

В.П. Кандидов, В.О. Милицин

Формирование множества филаментов в мощном фемтосекундном лазерном импульсе в условиях дождя

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию 5.04.2006 г.

Численно исследовано влияние когерентного рассеяния на каплях дождя на зарождение множества филаментов в импульсе субтераваттной мощности. Демонстрируется качественное совпадение результата моделирования с данными натурального эксперимента. По результатам спектрального анализа распределения интенсивности в пучке исследовано влияние концентрации аэрозоля и мощности излучения на размеры областей формирования филаментов и режим их возникновения.

Введение

В настоящее время все больший интерес вызывают исследования распространения мощного фемтосекундного лазерного излучения в условиях реальной атмосферы. Это объясняется широким кругом приложений, связанных с нелинейными эффектами, возникающими в условиях сильного светового поля сверхкороткого лазерного импульса. Одними из этих направлений являются лазерное зондирование и мониторинг атмосферы, обнаружение загрязняющих примесей в газовом составе и аэрозоле, лазерно-индуцированная эмиссионная спектроскопия, управление пробоем в воздухе для стока атмосферного электричества и др. [1].

Взаимодействие мощного фемтосекундного лазерного излучения с атмосферой как многокомпонентной средой представляет собой обширную задачу. Одной из проблем является стохастическая многофиламентация в импульсах тераваттной мощности [2], которая может быть вызвана как начальными флуктуациями пучка [3] или флуктуациями показателя преломления в турбулентной атмосфере [4], так и рассеянием и поглощением излучения на частицах атмосферного аэрозоля.

При распространении излучения в аэрозольной среде интерес могут представлять как сами частицы аэрозоля в интенсивном световом поле [5, 6], так и вызванные ими изменения в характере распространения импульса. Известны экспериментальные [7] и теоретические [8] работы, посвященные исследованию процесса филаментации импульса при падении на отдельные частицы. Авторы показывают, что филамент остается устойчивым, если на пути его распространения помещается капля или сплошной поглощающий диск размерами порядка поперечного размера филамента ~100 мкм.

Влияние поглощения в плотной аэродисперсной среде на филаментацию мощных лазерных импульсов исследовано в лабораторных экспериментах

[9, 10]. Показано, что нелинейное взаимодействие с аэрозолем большой плотности существенно влияет на энергетические характеристики излучения. С другой стороны, влияние аэрозоля с большим коэффициентом ослабления на филаментацию импульса эквивалентно линейному ослаблению. В работе [10] для описания экспериментальных данных предложена модель, в которой частицы заменяются поглощающими дисками и рассеянная компонента излучения не учитывается. Такая модель способна отобразить изменения в режиме филаментации за счет уменьшения энергии импульса. В работе [11] численно исследовано влияние сильнопоглощающего аэрозольного слоя на длину формируемого филамента.

Вместе с тем влияние рассеяния в атмосферном аэрозоле на филаментацию фемтосекундных лазерных импульсов остается малоизученным. В натурном эксперименте [12], выполненном в 2005 г. в Нью-Мехико, получены первые качественные результаты по филаментации лазерного импульса при распространении в мелком дожде. В поперечном сечении импульса наблюдается формирование дифракционной картины, характерной для рассеяния на сферических частицах.

Представляет значительный интерес теоретическое исследование процесса образования множества филаментов лазерного импульса в присутствии атмосферного аэрозоля, в частности тумана или дождя. Рассеяние света происходит преимущественно вперед, так как наиболее вероятный размер частиц в дожде и в большинстве разновидностей облаков и туманов существенно превышает длину волны излучения. В этих условиях рассеянная компонента остается в пучке и может быть достаточно велика. При ее интерференции с невозмущенным полем возникают мелкомасштабные искажения в поперечном сечении импульса. Возмущения профиля пучка вследствие рассеяния могут являться центрами развития модуляционной неустойчивости излучения в среде с керровской нелинейностью [13] и, следовательно,

областями образования множества филаментов. Таким образом, частицы аэрозоля становятся причиной существенного изменения режима распространения фемтосекундного импульса, а именно возникновения многофиламентации.

Предложенная в [14] стратифицированная модель распространения излучения в аэродисперсной среде позволяет описать физические процессы, происходящие при прохождении мощного лазерного излучения сквозь аэрозоль, и оценить влияние частиц аэрозоля на процесс формирования филаментов.

В данной статье исследуется влияние когерентного рассеяния на каплях дождя на зарождение множества филаментов в импульсе субтераваттной мощности. Демонстрируется качественное совпадение результата моделирования с данными натурального эксперимента [12]. Проведен спектральный анализ распределения интенсивности для различных начальных условий, который позволил определить масштабы областей формирования филаментов и режим их возникновения.

Модель филаментации импульса в мелком дожде

Анализ нелинейно-оптического взаимодействия лазерного излучения с каплями дождя основывается на стратифицированной модели распространения излучения [14]. Стратифицированная модель состоит из цепочки экранов с частицами, на которых происходит когерентное рассеяние излучения, приводящее к мелкомасштабному перераспределению интенсивности в пучке. На свободных участках между аэрозольными экранами имеет место дифракция и нелинейно-оптическое взаимодействие импульса с газовыми компонентами воздуха. Интерференция рассеянной компоненты с невозмущенным полем создает флуктуации интенсивности в поперечном сечении импульса. На участках свободного распространения между экранами эти возмущения могут стать центрами зарождения филаментов вследствие самофокусировки излучения в воздухе.

Мы рассмотрим влияние когерентного рассеяния на водных каплях на зарождение филаментов, т.е. начальную стадию филаментации до генерации лазерной плазмы. До достижения порога фотоионизации перераспределение мощности во временных слоях импульса вызвано керровской фокусировкой, которая определяет пространственное положение филаментов. На начальной стадии филаментации можно не учитывать нелинейную дефокусировку в плазме и потери энергии на ионизацию, поскольку генерация электронов происходит лишь после достижения в нелинейном фокусе порога фотоионизации. Кроме того, можно не учитывать дисперсию групповой скорости и изменение крутизны временных фронтов импульса, поскольку эти процессы влияют на изменение импульса во времени и являются незначительными при анализе зарождения филаментов [4]. Таким образом, между аэрозольными экранами изменение поля $E(x, y, z)$ происходит в результате стационарной мелкомасштабной самофокуси-

ровки пучка с возмущениями, вызванными рассеянием на каплях. При этом мощность пучка P совпадает с пиковой мощностью P_{peak} фемтосекундного импульса, величина которой определяет расстояние до начала филаментации. В соответствии с принятыми приближениями уравнение для комплексной амплитуды поля $E(x, y, z)$ на начальной стадии филаментации записывается в виде

$$2ik \frac{\partial E(x, y, z)}{\partial z} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{2k^2}{n_0} n_2 |E|^2 E(x, y, z) + \hat{D}_{aer} E(x, y, z), \quad (1)$$

где k – волновое число; n_2 – коэффициент нелинейности воздуха; \hat{D}_{aer} – оператор, описывающий преобразование поля вследствие когерентного рассеяния на частицах экрана. Уравнение (1) 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_{2eff} [15].

В численном моделировании использовалась расчетная сетка, содержащая 4096×4096 узлов в плоскости поперечного сечения импульса и имеющая размеры $8a \times 8a$, где a – радиус исходного гауссова пучка. На границах сетки вводилось плавно нарастающее поглощение, с помощью которого из рассматриваемой области выводились компоненты поля, рассеянные под большим углом к направлению распространения. Решение уравнения (1) на участках свободного распространения осуществлялось в спектральном пространстве с адаптивно изменяемым шагом интегрирования $\Delta z_n(z)$ по переменной z . Аэрозольные экраны располагались с равномерным шагом Δz_{aer} . При вычислении интеграла Кирхгофа для определения поля, рассеянного частицей аэрозольного экрана толщиной dz , использовалась локальная сетка экрана, шаг которой на 3 порядка меньше диаметра частиц. Полученное в результате рассеяния поле интерполировалось на расчетную сетку. Предполагалось, что изменение поля на апертуре капли незначительно.

Для качественного сравнения и привязки к реальным параметрам использовались данные натурального эксперимента [12] по исследованию распространения фемтосекундного тераваттного лазерного импульса (2,5 ТВт, 150 фс, 3-см пучок) на атмосферной трассе в условиях мелкого дождя на высоте ~ 3200 м над уровнем моря. На рис. 1 приведена картина распределения плотности энергии в поперечном сечении отдельного импульса, зарегистрированная в этом эксперименте.

Несколько темных пятен в распределении ответственную участкам большей концентрации энергии в поперечном сечении. Возникновение случайно расположенных «горячих» точек является характерным для режима многофиламентации лазерного импульса [10]. В то же время концентрические кольца,

не связанные с образовавшимися филаментами, ранее не наблюдались. По мнению авторов, эти кольца представляют собой результат перераспределения энергии вследствие дифракции на отдельных частицах аэрозоля, произошедшей в непосредственной близости от плоскости регистрации.



Рис. 1. Распределение плотности энергии отдельного импульса (флюенс) в плоскости поперечного сечения [12]. Длина трассы 75 м, концентрация частиц $n \sim 1,7 \cdot 10^4 \text{ м}^{-3}$

Оценка концентрации частиц n в дожде, исходя из экспериментально измеренной величины коэффициента ослабления $\alpha \sim 6,6 \text{ км}^{-1}$, составила $\sim 1,7 \cdot 10^4 \text{ м}^{-3}$. Если воспользоваться оценкой коэффициента ослабления для монодисперсного аэрозоля

$$\alpha = 2\pi R^2 n, \quad (2)$$

то такое значение при заданной концентрации соответствует дождю, состоящему из капель радиусом $R \sim 250 \text{ мкм}$. Заметим, что в реальных морозящих дождях имеет место полидисперсное распределение капель радиусами от 0,1 и до 0,5 мм [16].

В численном исследовании рассматривалось излучение на длине волны 800 нм и пиковой мощностью $P_{peak} = 100P_{cr}$, где критическая мощность самофокусировки в воздухе $P_{cr} \sim 3 \text{ ГВт}$ [17]. Начальный пучок имел гауссов профиль

$$I(x, y | z = 0) = I_0 \exp[-(x^2 + y^2)/a^2] \quad (3)$$

радиусом $a = 1,5 \text{ см}$, при этом соответствующая заданной мощности начальная пиковая интенсивность $I_0 \approx 4,2 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$.

Для исследования влияния капель дождя на филаментацию импульса рассматривались частицы монодисперсного аэрозоля с $n \sim 1,7 \cdot 10^4 \text{ м}^{-3}$ и $R = 150 \text{ мкм}$. Коэффициент ослабления при выбранных параметрах составлял $\sim 2,4 \text{ км}^{-1}$. Таким образом, используемые в численном моделировании параметры соответствовали данным натурального эксперимента [12].

В расчетах использовалась стратифицированная модель, в которой расстояние между аэрозольными

экранами $\Delta z_{aer} = 1 \text{ м}$, толщина экрана $dz = 5 \text{ см}$. Начальный шаг интегрирования по z составлял $\Delta z_{nl}(0) = 10 \text{ см}$ и в дальнейшем уменьшался вдвое при увеличении фазового набега за счет керровской нелинейности больше чем на величину $\pi/5$. Таким образом, на трассе длиной 50 м расположено 50 аэрозольных экранов со статистически независимым распределением частиц. При выбранной концентрации частиц $1,7 \cdot 10^4 \text{ м}^{-3}$ среднее число капель в экране $M \approx 250$, что в пересчете на круг с радиусом пучка составляет ~ 12 капель.

Результаты численных экспериментов

Распределения интенсивности поля $I(x, y)$ в поперечном сечении центрального слоя импульса, полученные в численном эксперименте при различных условиях распространения, представлены на рис. 2 в виде тоновых картин, где более темный тон соответствует большей интенсивности. Во всех случаях длина трассы составляла $\sim 50 \text{ м}$.

На рис. 2, а приведена интенсивность в поперечном сечении импульса малой мощности при распространении в отсутствие нелинейности и дождя. Это распределение, обусловленное только дифракционным расплыванием на трассе протяженностью $\sim 0,03$ дифракционной длины пучка, можно использовать в дальнейшем для сравнения в качестве опорного.

На рис. 2, б представлено характерное распределение интенсивности в численных экспериментах по распространению в дожде лазерного пучка малой мощности, т.е. в отсутствие керровской нелинейности воздуха. Представленное распределение, полученное для отдельной реализации статистически независимых аэрозольных экранов со случайно расположенными частицами, соответствует короткоэкспозиционной регистрации, при которой капли дождя можно считать неподвижными.

Видно, что когерентное рассеяние на частицах приводит к мелкомасштабным искажениям пучка. На фоне спекл-картины также можно наблюдать характерные кольцевые структуры, которые являются следствием рассеяния излучения на отдельных каплях дождя, расположенных в конце трассы. В результате статистического усреднения данных численного эксперимента по ансамблю из 10 реализаций получено, что относительное уменьшение интенсивности в приосевой области пучка составляет $(\sim 7 \pm 1)\%$. Если воспользоваться экспоненциальным законом ослабления, используя приведенное выше значение коэффициента (2), то для уменьшения интенсивности на оси пучка за счет рассеяния на частицах аэрозоля следует оценка $\sim 11\%$. Расхождение между результатом статистических испытаний и теоретической оценкой объясняется тем, что рассеяние на каплях дождя происходит преимущественно вперед и рассеянное излучение остается в пучке. По этой причине использование закона Бугера с коэффициентом, полученным с помощью формулы (2), дает завышенную оценку ослабления излучения. Более подробно это обсуждается в работе [14].

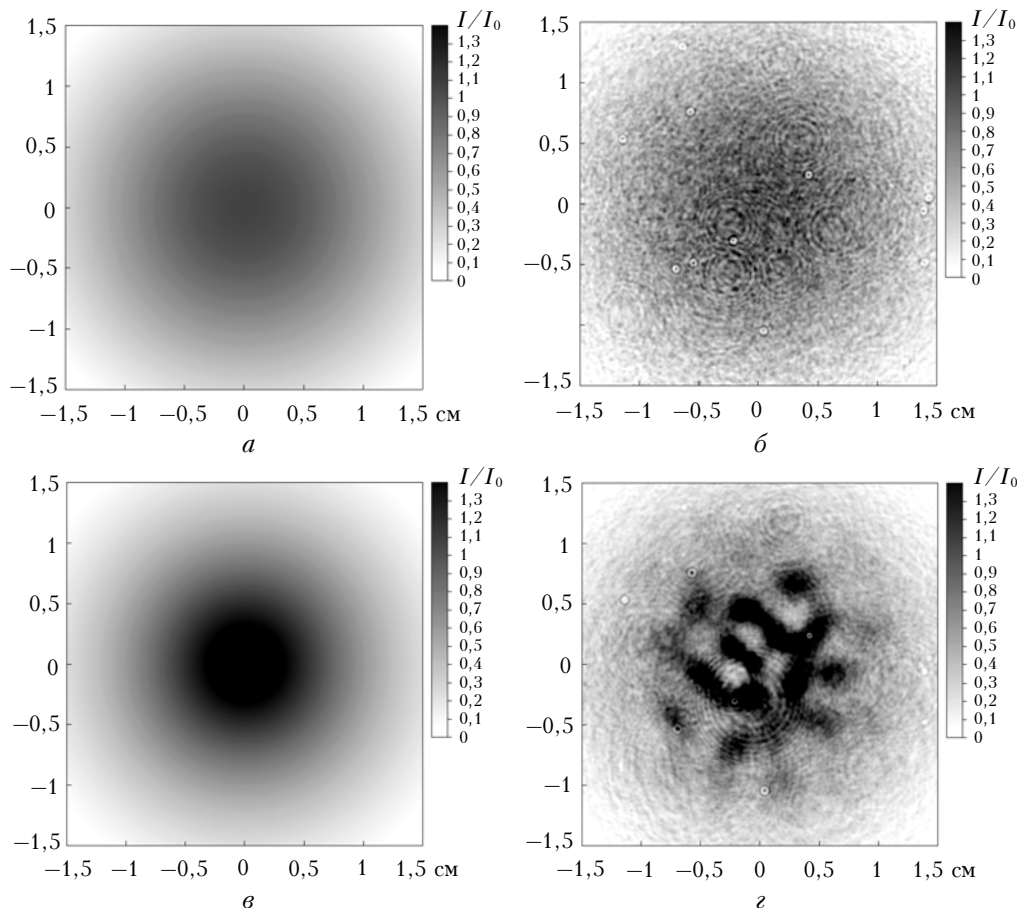


Рис. 2. Распределение интенсивности $I(x, y)$ в условиях: *а* – только дифракция; *б* – в присутствии аэрозоля при $n \sim 1,7 \cdot 10^4 \text{ м}^{-3}$ и $R = 150 \text{ мкм}$; *в* – с учетом керровской нелинейности при $P_{\text{peak}} = 100P_{\text{cr}}$; *г* – одновременно в условиях (*б*) и (*в*)

Результат моделирования распространения излучения в условиях керровской самофокусировки в воздухе без дождя представлен на рис. 2, *в*. Видна аксиально-симметричная картина самофокусировки пучка в целом, при которой в приосевой области интенсивность превышает начальную в 1,5 раза на расстоянии 50 м. Этот результат согласуется с оценкой расстояния самофокусировки z_{sf} пучка в целом, которая следует из формулы Марбургера [18]:

$$z_{sf} = \frac{0,367ka^2}{\left\{ \left[(P/P_{cr})^{1/2} - 0,852 \right]^2 - 0,0219 \right\}^{1/2}}. \quad (4)$$

В соответствии с этой оценкой при распространении пучка мощностью $P = 100P_{cr}$ в отсутствие турбулентности и аэрозоля расстояние глобальной самофокусировки составляет $z_{sf} = 70,9 \text{ м}$. Таким образом, в присутствии керровской нелинейности по сравнению со случаем только линейной дифракции происходит глобальное сжатие пучка за счет самофокусировки, а по сравнению с аэрозолем – сохранение регулярной структуры. При этом на расстоянии 50 м увеличение интенсивности на оси при самофокусировке еще относительно невелико.

Рассмотрим начало и характер формирования множества филаментов при распространении фем-

тосекундного излучения в дожде. Известно, что искажения в поперечном сечении мощного импульса в керровской среде приводят к распаду пучка за счет модуляционной неустойчивости [13]. Типичное распределение интенсивности $I(x, y)$ при самофокусировке лазерного импульса в воздушной среде в присутствии капель дождя, получаемое в отдельных реализациях, показано на рис. 2, *г*.

Сложная картина распределения интенсивности является следствием мелкомасштабной самофокусировки излучения в условиях наложения интерференционных картин от случайно расположенных центров рассеяния. Видно существенное перераспределение энергии в плоскости поперечного сечения, которое является характерным для формирования множества филаментов в лазерном импульсе. При этом в центральной части, где интенсивность в «горячих» точках возрастает за счет мелкомасштабной самофокусировки пучка, возникают и области с низким уровнем интенсивности. Энергия из этих областей за счет керровской нелинейности перетекает в плоскости поперечного сечения в соседние максимумы, из которых и ожидается дальнейшее развитие филаментов. Анализ представленного распределения показывает, что на расстоянии 50 м интенсивность в шести «горячих» точках в $2 \div 10$ раз больше начального

пикового значения, что существенно превышает рост интенсивности в отсутствие аэрозоля.

В реализации, представленной на рис. 2, *з*, расположение капель в соответствующих аэрозольных экранах совпадает с их распределением, при котором получен результат, приведенный на рис. 2, *б* для распространения излучения в аэрозоле без самофокусировки. Можно проследить, что некоторые дифракционные кольца в условиях самофокусировки имеют более контрастный вид, поскольку капли, вызвавшие рассеяние, оказались в области повышенной интенсивности и возмущения, созданные ими, нарастают вследствие модуляционной неустойчивости.

Если сравнить полученное в присутствии аэрозоля и керровской нелинейности изменение интенсивности в импульсе (см. рис. 2, *з*) со случаем распространения в отсутствие дождя (см. рис. 2, *в*), то можно сделать вывод, что искажения, вызванные рассеянием на каплях, способствуют возникновению мелкомасштабной самофокусировки, которая развивается более стремительно, чем глобальная самофокусировка пучка [см. оценку по формуле (4)].

Качественно картина распределения интенсивности, полученная численно (см. рис. 2, *з*), согласуется с зарегистрированной в натурном эксперименте [12] (см. рис. 1).

Пространственный спектр лазерного излучения на начальной стадии филаментации в дожде

Рассмотрим пространственный спектр интенсивности в поперечном сечении импульса для анализа влияния мелкомасштабных случайных искажений, вызванных рассеянием лазерного излучения на каплях дождя, на зарождение филаментов. По спектру можно судить о масштабах искажений, преобладающих в пучке, и приходящейся на них долю мощности излучения. Изменение спектра с расстоянием позволяет исследовать формирование областей возможного зарождения филаментов.

Пространственный спектр интенсивности $F_I(z_m; k_x, k_y)$ на ряде расстояний z_m вычислялся с помощью двумерного Фурье-преобразования распределения интенсивности $I(z_m; x, y)$, получаемого в отдельных реализациях численного эксперимента:

$$F_I(z_m; k_x, k_y) = \hat{F}\{I(z_m; x, y)\}, \quad (5)$$

где \hat{F} — оператор двумерного Фурье-преобразования.

Так как капли дождя характеризуются равномерным распределением в рассматриваемой области и задача является статистически осесимметричной, то при анализе целесообразно перейти от двумерного спектра интенсивности $F_I(k_x, k_y)$ к одномерному $F_I(k)$ с пространственной частотой, соответствующей радиальной координате r :

$$F_I(z_m; k) = \frac{1}{\sigma_k} \iint_{\sigma_k} |F_I(z_m; k_x, k_y)| dk_x dk_y. \quad (6)$$

Здесь σ_k — кольцевая область в плоскости волновых векторов, ограниченная радиусами k и $k + \Delta k$. Процедура (6) эквивалентна дополнительному усреднению, возможному на основании статистической осевой симметрии результатов.

Для получения статистически надежного результата производилось усреднение вычисленных спектров $F_I(z_m; k)$ по ансамблю из 10 случайных реализаций аэрозольной трассы с дождем. Статистический анализ проведен для различных значений мощности лазерного пучка и концентрации n монодисперсного аэрозоля с радиусом капель $R = 150$ мкм. Начальный пучок имел гауссов профиль (3) радиусом $a = 1,5$ см.

Для анализа влияния рассеяния в дожде на спектр интенсивности имеет смысл взять в качестве реперного пространственный спектр пучка при самофокусировке в воздухе в отсутствие аэрозоля. На рис. 3 представлен пространственный спектр $F_I(k)$ для пучка мощностью $P = 100P_{cr}$ на расстояниях $z_m = 1; 50; 60$ и $69,4$ м.

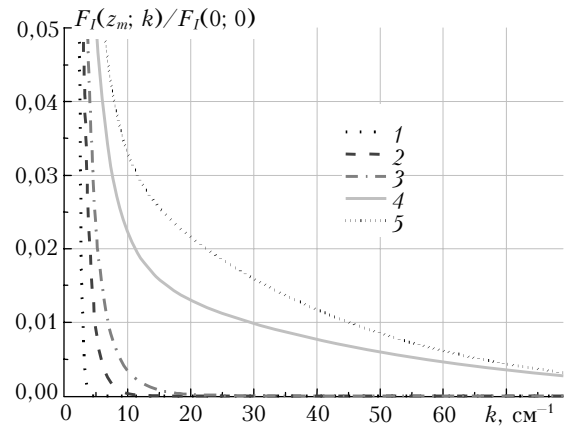


Рис. 3. Изменение пространственного спектра интенсивности пучка $F_I(z_m; k)/F_I(0; 0)$ при самофокусировке в отсутствие аэрозоля. Кривая 1 — $z_m = 1$ м, 2 — 50, 3 — 60, 4 — 69,4 м для $P = 100P_{cr}$; 5 — спектр при $z_m = 102,2$ м для $P = 50P_{cr}$. Относительная ошибка не превышает 1%

Выбранные расстояния определяются длиной самофокусировки z_{sf} пучка, которая согласно оценке (4) в этом случае составляет 70,9 м. Спектры нормированы на плотность $F_I(0; 0)$ в начале трассы при $k = 0$. При этом для удобства анализа детально приведено крыло спектра, ответственное за изменение пространственных масштабов в распределении интенсивности при самофокусировке. В численном эксперименте распространение излучения моделировалось до расстояния L_{max} , на котором максимальная интенсивность достигает значения, в 100 превышающего начальную пиковую величину I_0 , что составляет в данном случае $L_{max} = (69,4 \pm 0,1)$ м.

Из рис. 3 видно, что начальный гауссов пучок ($z_m = 1$ м) имеет узкий пространственный спектр, в котором существенны только низкочастотные ($k < 5$ см⁻¹) составляющие, определяемые его исходным радиусом. С увеличением расстояния высокочастотные компоненты нарастают и спектр уширяется. Это объясняется формированием узкого максимума интенсивности при самофокусировке.

На расстоянии L_{\max} , близком к расстоянию самофокусировки z_{sf} , можно отметить существование двух пространственных масштабов. Низкочастотные гармоники ($k < 10 \text{ см}^{-1}$), характеризующие масштаб всего пучка в целом, увеличиваются в несколько раз на интервале от 60 до 69,4 м, тогда как высокочастотные ($k > 30 \text{ см}^{-1}$) возрастают на несколько порядков. Это свидетельствует о том, что при $100P_{cr}$ размер всего пучка в целом за счет самофокусировки уменьшается незначительно, а на его оси лавинообразно нарастает узкий пик. При уменьшении мощности до $50P_{cr}$ гармоники пространственного спектра увеличиваются с расстоянием более равномерно по всей оси частот (см. рис. 3). При одинаковом превышении начальной интенсивности относительное влияние низкочастотных гармоник оказывается выше, чем при $100P_{cr}$, что соответствует большему сжатию всего пучка в целом.

Наличие дождевых капель качественно меняет вид пространственного спектра интенсивности в пучке. На рис. 4 для ряда расстояний z_m представлен пространственный спектр при концентрации капель $n = 1,7 \cdot 10^3 \text{ м}^{-3}$, полученный усреднением по ансамблю из 10 реализаций при мощности пучка $100P_{cr}$.

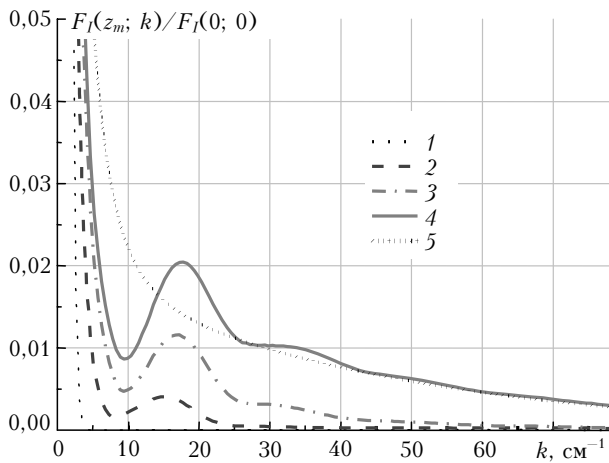


Рис. 4. Изменение усредненного пространственного спектра интенсивности пучка $F_I(z_m; k)/F_I(0; 0)$ при самофокусировке в дожде: 1 – $z_m = 1$, 2 – 50, 3 – 60 м; 4 – \tilde{L}_{\max} ($\langle \tilde{L}_{\max} \rangle = (62 \pm 3) \text{ м}$); 5 – спектр при $z_m = 69,4 \text{ м}$ в отсутствие дождя. Максимальная дисперсия значений составляет порядка 10% (в области локального максимума кривой 4)

Из-за рассеяния на каплях дождя спектр интенсивности при самофокусировке становится неунимодальным. В спектре формируется локальный максимум, который с расстоянием растет по величине. Локальный максимум лежит на частоте $k \approx 15 \text{ см}^{-1}$, что соответствует пространственному масштабу $\Delta l \sim 2,1 \text{ мм}$. Оценка мощности излучения, приходящейся на площадь такого возмущения, равна $\sim 1,9P_{cr}$. Согласно [13] такие возмущения светового поля имеют наибольший инкремент нарастания в керровской среде. Следовательно, можно ожидать дальнейшего роста интенсивности в этих областях. С увеличением расстояния частота локального максимума

возрастает до $k = 17,8 \text{ см}^{-1}$ ($\Delta l \sim 1,7 \text{ мм}$), и амплитуда этих возмущений растет, определяя процессы перераспределения энергии в пучке и формирования филаментов.

В дожде с большей концентрацией капель ($n = 1,7 \cdot 10^4 \text{ м}^{-3}$) формирование локального максимума в пространственном спектре $F_I(k)$ происходит более стремительно (рис. 5, а).

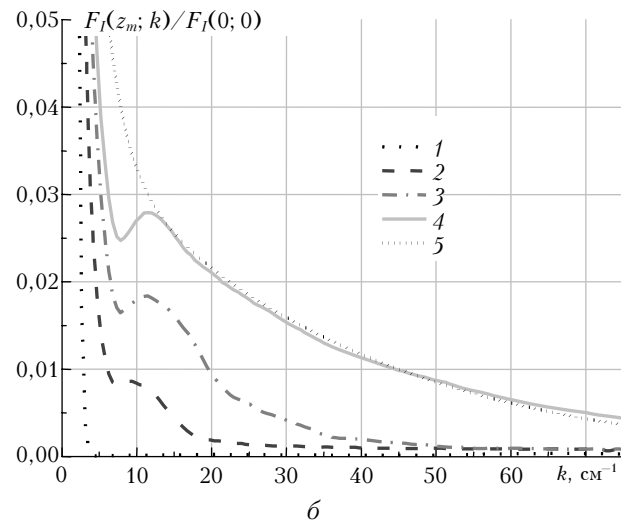
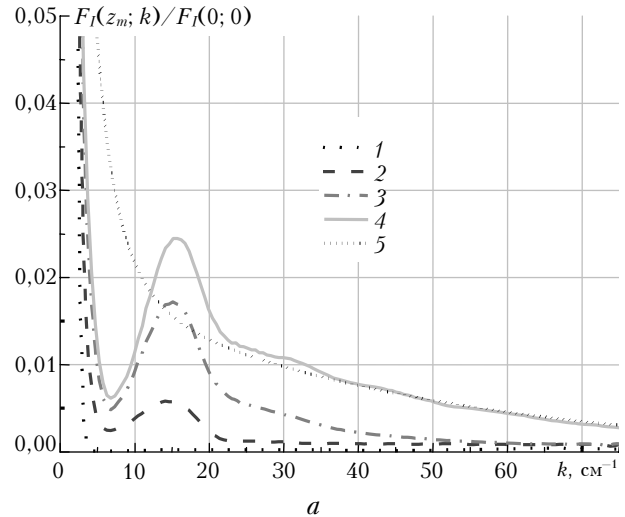


Рис. 5. Изменение с расстоянием z_m усредненного пространственного спектра интенсивности пучка $F_I(z_m; k)/F_I(0; 0)$ при самофокусировке в дожде при $n = 1,7 \cdot 10^4 \text{ м}^{-3}$: а – $P = 100P_{cr}$; 1 – спектр при $z_m = 1$, 2 – 40, 3 – 50 м, 4 – \tilde{L}_{\max} ($\langle \tilde{L}_{\max} \rangle = (53 \pm 2) \text{ м}$), 5 – при $z_m = 69,4 \text{ м}$ в отсутствие дождя; б – $P = 50P_{cr}$; 1 – спектр при $z_m = 1$, 2 – 80, 3 – 95 м; 4 – \tilde{L}_{\max} ($\langle \tilde{L}_{\max} \rangle = (97 \pm 3) \text{ м}$); 5 – при 102,2 м в отсутствие дождя. Максимальная дисперсия значений составляет порядка 10% (в области локального максимума кривой 4)

Его образование начинается на меньших расстояниях, и амплитуда достигает больших значений, чем при аэрозоле с меньшей концентрацией. Тем не менее пространственная частота, на которой лежит локальный максимум, практически не меняется.

Пространственный масштаб Δl доминирующих возмущений в распределении интенсивности на расстоянии $z_m = 40$ м составляет $\sim 2,3$ мм, а мощность в них $\sim 2,3P_{cr}$. Таким образом, увеличение концентрации аэрозоля приводит к более раннему перераспределению энергии и, следовательно, ускоряет развитие мелкомасштабной самофокусировки в пучке в условиях керровской нелинейности. Одновременно увеличение амплитуды локального максимума отражает увеличение доли искажений соответствующего масштаба в лазерном пучке и, следовательно, рост количества «горячих» точек, т.е. числа зарождающихся филаментов.

Следует заметить, что оптическая толща рассматриваемой трассы в дожде невелика. Так, при концентрации $n = 1,7 \cdot 10^4 \text{ м}^{-3}$ она составляет $\tau \sim 0,14$. Ослабление мощности импульса, обусловленное рассеянием в дожде, мало влияет на начальную стадию филаментации в отличие от случая плотного дисперсного слоя, рассматриваемого в [11].

С уменьшением мощности пучка локальный максимум в пространственном спектре сохраняется и смещается к более низкой частоте (рис. 5, б). Этим частотам соответствуют возмущения с наибольшим инкрементом нарастания. Мощность, приходящаяся на эти возмущения, составляет $\sim 1,8P_{cr}$. Заметим, что в области низких частот ($k < 10 \text{ см}^{-1}$) уширение спектра интенсивности меньше, чем в случае самофокусировки без искажений. Следовательно, возмущения пучка вследствие рассеяния на каплях дождя способствуют развитию мелкомасштабной самофокусировки, препятствуя сжатию пучка в целом.

На рис. 4 и 5 приведены пространственные спектры для расстояний \tilde{L}_{max} , на которых пиковая интенсивность при мелкомасштабной фокусировке превышает первоначальную величину I_0 более чем в 100 раз. При одной и той же концентрации и мощности пучка это расстояние меняется в некоторых пределах от реализации к реализации. Среднее по 10 реализациям значение этой длины для $100P_{cr}$ составляет $\langle \tilde{L}_{max} \rangle = (62 \pm 3)$ м при концентрации капель дождя $1,7 \cdot 10^3 \text{ м}^{-3}$ и уменьшается до $\langle \tilde{L}_{max} \rangle = (53 \pm 2)$ м при увеличении концентрации до $1,7 \cdot 10^4 \text{ м}^{-3}$. При уменьшении мощности до $50P_{cr}$ величина $\langle \tilde{L}_{max} \rangle$ также значительно меньше расстояний z_{sf} и L_{max} при глобальной самофокусировке без аэрозоля. Это подтверждает тот факт, что при наличии дождя мелкомасштабная самофокусировка происходит быстрее, чем глобальная в отсутствие аэрозоля. Таким образом, в дожде можно ожидать более раннего формирования и развития филаментов.

Заключение

Численно исследована начальная стадия филаментации при распространении мощного фемтосекундного лазерного импульса в мелком дожде. Показано, что возмущения интенсивности, возникающие при интерференции излучения, рассеянного на каплях, становятся центрами зарождения филаментов

в импульсе, пиковая мощность которого в десятки раз превышает критическую мощность самофокусировки. Получена картина распределения интенсивности в поперечном сечении импульса, соответствующая краткоэкспозиционной регистрации. Распределение содержит случайно расположенные «горячие» точки, позиционирующие филаменты, и кольцевые образования, вызванные дифракцией светового поля на каплях. Результаты численного моделирования согласуются с данными натурального эксперимента [12].

Исследования влияния концентрации аэрозоля и мощности излучения на размеры областей формирования филаментов и режим их возникновения показали, что на начальной стадии филаментации происходит трансформация пространственного спектра интенсивности в пучке. Спектр становится двухмасштабным, что отражает развитие возмущений вследствие модуляционной неустойчивости мощного пучка с искажениями, вызванными когерентным рассеянием на каплях дождя. В спектре формируется локальный максимум, положение которого на оси пространственных частот определяется возмущением с наибольшим инкрементом нарастания и не зависит от концентрации аэрозоля, а определяется только мощностью пучка. Амплитуда локального максимума возрастает с увеличением концентрации частиц, что приводит к сокращению расстояния до зарождения филаментов. Таким образом, в дожде с коэффициентом ослабления несколько обратных километров расстояние до начала образования филаментов в импульсе, мощность которого в десятки раз превышает критическую мощность самофокусировки, сокращается.

1. Kasparian J., Rodriguez M., Méjean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., André Y.-B., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.-P., Wöste L. White-light filaments for atmospheric analysis // Science. 2003. V. 301. N 5629. P. 61–64.
2. Bergé L., Skupin S., Lederer F., Méjean G., Yu J., Kasparian J., Salmon E., Wolf J.-P., Rodriguez M., Wöste L., Bourayou R., Sauerbrey R. Multiple filamentation of terawatt laser pulses in air // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. N 22. P. 225002:1–4.
3. Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Liu W., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Aközбек N., Kandidov V.P. Competition of multiple filaments during the propagation of intense femtosecond laser pulses // Phys. Rev. A. 2004. V. 70. N 3. P. 033802:1–12.
4. Шленов С.А., Кандидов В.П. Формирование пучка филаментов при распространении фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной атмосфере. Часть 1. Метод. Часть 2. Статистические характеристики // Оптика атмосфер. и океана. 2004. Т. 17. № 8. С. 630–636; 637–641.
5. Кандидов В.П., Милицин В.О. Интенсивность светового поля и концентрация электронов лазерной плазмы в капле водного аэрозоля при воздействии фемтосекундного импульса. Геометрооптический анализ // Оптика атмосфер. и океана. 2004. Т. 17. № 1. С. 54–62.
6. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Спонтанная флуоресценция молекул из микрочастицы, иницированная лазерными импульсами // Оптика атмосфер. и океана. 2005. Т. 18. № 1–2. С. 61–69.

7. Courvoisier F., Boutou V., Kasparian J., Salmon E., Méjean G., Yu J., Wolf J.-P. Ultraintense light filaments transmitted through clouds // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 83. N 2. P. 213–215.
8. Kolesik M., Moloney J.V. Self-healing femtosecond light filaments // *Opt. Lett.* 2004. V. 29. N 6. P. 590–592.
9. Бочкарев Н.Н., Землянов А.А., Землянов А.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.
10. Méjean G., Kasparian J., Yu J., Salmon E., Frey S., Wolf J.-P., Skupin S., Vinçotte A., Nuter R., Champagne S. Multifilamentation transmission through fog // *Phys. Rev. E.* 2005. V. 72. N 2. P. 026611:1–7.
11. Zemlyanov A.A., Geints Yu.E. Filamentation length of ultrashort laser pulse in presence of aerosol layer // *Opt. Commun.* 2006. V. 259. Is. 2. P. 799–804.
12. Méchain G., Méjean G., Ackermann R., Rohwetter P., André Y.-B., Kasparian J., Prade B., Stelmaszczyk K., Yu J., Salmon E., Winn W., Schlie L.A., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wöste L., Wolf J.-P. Propagation of fs TW laser filaments in adverse atmospheric conditions // *Appl. Phys. B.* 2005. V. 80. N 7. P. 785–789.
13. Беспалов В.И., Таланов В.И. О нитевидной структуре пучков света в нелинейных жидкостях // *Письма в ЖЭТФ.* 1966. Т. 3. Вып. 12. С. 471–475.
14. 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.
15. Chin S.L., Petit S., Liu W., Iwasaki A., Nadeau M.-C., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Andrianov K.Yu. Interference of transverse rings in multifilamentation of powerful femtosecond laser pulses in air // *Opt. Commun.* 2002. V. 210. Is. 4. P. 329–341.
16. Зуев В.Е., Кабанов М.В. Оптика атмосферного аэрозоля. Л.: Гидрометеониздат, 1987. 246 с.
17. 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.
18. Marburger J.H. Self-focusing: theory // *Prog. Quantum Electron.* 1975. V. 4. N 1. P. 35–110.

V.P. Kandidov, V.O. Militsin. Generation of femtosecond laser pulse multifilamentation in rain conditions.

Influence of rain droplet coherent scattering on generation of sub-terawatt power femtosecond laser pulse multifilamentation was investigated by computer simulation. Qualitative agreement with full-scale experiment data is shown. Aerosol concentration and light power influence on the scale of filament forming area and its generation mode was examined on the grounds of spectral analysis of beam intensity distribution.