решением детерминированной задачи формирования филамента в однородно поглощающей среде с линейным ослаблением α_{aer} . Сформулированная детерминированная задача описывается уравнением (1) без последнего слагаемого, определяющего рассеяние на частицах, а коэффициент ослабления α_{ion} заменяется на полный коэффициент ослабления

$$\alpha_{\Sigma} = \alpha_{ion} + \alpha_{aer}. \quad (6)$$

Коэффициент линейного ослабления в аэрозольной среде

$$\alpha_{aer} = K_0 \pi r^2 n, \quad (7)$$

где K_0 – фактор эффективности ослабления для капель рассматриваемого радиуса r [16]. Результаты расчетов, проведенных для детерминированных задач филаментации импульса в однородных средах с полным коэффициентом ослабления, который определяется параметрами монодисперсных аэрозолей, соответствуют диаграмме на рис. 4. Зависимости от расстояния максимальной интенсивности I_{max} в сечении импульса, полученные для детерминированных задач, совпадают в пределах погрешности с результатами статистического анализа зарождения одного филамента или его отсутствия в аэрозоле.

Заметим, что приведенные на рис. 4 границы режимов зарождения филаментов не совпадают с линиями уровня коэффициента ослабления $\alpha_{aer} = \text{const}$ в дисперсионной среде. Для иллюстрации этого проведена штриховая кривая, соответствующая $\alpha_{aer} \approx 0.32 \text{ м}^{-1}$. Видно, что при постоянном коэффициенте ослабления α_{aer} увеличение размеров частиц может привести к смене режима одного филамента на режим множественной филаментации. Таким образом, влияние аэрозоля на процесс зарождения филаментов заключается не только в ослаблении излучения, но и в формировании возмущений интенсивности, являющихся затравкой для филаментов. Условия образования таких возмущений зависят от индикатрисы рассеяния. С увеличением размера частиц индикатриса рассеяния сужается и перераспределение интенсивности при многократном рассеянии доминирует над ослаблением. Возмущения при таком перераспределении инициируют мелкомасштабную самофокусировку в керровской среде, вследствие чего сокращается расстояние до начала филаментации.

Стоит отметить, что при малой концентрации частиц появление даже небольшого числа возмущений поля приведет, вследствие модуляционной неустойчивости, к распаду пучка и генерации множества филаментов. В качестве примера можно привести зарождение филаментов в мелком дожде при мощности импульса, на два порядка превышающей критическую мощность самофокусировки [10, 14].

4. Множественная филаментация в условиях аэрозольного рассеяния

Динамика развития филаментации и формирования плазменных каналов в фемтосекундном лазерном импульсе при его распространении в аэрозоле, описываемая системой уравнений (1)–(3), рассматривается в (3D+1)-пространстве переменных. Кинетическое уравнение (3), определяющее концентрацию электронов в плазме, решается во всех точках плоскости поперечного сечения для каждого временного слоя импульса при его распространении. Рассматривался импульс длительностью $\tau_0 = 140 \text{ фс}$ с пиковой мощностью $P_0 = 50P_{cr}$, что при размере пучка $a_0 = 2.5 \text{ мм}$ соответствует начальной пиковой интенсивности $I_0 = 1.5 \times 10^{12} \text{ Вт/см}^2$.

Расстояние L_{pl} , на котором концентрация плазмы достигает 10^{-3} от концентрации нейтральных молекул N_0 , можно принять за расстояние, на котором начинается формирование плазменного канала. При распространении в незамутненной среде в импульсе формируется один филамент на оси, концентрация плазмы достигает указанного значения на расстоянии $L_{pl} \approx 2.82 \text{ м}$. В монодисперсном аэрозоле с каплями радиусом $r = 15 \text{ мкм}$ и их концентрацией $n = 100 \text{ см}^{-3}$ плазма начинает формироваться в среднем на меньшем расстоянии ($\langle L_{pl} \rangle \approx 2.76 \text{ м}$).

На рис. 5 приведена реализация распределения концентрации плазмы в поперечном сечении импульса на расстоянии $z \approx 3.3 \text{ м}$ сразу после прохождения импульса. В идеальном случае (рис. 5, б), когда отсутствуют случайные возмущения профиля пучка, керровская нелинейность приводит к росту интенсивности и, следовательно, к ионизации среды только на оси импульса, а происходящая на наведенной плазме дефокусировка ограничивает этот процесс. В результате формируется протяженный по оси z и ограниченный в поперечном сечении

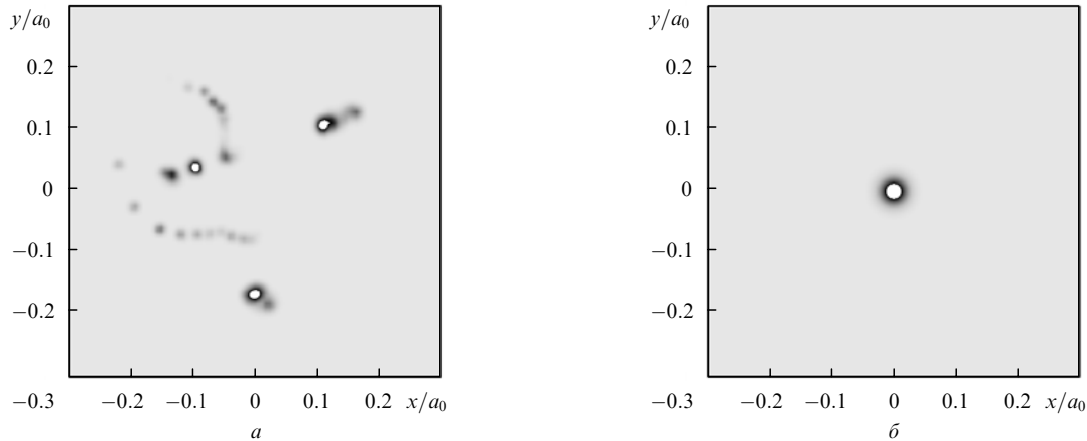


Рис.5. Тоновые картины распределения концентрации электронов в плоскости поперечного сечения импульса длительностью $\tau_0 = 140$ фс с пиковой мощностью $P_0 = 50P_{cr}$ на расстоянии $z \approx 3.3$ м в монодисперсном аэрозоле с концентрацией частиц $n = 100 \text{ см}^{-3}$ и их радиусом $r = 15$ мкм (а), а также в среде без частиц (б).

плазменный канал. Когерентное множественное рассеяние на стохастическом ансамбле частиц приводит к образованию нескольких плазменных каналов, расположенных случайным образом в сечении импульса. В реализации, приведенной на рис.5,а, имеются три канала, где концентрация превышает $10^{-3}N_0$, и множество областей с меньшей плотностью плазмы, которые с увеличением z могут как продолжить свое развитие, так и исчезнуть вследствие сложного распределения интенсивности и конкуренции процессов мелкомасштабной самофокусировки, рассеяния излучения на каплях аэрозоля и очагах плазмы.

Следует отметить, что расстояние, на котором начинается образование плазменного канала, близко к среднему расстоянию, на котором максимальная интенсивность центрального слоя импульса возрастала в ~ 20 раз (рис.3). Полученные данные подтверждают справедливость стационарного рассмотрения задачи распространения мощного фемтосекундного лазерного импульса в аэрозольной среде для описания зарождения филаментов.

Область локализации плазменных образований вблизи оси начального пучка в среднем ограничена размером $0.3a_0 \times 0.3a_0$. При этом диаметр области высокой плотности электронов, характеризующий толщину плазменных каналов, при наличии аэрозоля в несколько раз меньше, чем в незамутненной среде. В присутствии аэрозоля энергия излучения лазерного пучка менее локализована в пространстве, и образующиеся филаменты короче, чем при филаментации идеального импульса без искажений.

Объемное изображение приведенных выше (рис.5,а) плазменных каналов в аэрозоле представлено на рис.6. Здесь показаны поверхности, соответствующие одинаковой концентрации плазмы ($5 \times 10^{-4}N_0$). Данная картина является типичным примером режима множественной филаментации при распространении фемтосекундного импульса в аэрозоле. Сначала происходит образование одного плазменного канала, а затем еще двух на значительном расстоянии друг от друга. Эти каналы не связаны с первым и обязаны своим появлением мелкомасштабной фокусировке излучения вследствие рассеяния на частицах аэрозоля. Далее происходит образование вторичных плазменных каналов и отдельных областей повышенной концентрации свободных электронов. Локальное увеличение поперечного размера первичного

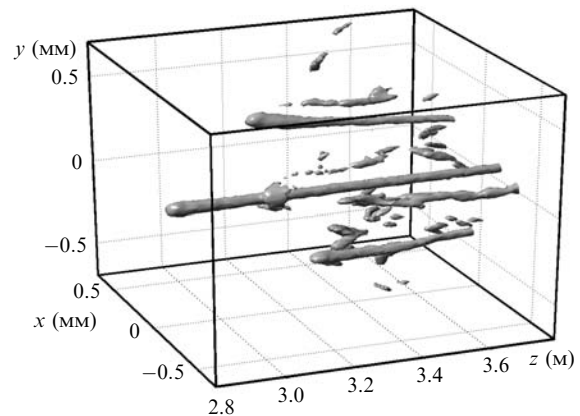


Рис.6. Поверхности, соответствующие одинаковой концентрации плазмы ($5 \times 10^{-4}N_0$) для типичной реализации распространения импульса с пиковой мощностью $P_0 = 50P_{cr}$ в монодисперсном аэрозоле с концентрацией частиц $n = 100 \text{ см}^{-3}$ и их радиусом $r = 15$ мкм.

плазменного канала объясняется рефокусировкой при филаментации импульса [20]. В процессе распространения импульса формирование плазмы начинается во временных слоях его переднего фронта, и интенсивность в них достигает порога фотоионизации. При этом временные слои хвоста импульса высокой мощности после дефокусировки в образовавшейся плазме испытывают повторную самофокусировку. В результате в области рефокусировки импульса увеличивается поперечный размер плазменного канала.

Подробный анализ показывает, что с увеличением расстояния образовавшиеся крупные плазменные каналы смещаются к оси пучка. Это объясняется продолжением керровской самофокусировки лазерного излучения в целом, несмотря на возникновение возмущений в распределении интенсивности.

5. Заключение

Стратифицированная модель множественного когерентного рассеяния светового поля на частицах позволяет исследовать развитие модуляционной неустойчивости и, как следствие этого, формирование множества филаментов и плазменных каналов в фемтосекундном лазерном импульсе при распространении его в аэродис-

персной среде. Показано, что рассеяние на частицах аэрозоля вызывает как уменьшение мощности импульса, так и образование возмущений интенсивности, инициирующих его множественную филаментацию. Последняя доминирует над ослаблением импульса, если мощность, приходящаяся на образовавшиеся возмущения, близка к критической мощности самофокусировки в воздухе и развивается модуляционная неустойчивость излучения. Такой режим возможен в водном аэрозоле с частицами радиусом $r = 15$ мкм и их концентрацией $n < 500$ см⁻³ при пиковой мощности P_0 , на два порядка превышающей критическую мощность самофокусировки.

С помощью метода Монте-Карло установлено, что границы различных режимов филаментации импульса в атмосферном аэрозоле не определяются величиной коэффициента ослабления. При увеличении радиуса частиц в аэрозоле с неизменной оптической толщиной диаграмма рассеяния сужается, вклад многократного рассеяния возрастает, модуляционная неустойчивость светового поля становится значимой и вероятность множественной филаментации возрастает.

Численный анализ динамической филаментации мощного фемтосекундного лазерного импульса показал, что в водном аэрозоле формируется стохастическое множество протяженных плазменных каналов и локальных образований с невысокой концентрацией электронов.

1. Kasparian J., Rodriguez M., Mejean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., Andre Y.-B., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.-P., Woste L. *Science*, **301**, 61 (2003).
2. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Можаяв Е.И., Тамаров М.П. *Оптика атмосферы и океана*, **13**, 429 (2000).
3. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. *Opt. Lett.*, **20**, 73 (1995).
4. Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A. *Opt. Lett.*, **21**, 62 (1996).
5. Brodeur A., Chien C.Y., Ipkov F.A., Chin S.L., Kosareva O.G., Kandidov V.P. *Opt. Lett.*, **22**, 304 (1997).
6. 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. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 225002.1 (2004).
7. Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).
8. Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Liu W., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Akozbek N., Kandidov V.P. *Phys. Rev. A*, **70**, 033802.1 (2004).
9. Шленов С.А., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **17**, 630 (2004).
10. Mechain G., Mejean G., Ackermann R., Rohwetter P., Andre Y.-B., Kasparian J., Prade B., Stelmaszczyk K., Yu J., Salmon E., Winn W., Schlie L.A., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Woste L., Wolf J.-P. *Appl. Phys. B*, **80**, 785 (2005).
11. Mejean G., Kasparian J., Yu J., Salmon E., Frey S., Wolf J.-P., Skupin S., Vinaotte A., Nuter R., Champeaux S., Berge L. *Phys. Rev. E*, **72**, 026611.1 (2005).
12. Бочкарев Н.Н., Землянов А.А., Землянов А.А., Кабанов А.М., Карташов Д.В., Кирсанов А.В., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. *Оптика атмосферы и океана*, **17**, 971 (2004).
13. Zemlyanov A.A., Geints Yu.E. *Opt. Commun.*, **259**, 799 (2006).
14. Kandidov V.P., Militsin V.O. *Appl. Phys. B*, **83**, 171 (2006).
15. Милицин В.О., Кузьминский Л.С., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **18**, 880 (2005).
16. Зуев В.Е., Кабанов М.В. *Оптика атмосферного аэрозоля* (Л.: Гидрометеоздат, 1987, с. 246).
17. Ван де Хюлст Г. *Рассеяние света малыми частицами* (М.: ИЛ, 1961).
18. Shpolyanskiy Y.A., Belov D.L., Vakhtin M.A., Kozlov S.A. *Appl. Phys. B*, **77**, 349 (2003).
19. Андрианов К.Ю., Кандидов В.П., Косарева О.Г., Чин С.Л., Талебпур А., Петиг С., Лиу В., Ивасаки А., Надё М.-К. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **66**, 1091 (2002).
20. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chin S.L. *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.*, **6**, 485 (1997).
21. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. *ЖТЭФ*, **50**, 1393 (1966).
22. Кандидов В.П., Милицин В.О. *Оптика атмосферы и океана*, **17**, 54 (2004).
23. Nibbering E.T.J., Grillon G., Franco M.A., Prade B.S., Mysyrowicz A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 650 (1997).
24. Marburger J.H. *Prog. Quantum Electron.*, **4**, 35 (1975).
25. Шленов С.А., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **17**, 637 (2004).