

В.О. Милицин, Л.С. Кузьминский, В.П. Кандидов

Стратифицированная модель распространения мощного фемтосекундного лазерного излучения в атмосферном аэрозоле

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию 11.05.2005 г.

Предложена и развита стратифицированная модель когерентного рассеяния мощного лазерного излучения на ансамбле частиц водного аэрозоля, ориентированная на задачи фемтосекундной нелинейной оптики. Модель основывается на представлении аэрозольной среды в виде последовательности слоев, в которых частицы сосредоточены в тонких аэрозольных экранах. Результаты, полученные с помощью построенной модели, согласуются с законом Бугера для мелкодисперсных сред. Выполнен численный эксперимент по распространению лазерного пучка в атмосферной облачности. Показана возможность зарождения множества филаментов на возмущениях интенсивности мощного лазерного излучения в аэрозольной среде.

Введение

При распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе наблюдается филаментация, т.е. пространственно-временная локализация энергии излучения [1–3]. Более 10% энергии импульса остаются локализованными в приосевой области диаметром 100 мкм на всей длине филамента, достигающей сотни метров [3]. Это явление сопровождается генерацией оптического суперконтинуума [2, 4, 5], который рассматривается как перспективный источник для (широкополосного зондирования атмосферы) мониторинга окружающей среды [6].

Филаментация фемтосекундного лазерного импульса в атмосфере, как существенно неоднородной многокомпонентной среде [7], характеризуется рядом особенностей. Возмущения показателя преломления в турбулентной атмосфере приводят к случайным смещениям филамента от импульса к импульсу [8, 9] и образованию стохастического пучка филаментов в импульсе тераваттной мощности [10].

Частицы атмосферного аэрозоля создают увеличение локального поля в падающем излучении [11]. При этом концентрация светового поля внутри частицы приводит к образованию в ней плазменного очага [12, 13]. Экспериментально образование плазменного канала при распространении фемтосекундного лазерного импульса в дисперсной среде атмосферного аэрозоля зарегистрировано в [14]. Согласно оценке, полученной в [15], порог пробоя фемтосекундного лазерного импульса в прозрачной частице на два порядка ниже, чем в чистом воздухе. Локализация лазерного излучения в частице аэрозоля вызывает увеличение сигнала флуоресценции [16]. Как показано экспериментально [17] и теоретически [18], излучение флуоресценции при многофотонном воз-

буждении молекул в частице имеет максимум в обратном направлении, что создает предпосылки для фемтосекундного зондирования атмосферного аэрозоля [19].

Рассеяние и поглощение излучения на частицах аэрозоля в замутненной атмосфере могут оказать влияние на зарождение филаментов и их протяженность. В [14] проведена серия экспериментов по взаимодействию филамента с отдельно расположенными водными каплями. На пути распространения филамента помещались крупные водные частицы диаметром от 30 до 100 мкм. Капли таких размеров наиболее часто встречаются в дождевых облаках.

В эксперименте было обнаружено, что такая «крупная» частица, т.е. сравнимая с диаметром филамента, оказывает ничтожно малое влияние на дальнейший процесс филаментации. Авторы объясняют такое явление тем, что в процессе формирования филамента за каплей доминируют периферийные области поперечного сечения лазерного пучка, тогда как приосевые области играют меньшую роль.

Эта интерпретация согласуется с выводами работы [20], где исследованы потоки энергии в поперечном сечении импульса, вызванные керровской самофокусировкой в воздухе и дефокусировкой в наведенной лазерной плазме. Эксперименты [14] с отдельной каплей согласуются с результатами работы [21], в которой на пути филамента были установлены диафрагмы, пропускающие или блокирующие излучение его центральной части. Теоретически влияние отдельной капли на филамент рассмотрено в [22] в приближении простейшей модели, при которой частица представлялась сплошным поглощающим диском.

Филаментация лазерного импульса в дисперсной среде атмосферного аэрозоля экспериментально

исследована в [14, 23]. В [14] показано, что при распространении филамента сквозь аэрозоль с высокой концентрацией частиц (10^5 см^{-3}) энергия всего светового пучка уменьшается вследствие рассеяния и для поддержания режима филаментации его мощности становится недостаточно. В экспериментах [23] продемонстрировано, что нелинейное взаимодействие с аэрозолем существенно не влияет на энергетические характеристики излучения и прозрачность водного аэрозоля не меняется под воздействием фемтосекундного лазерного импульса энергией до 17 мДж на длине волны 0,8 мкм.

Вместе с этим при распространении лазерного импульса в замутненной атмосфере (облачность, туман, твердотельный аэрозоль) возможно возникновение возмущений светового поля, вызванных частицами аэрозоля. В результате рассеяния на частицах образуются области с повышенной интенсивностью, которые могут стать центрами зарождения филаментов.

В настоящее время теоретически не исследовано влияние рассеяния на частицах атмосферного аэрозоля на процесс филаментации фемтосекундного лазерного импульса. Не рассмотрена роль когерентного рассеяния на ансамбле частиц полидисперсного аэрозоля на зарождение и формирование филамента в мощном фемтосекундном лазерном импульсе. Тем не менее хаотически расположенные частицы аэрозоля могут оказать существенное влияние на явление филаментации.

В данной статье численно исследуются когерентное рассеяние излучения на частицах аэрозоля и процесс зарождения филаментов на возмущениях интенсивности, вызванных интерференцией рассеянного излучения. Для описания рассеяния поля на частицах построена модель, в которой учитываются фазовые соотношения волн при их суперпозиции за частицей.

Стратифицированная модель аэрозоля

Необходимо отметить, что филаментация лазерного импульса происходит вследствие сильного нелинейно-оптического взаимодействия излучения и среды и для ее исследования неприменимы теория переноса и диффузионное приближение [24], которые используют лучевую интенсивность, равную суммарной плотности потока мощности при некогерентном рассеянии светового поля на большом числе неупорядоченных частиц. Тогда как когерентное рассеяние может оказать существенное влияние на филаментацию импульса, определяя зарождение и формирование множества филаментов, процессы взаимного энергообмена между филаментами и периферией пучка.

При расчете поля лазерного импульса в аэрозоле необходимо решить задачу когерентного рассеяния излучения для каждой частицы ансамбля. Длина филамента может достигать нескольких сотен метров, и при распространении в атмосферной облачности импульс взаимодействует с десятками и сотнями тысяч водных частиц. Анализ рассеяния по теории Ми для такого большого ансамбля не пред-

ставляется возможным. Поэтому для решения поставленной проблемы необходимо построить простую волновую модель рассеяния, которая учитывала бы разность фаз рассеянной и прошедшей компонент поля. Основания в возможности построения такой модели следующие.

Для лазерного излучения существует выделенная координата, вдоль которой происходит распространение. Существование такой эволюционной координаты позволяет строить стратифицированные модели, в которых излучение последовательно проходит в прямом направлении слои непрерывной среды один за другим. Для задачи распространения волн в случайно-неоднородной среде стратифицированная модель лежит в основе локального метода малых возмущений [25], в турбулентной атмосфере — метода фазовых экранов [26], в нелинейной среде — экранов нелинейного набега фазы [27]. С точки зрения вычислительной математики стратифицированная модель является физическим прообразом метода расщепления по физическим факторам [28]. Стратифицированная модель распространения лазерного импульса, или метод расщепления по физическим факторам, позволяет использовать наиболее эффективно численные методы и алгоритмы для анализа отдельных процессов, в нашем случае — рассеяния, дифракции и нелинейного взаимодействия с воздушной средой. Вследствие этого стратифицированная модель дает значительное сокращение вычислительных затрат.

Основная идея стратифицированной модели распространения лазерного излучения в водном аэрозоле состоит в том, что дисперсная среда представляется в виде последовательности слоев шириной Δz , частицы которых сосредоточены в плоских «аэрозольных» экранах (рис. 1).

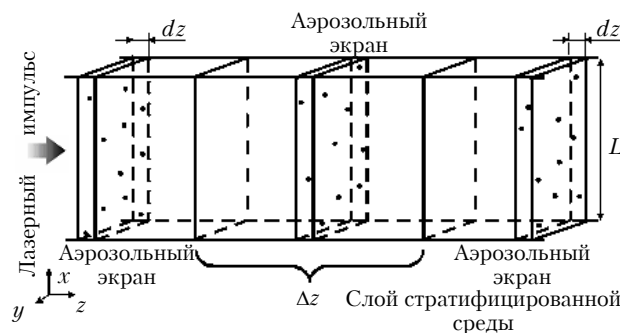


Рис. 1. Стратифицированная модель аэрозольной среды. Точки — частицы водного аэрозоля; L — поперечный размер рассматриваемой среды; Δz — расстояние между соседними аэрозольными экранами

Между экранами происходит свободная дифракция и нелинейное взаимодействие излучения со средой. Таким образом, все частицы, которые в реальной среде находятся в слоях конечной ширины Δz , в рамках стратифицированной модели стягиваются в пределы тонкого «аэрозольного» экрана.

Рассматриваемая задача характеризуется широким диапазоном пространственных масштабов изменения светового поля и размеров частиц аэрозоля, который отражается следующей системой неравенств:

$$L > a \gg d_f > D \geq h, \quad (1)$$

где a – радиус пучка; d_f – поперечный размер филамента; D – диаметр аэрозольных частиц. Неравенство (1) дополнено условиями, которые накладываются на размер расчетной области L и поперечный шаг сетки h для получения адекватных результатов в численных исследованиях. Диаметр филамента в воздухе составляет $d_f \sim 100$ мкм, и для лазерного пучка радиуса 1 см размер области L должен превышать шаг h на четыре порядка: $L/h \sim 10^4$. Выполнение такого условия в прямоугольной системе координат на плоскости поперечного сечения импульса требует чрезмерных вычислительных ресурсов. Поэтому оптимизация физической модели и построение эффективного вычислительного алгоритма играют ключевую роль для рассматриваемой задачи.

Аэрозольный экран в аэродисперсной среде, в отличие от фазового экрана в турбулентной атмосфере, имеет конечную толщину и состоит из двух параллельных друг другу плоскостей, отстоящих на расстоянии dz (рис. 1). На первой плоскости задается ансамбль частиц, на которых рассеивается поле; на второй – рассчитывается интерференция рассеянного каплями излучения с невозмущенным полем. В модели принято, что частицы аэрозоля располагаются в узлах расчетной сетки. Рассеяние на различных частицах в пределах одного аэрозольного экрана происходит независимо. Частицы водного аэрозоля являются «мягкими», и для определения рассеянного ими поля используется метод аномальной дифракции [24]. Поле $E(\mathbf{r}, z)$, рассеянное частицей, вычисляется с помощью интеграла Кирхгофа [29]:

$$E(\mathbf{r}, z) = -\frac{i}{\lambda} \iint_{S_D} (e^{-ip(\xi, \eta)} - 1) e^{-ikl(\xi, \eta, \mathbf{r}, z)} \frac{E_0}{l(\xi, \eta, \mathbf{r}, z)} d\xi d\eta, \quad (2)$$

где E_0 – напряженность падающего поля; λ и k – длина волны и волновое число; $l(\xi, \eta, \mathbf{r}, z)$ – расстояние от точки (ξ, η) , находящейся в диаметральной плоскости частицы $z = 0$, до точки наблюдения (\mathbf{r}, z) . Параметр $p(\xi, \eta)$, равный запаздыванию фазы, которое претерпевает луч, проходящий через частицу в точке с координатами (ξ, η) , определяется в соответствии с методом аномальной дифракции. Интеграл берется по площади поперечного сечения S_D сферической частицы. Построенная модель аэрозольного экрана позволяет описать когерентное рассеяние волн на частицах и интерференцию рассеянных волн.

Рассеяние на частицах приводит к угловому отклонению волнового вектора k и, следовательно, к появлению компонент поля, расходящихся от направления распространения. В численном эксперименте используется расчетная область конечного размера L , и эти компоненты могут отражаться от ее границ. Чтобы исключить отражение излучения от краев, в приграничной области сетки вводится коэффициент поглощения, плавно нарастающий к границе. Такое поглощение выводит рассеянное поле из области рассмотрения и тем самым ответственно за уменьшение энергии пучка при рассеянии.

Толщина аэрозольного экрана dz выбиралась из условия отсутствия на его второй плоскости перекрытия полей, рассеянных частицами. Кроме того, толщина аэрозольного экрана dz должна быть много меньше ширины слоя Δz в стратифицированной модели.

В численном моделировании $dz = 2$ мм, а ширина слоя $\Delta z = 15$ см. Для моделирования когерентного рассеяния пучка радиусом 2,5 мм с длиной волны 0,8 мкм в дисперсной среде с плотностью частиц до $N = 100$ см⁻³ и их радиусами $R = 2 \cdot 10$ мкм использовалась расчетная сетка размером $L = 7,5a$ с шагом ~ 20 мкм.

Для иллюстрации влияния аэрозольного экрана на распространение излучения рассмотрим экран с одной водной частицей $R = 2$ мкм, расположенной на оси коллимированного пучка гауссова профиля. На рис. 2 представлено приосевое ($|x| \leq 0,5a$) распределение интенсивности $I(x)$ в двух плоскостях за аэрозольным экраном.

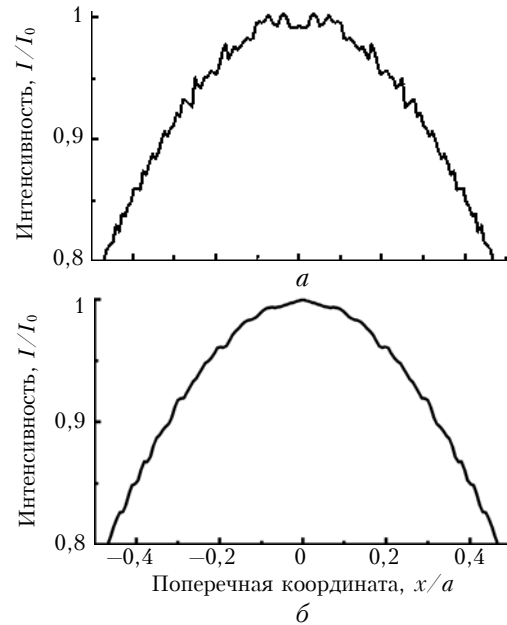


Рис. 2. Профиль интенсивности в приосевой области коллимированного гауссова пучка, рассеянного на одной водной капле радиусом $R = 2$ мкм, расположенной на его оси. Расстояние распространения z за аэрозольным экраном: $a - z = 15$ см; $b - z = 30$ см. I_0 – интенсивность на оси падающего пучка радиусом $a = 2,5$ мм

Дифракция на одном слое шириной 15 см стратифицированной модели сглаживает интерференцию возмущений, возникающих при наложении невозмущенной волны и волны, рассеянной одной сферической каплей (рис. 2, а). Контраст интерференционных колец при рассеянии на одной частице невелик, и относительное изменение интенсивности в максимумах и минимумах не превышает 1%. В дальнейшем (рис. 2, б) контраст интерференционной картины уменьшается. Влияние одной частицы размером 2 мкм на распределение интенсивности в пучке невелико. Тем не менее рассеяние лазерного пучка на ансамбле частиц приводит к заметному искажению профиля излучения.

Это подтверждает рис. 3, где приведен профиль интенсивности в пучке, прошедшем расстояние $z \approx 1,5$ м через цепочку из 10 аэрозольных экранов, каждый из которых содержал ~ 5000 водных частиц радиусом 6 мкм.



Рис. 3. Профиль интенсивности пучка

В каждом экране частицы случайно располагались в узлах сетки с равномерным распределением. Рассмотренный пример соответствует стратифицированной модели для монодисперсной среды с концентрацией частиц 100 см^{-3} . В этом случае флуктуации интенсивности, вызванные интерференцией волн, которые рассеиваются множеством случайно расположенных частиц, достигают 10%.

Рассеяние лазерного пучка в монодисперсном аэрозоле

Для демонстрации стратифицированной модели рассмотрим в качестве примера рассеяние лазерного пучка в монодисперсных средах (размер водных частиц 2, 6 и 10 мкм). Концентрацию частиц выберем одинаковой и равной 100 см^{-3} , что соответствует атмосферной облачности. Поглощение в водных частицах мало, и его влияние на распространение пучка не учитывается. Длина распространения во всех случаях $z \approx 24,5$ м, что составляет половину дифракционной длины для лазерного пучка выбранного радиуса. Стратифицированная модель аэродисперсной среды содержала цепочку из ~ 160 статистически независимых аэрозольных экранов. Профили средней интенсивности пучка в аэрозольной среде определялись методом Монте-Карло по ансамблю из 40 статистически независимых реализаций цепочек экранов.

На рис. 4 сплошной линией приведены средние профили интенсивности лазерного пучка для сред с различными размерами частиц. Пунктиром показаны профили интенсивности для излучения, распространяющегося в среде в отсутствие частиц. Видно, что из-за рассеяния усредненная интенсивность в пучке, распространяющемся в аэродисперсной среде, заметно меньше, чем при их отсутствии. С увеличением диаметра частиц их сечение рассеяния σ_p возрастает и при неизменной концентрации N ослабление мощности, вызванное рассеянием, более существенно.

Для оценки полученных результатов воспользуемся законом Бугера для интенсивности $I(z)$ в дисперсной среде [24]:

$$I(z) = I_d(z)e^{-\tau}, \quad (3)$$

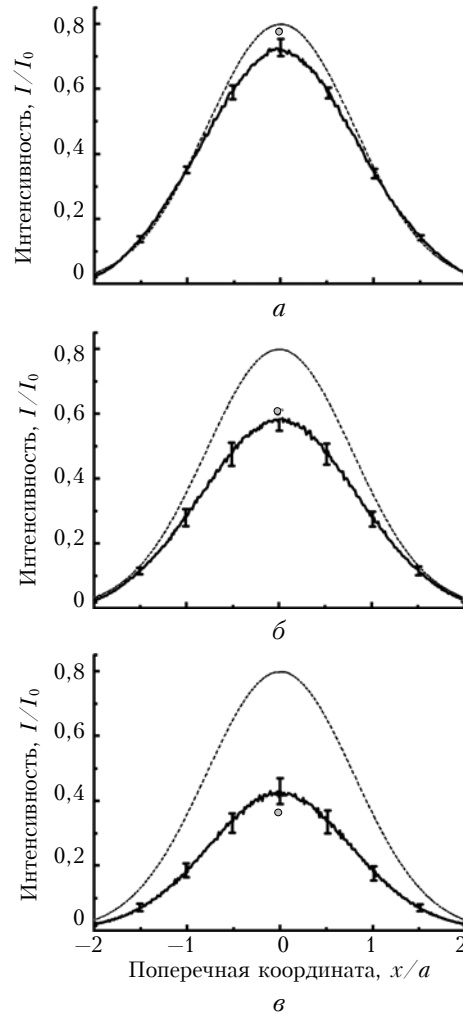


Рис. 4. Средние профили интенсивности пучка, полученные методом статистических испытаний по ансамблю из 40 реализаций монодисперсного аэрозоля с концентрацией частиц $N = 100 \text{ см}^{-3}$ и размерами капель: $R = 2$ (а), 6 (б) и 10 мкм (в). Точкой при $x = 0$ нанесен результат оценки по закону Бугера. Дистанция распространения $z \approx 24,5$ м

где $\tau(z)$ — оптическая толщина; $I_d(z)$ — интенсивность излучения в отсутствие аэрозоля при распространении на дистанцию z . Для монодисперсного аэрозоля

$$\tau = \sigma_p N z. \quad (4)$$

При одинаковой концентрации частиц с увеличением R возрастает оптическая толщина среды и интенсивность пучка ослабляется значительно. С помощью табличных данных [30] для сечения рассеяния водных капель на $\lambda = 0,8$ мкм рассчитана по (3), (4) интенсивность на оси пучка в рассматриваемых средах. Полученные значения нанесены на рис. 4 отдельными точками при $x = 0$.

Отклонения результатов моделирования от приведенных оценок можно объяснить тем, что закон Бугера получен в приближении однократного рассеяния. Вклад однократного рассеяния в интенсивность $I(z)$, вычисленный в соответствии

с методикой [24], составляет не более 0,1% для условий моделируемой задачи. Вместе с тем влияние многократно рассеянного излучения на $I(z)$ может оказаться существенным. С увеличением размера частиц ширина диаграммы направленности рассеянного излучения сужается и возрастает влияние многократно рассеянной компоненты на интенсивность на оси пучка.

Рассеяние в полидисперсном аэрозоле

Функция распределения частиц по размерам в атмосферной облачности аппроксимировалась модифицированным гамма-распределением [24]:

$$g(R) = AR^\alpha e^{-\eta R^\gamma}, \quad (5)$$

где A – нормировочная константа; α , η и γ – параметры распределения, для слоисто-кучевого облака класса $C1$ [24]: $\alpha = 6$, $\eta = 1,5 \text{ мкм}^{-1}$ и $\gamma = 1$. Характерная концентрация частиц воды в таком облаке составляет 100 см^{-3} . Доминирующими в таком облаке являются частицы радиусами $2 \cdot 10 \text{ мкм}$. Стратифицированная модель содержала цепочки статистически независимых аэрозольных экранов, расположенных на расстоянии 15 см друг от друга. При генерации случайного ансамбля частиц на экране функция распределения $g(R)$ заменялась кусочно-постоянной по радиусу частиц R с шагом 1 мкм.

Рассматривалось распространение лазерного пучка в полидисперсной среде облака на трассе длиной 50 м. Профиль средней интенсивности в пучке, полученный усреднением по 10 статистически независимым реализациям цепочек аэрозольных экранов, представлен на рис. 5. Пунктиром показан поперечный профиль световой волны в среде без частиц.



Рис. 5. Усредненный профиль интенсивности лазерного пучка радиусом 2,5 мм при рассеянии в слоисто-кучевом облаке

Отдельной точкой при $x = 0$ показана величина интенсивности на оси пучка, полученная из экспериментальных данных [24]. Видно хорошее соответствие между численными расчетами и экспериментальными данными. Приведенный пример свидетельствует, что построенная модель адекватно описывает

процесс рассеяния излучения в реальной аэродисперсной среде.

Физическая картина многофиламентации импульсов в аэрозоле

Возникновение филаментации обусловлено керровской самофокусировкой временных слоев импульса, при которой происходит пространственная концентрация энергии. Центральный слой импульса, содержащий пиковую мощность, фокусируется на наименьшем расстоянии, определяя тем самым начало филамента. Для исследования зарождения филаментов в мощном фемтосекундном лазерном импульсе применимо стационарное приближение [26]. В этом приближении дисперсия воздушной среды не учитывается, поскольку этот фактор определяет изменение импульса во времени и его частотного спектра и не влияет на зарождение филаментов. Не рассматривается также и лазерная плазма, поскольку ее генерация начинается при интенсивности, превышающей $10^{13} - 10^{14} \text{ Вт/см}^2$, т.е. когда нелинейный фокус сформируется и интенсивность в нем возрастет в $10 - 10^2$ раз по сравнению с первоначальной. Математическая модель возникновения филаментов в аэродисперсной среде описывает стационарную самофокусировку лазерного пучка, который испытывает когерентное рассеяние на множестве частиц аэрозоля. При этом интенсивность в пучке совпадает с интенсивностью центрального слоя импульса, определяющего начало филамента.

В соответствии с принятыми приближениями стратифицированная модель процесса зарождения филаментов в аэродисперсной среде состояла из последовательности слоев, в каждый из которых включены два экрана: аэрозольный и нелинейный. Такая модель позволяет отразить нелинейную трансформацию поля импульса с возмущениями интенсивности, возникающими при рассеянии на частицах, и дифракцию в среде.

Для анализа процесса зарождения филаментов рассматривался гауссов пучок радиуса $a = 2,5 \text{ мм}$ на длине волны $0,8 \text{ мкм}$. Начальная мощность пучка превышала в 10^2 раз критическую мощность самофокусировки $P_{кр}$ в воздухе, которая составляет $\sim 2 \cdot 10^2 \text{ Вт}$ [7]. Параметры аэродисперсной среды соответствовали слоисто-кучевому облаку с концентрацией частиц 100 см^{-3} и с распределением частиц по размерам (5). Длина распространения составляла 2 м, что соответствовало 0,04 дифракционной длины пучка. На этой дистанции стратифицированная модель содержала 50 слоев со статистически независимыми аэрозольными экранами.

На рис. 6 приведена отдельная реализация для интенсивности в центральном слое импульса на расстоянии 2 м. На тоновой картине распределения интенсивности в плоскости поперечного сечения (рис. 6, a) видно возникновение нескольких случайно расположенных «горячих» точек, в которых интенсивность превышает первоначальную максимальную величину I_0 . Заметим, что при отсутствии возмущений в импульсе образуется один филамент на оси. Проведенный

эксперимент показал, что в присутствии капель происходит образование нескольких сильных максимумов.

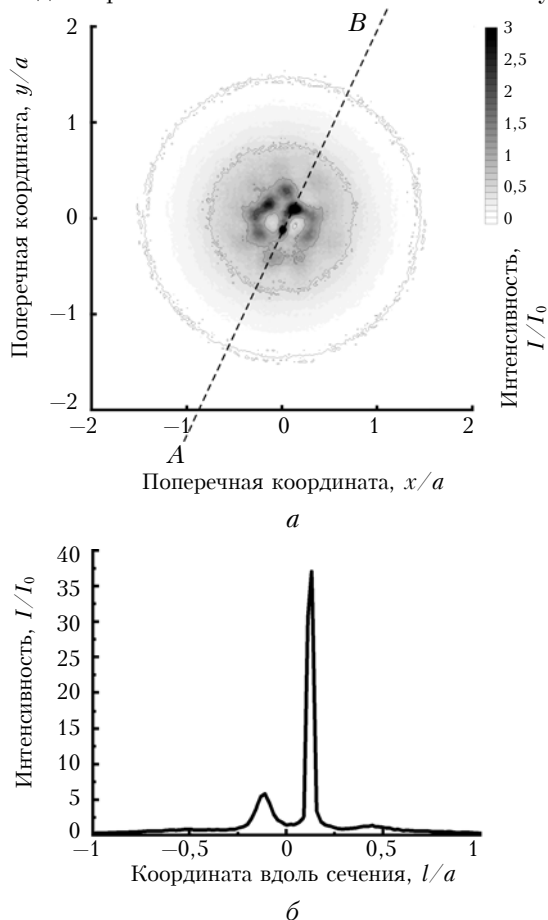


Рис. 6. Зарождение филаментов в центральном слое импульса с пиковой мощностью $P_0 = 100P_{кр}$ при распространении на расстояние $z \approx 2$ м в слоисто-кучевом облаке с концентрацией частиц $N = 100 \text{ см}^{-3}$: а – распределение интенсивности $I(x, y)$ в плоскости поперечного сечения импульса; б – профиль интенсивности в сечении АВ, проходящем через две наиболее «горячие» точки в пучке

На рис. 6, б изображен профиль интенсивности вдоль прямой АВ, проходящей через две наиболее «горячие» точки. Максимум интенсивности в левой «горячей» точке более чем в 5 раз превышает первоначальное значение I_0 , в правой – более чем в 30 раз. Таким образом, несмотря на хаотическое расположение капель-рассеивателей, в аэродисперсной среде за счет керровской самофокусировки в воздухе образуются на сравнительно небольшом расстоянии возмущения, в которых интенсивность в десятки раз превышает первоначальную.

Полученное распределение интенсивности $I(x, y)$ позволяет оценить мощность излучения $P_{г.т}$ в «горячих» точках пучка. Согласно выполненным оценкам левая «горячая» точка содержит мощность $P_{г.т} \sim 9P_{кр}$, правая $P_{г.т} \sim 11P_{кр}$. Поскольку мощность в возмущениях пучка значительно превышает критическую мощность самофокусировки в воздухе $P_{кр}$, можно ожидать, что в лазерных импульсах тераваттной мощности возникающие максимумы интенсивности

станут центрами зарождения филаментов, случайно расположенных в пространстве.

Выводы

Создана стратифицированная модель когерентного рассеяния мощного лазерного излучения на ансамбле частиц водного аэрозоля. Модель основывается на представлении аэрозольной среды в виде последовательности слоев, в которых частицы сосредоточены в тонких аэрозольных экранах. Между аэрозольными экранами модели происходят дифракция и нелинейное взаимодействие излучения со средой. Модель позволяет рассчитывать поле лазерного излучения при его распространении в моно- и полидисперсных облаках.

Анализ тестовых задач распространения лазерного пучка в моно- и полидисперсном аэрозоле свидетельствует, что предложенная модель адекватно воспроизводит рассеяние на ансамбле частиц.

Показано, что возникновение максимумов в распределении интенсивности лазерного пучка при когерентном рассеянии излучения на частицах аэрозоля может привести к зарождению случайного множества филаментов при распространении мощного лазерного импульса в аэродисперсной среде.

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 03-02-16939.

1. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulse in air // Opt. Lett. 1995. V. 20. P. 73–75.
2. Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco V.A., Salin F., Mysyrowicz A. Conical Emission from self-guided femtosecond pulses in air // Opt. Lett. 1996. V. 21. P. 62–64.
3. Brodeur A., Chien C.Y., Ilkov F.A., Chin S.L., Kosareva O.G., Kandidov V.P. Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air // Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 304–306.
4. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chien C.Y., Chin S.L. Conical emission from laser-plasma interactions in the filamentation of powerful ultrashort laser pulses in air // Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 1332–1334.
5. Kandidov V.P., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Liu W., Becker A., Akozbek N., Bowden C.M., Chin S.L. Self-transformation of a powerful femtosecond laser pulse into a white-light laser pulse in bulk optical media (or supercontinuum generation) // Appl. Phys. B. 2003. V. 77. P. 149–165.
6. 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. and Wöste L. White-light filaments for atmospheric analysis // Science. 2003. V. 301. P. 61–64.
7. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Можяев Е.И., Тамаров М.П. Фемтосекундная нелинейная оптика атмосферы // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 5. С. 429–436.
8. Chin S.L., Talebpour A., Yang J., Petit S., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Tamarov M.P. Filamentation of femtosecond laser pulses in turbulent air // Appl. Phys. B. 2002. V. 74. P. 67–76.
9. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Тамаров М.П., Бродер А., Чин С. Зарождение и блуждание филаментов при распространении мощного лазерного излучения в

- турбулентной атмосфере // Квант. электрон. 1999. Т. 29. № 10. Р. 73–77.
10. Шленов С.А., Кандидов В.П. Формирование пучка филаментов при распространении фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной атмосфере. Часть 2. Статистические характеристики // Оптика атмосфер. и океана. 2004. Т. 17. № 8. С. 637–641.
 11. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Внутренняя и внешняя фокусировка оптического поля фемтосекундного импульса при дифракции на сферической частице // Оптика атмосферы и океана. 2003. Т. 16. № 10. С. 898–902.
 12. Favre C., Boutou V., Hill S.C., Zimmer W., Krenz M., Lambrecht H., Yu J., Chang R.K., Woeste L., Wolf J.-P. White light nanosource with directional emission // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 035002-1–035002-4.
 13. Кандидов В.П., Милицин В.О. Интенсивность светового поля и концентрация электронов лазерной плазмы в капле водного аэрозоля при воздействии фемтосекундного лазерного импульса. Геометрооптический анализ // Оптика атмосфер. и океана. 2004. Т. 17. № 1. С. 54–62.
 14. Courcoisier 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.
 15. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э. Пороги оптического пробоя прозрачной микрочастицы в нано-, пико- и фемтосекундном диапазонах длительностей лазерных импульсов // Оптика атмосфер. и океана. 2004. Т. 17. № 4. С. 306–311.
 16. Hill S.C., Boutou V., Yu J., Ramstein S., Wolf J.-P., Pan Y., Holler S., Chang R.K. Enhanced backward-directed multi-photon-excited fluorescence from dielectric microcavities // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 54–57.
 17. Boutou V., Favre C., Hill S.C., Pan Y.L., Chang R.K., Wolf J.P. Backward enhanced emission from multiphoton processes in aerosols // Appl. Phys. B. 2002. V. 75. P. 145–152.
 18. Землянов А.А., Гейнц Ю.Э., Панина Е.К. Угловое распределение интенсивности многофотонно возбужденной флуоресценции от сферической частицы: геометрооптический подход // Оптика атмосфер. и океана. 2004. Т. 17. № 10. С. 835–840.
 19. Méjean 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. P. 535–537.
 20. 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.
 21. Dubietis A., Gaizauskas E., Tamosauskas G., di Trapani P. Light Filaments without Self-Channeling // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 253903-1–253903-4.
 22. Kolesik M., Moloney J.V. Self-healing femtosecond light filaments // Opt. Lett. 2004. V. 29. P. 590–592.
 23. 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 атмосфер. и океана. 2004. Т. 17. № 12. С. 971–975.
 24. Зуев В.Е., Кабанов М.В. Оптика атмосферного аэрозоля. Л.: Гидрометеопиздат, 1987. 246 с.
 25. Прохоров А.М., Бункин Ф.В., Гочелашвили К.С., Шишов В.И. Распространение лазерного излучения в случайно-неоднородных средах // Успехи физ. наук. 1974. Т. 114. № 3. С. 415–456.
 26. Шленов С.А., Кандидов В.П. Формирование пучка филаментов при распространении фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной атмосфере. Часть 1. Метод // Оптика атмосфер. и океана. 2004. Т. 17. № 8. С. 630–636.
 27. Кандидов В.П. Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166. № 12. С. 1309–1338.
 28. Fleck J.A., Morris J.R., Feit M.D. Time-dependent propagation of high energy laser beams through the atmosphere // Appl. Phys. 1976. V. 10. N 2. P. 129–160.
 29. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
 30. Зельманович И.Л., Шифрин К.С. Таблицы по светорассеиванию: коэффициенты ослабления, рассеяния и лучевого давления. Т. 3. Л.: Гидрометеопиздат, 1968. 174 с.

V.O. Militsin, L.S. Kouzminsky, V.P. Kandidov. A stratified model of high-power femtosecond laser radiation propagation through atmospheric aerosol.

A stratified model consisting of the «aerosol screens» sequence in non-linear optical media was developed for simulating the pulse propagation through the atmospheric aerosol. In this model it is assumed that the coherent beam scattering on the aerosol particles occurs on the thin screens. Aerosol parameters such as concentration and particle size polydisperse distribution are taken in accordance with the atmospheric clouds' microphysics parameters on the every screen. In the presence of Kerr non-linearity we observed multi-filament generation process on intensity fluctuation of a high power laser beam.