

С.А. Шленов, В.П. Кандидов

Формирование пучка филаментов при распространении фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной атмосфере. Часть 1. Метод

Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва

Поступила в редакцию 17.05.2004 г.

Для численного исследования стохастической многофиламентации мощных фемтосекундных лазерных импульсов в турбулентной атмосфере предложен и обоснован стационарный подход. Он основан на модели фазовых экранов со спектром пространственных флуктуаций показателя преломления, охватывающим инерционный и диссипативный интервалы. Этот подход может быть использован для анализа формирования пространственно-временных траекторий «горячих» точек в сечении лазерного импульса, образующих пучок случайных филаментов, и исследования статистических характеристик этого пучка.

Распространение мощных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе сопровождается явлением филаментации, при которой существенная часть энергии излучения концентрируется в «горячих» точках сечения импульса, наблюдаемых в виде тонких протяженных нитей. Первые эксперименты [1–3], в которых наблюдались длинные (десятки метров) филаменты в воздухе, были выполнены с использованием фемтосекундного (150–230 фс) излучения Ti:Sapphire-лазера на длине волны 775–800 нм. В этих экспериментах свыше 10% исходной энергии импульса оказывались локализованными в тонких, диаметром около 100 мкм, нитях вблизи приосевой области пучка. В более поздних экспериментах получены филаменты на длинах волн 795 и 1053 нм при длительностях импульса от 60 до 525 фс [4]. В натуральных экспериментах, выполненных в обсерватории Тюрингии (Германия) [5], пучок лазерного импульса на длине волны 800 нм наблюдался до высоты 9 км, рассеяние лазерного излучения зарегистрировано от слоев аэрозоля с высоты 20 км.

Причиной начала формирования филаментов является эффект Керра, который вызывает самофокусировку пучка в воздухе. Рост интенсивности в нелинейном фокусе ограничивается дефокусировкой в лазерной плазме, возникающей вследствие многофотонной и туннельной ионизации молекул кислорода и азота в воздухе. В результате пиковая интенсивность в филаменте не превышает значений 10^{14} Вт/см² для импульсов ближнего ИК-диапазона с длиной волны 770–800 нм [6]. Для объяснения протяженного характера филаментов широко привлекаются модели движущихся фокусов [3], самонаведенных волноводов [2] и модель «пульсирующих» фокусов [7].

С наибольшей вероятностью филамент зарождается на оси пучка на расстоянии, соответствующем

точке нелинейного фокуса для слоя импульса с пиковой мощностью. На практике ряд причин может приводить к смещению точки образования филамента как в поперечной плоскости, так и вдоль направления распространения пучка. Это могут быть, например, возмущения в распределении интенсивности и фазы пучка на выходе фемтосекундной лазерной системы, случайные угловые отклонения пучка или его неполная пространственная когерентность, которые приводят к нерегулярным смещениям положения филаментов от импульса к импульсу [8].

При распространении импульсов в атмосфере существенное влияние на зарождение нелинейных фокусов оказывают турбулентные флуктуации показателя преломления, которые приводят к случайному характеру зарождения филаментов и их случайному блужданию. В результате о месте формирования филамента можно говорить только в вероятностном смысле. Статистические характеристики образования одного филамента на атмосферной трассе были исследованы экспериментально и численно в [9, 10]. Установлено, что случайные смещения филамента удовлетворяют рэлеевскому закону распределения.

С ростом пиковой мощности выходного излучения картина образования филаментов усложняется [11]. В случае многократного превышения критической мощности P_{cr} в пучке формируются несколько филаментов. В [12] рассмотрен процесс многофиламентации импульса с сильными начальными возмущениями светового поля, пространственный масштаб которых соответствовал максимальному инкременту развития модуляционной неустойчивости в среде с керровской нелинейностью. Последнее обстоятельство стало причиной образования филаментов в коллимированном 200-фс импульсе с пиковой мощностью $P = 35 P_{cr}$ уже на

расстоянии 8 м от выходной апертуры. Авторам удалось проследить динамику формирования филаментов в различных временных слоях импульса.

При распространении мощного фемтосекундного импульса в условиях турбулентной атмосферы случайные флуктуации показателя преломления инициируют мелкомасштабную самофокусировку. Фазовые флуктуации в пучке трансформируются в флуктуации интенсивности и выполняют роль «защитки» для начала образования многих филаментов [13]. В результате образуется пучок филаментов, которые хаотически расположены в плоскости поперечного сечения импульса и начинаются на разных расстояниях от выходной апертуры лазерной системы. При этом от статистических характеристик атмосферной турбулентности существенно зависит картина формирования пучка филаментов и его свойства [14, 15]. Таким образом, процесс образования многих филаментов в фемтосекундных лазерных импульсах тераваттной мощности является принципиально стохастическим.

Явление филаментации сопровождается генерацией импульса белого света [16], который представляет интерес как источник излучения для широкополосного лазерного зондирования атмосферы [5]. Стохастический характер многофиламентации и, следовательно, генерации зондирующего импульса может быть причиной нестабильности сигналов, регистрируемых в фемтосекундных лидарах [13]. В связи с этим весьма актуальным является исследование многофиламентации мощного фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной атмосфере.

В настоящей статье развивается методика вычислительного эксперимента для исследования начальной стадии формирования пучка филаментов мощного фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной атмосфере. Методика основывается на модели фазовых экранов, охватывающей инерционный и диссипативный интервалы турбулентности, в которых пространственные масштабы флуктуаций показателя преломления близки к поперечным размерам лазерного импульса и филамента.

Модель распространения пучка

В полной постановке проблема филаментации мощного фемтосекундного лазерного импульса в атмосфере приводит к многомерной нестационарной стохастической задаче нелинейно-оптического взаимодействия излучения со средой, и ее решение требует огромных вычислительных ресурсов. Однако начальная стадия образования филаментов в лазерном импульсе определяется, в основном, только керровской нелинейностью и турбулентными флуктуациями показателя преломления атмосферы $\tilde{n}(x, y, z)$. При этом под начальной стадией формирования филаментов подразумевается нелинейный рост интенсивности в пучке или его фрагментах до появления лазерной плазмы. Далее в процессе филаментации возникает сложная пространственно-временная динамика поля световой волны, которая

является отражением конкурирующих процессов концентрации излучения в нелинейных фокусах, с одной стороны, и дифракционной расходимости, дисперсионного расплывания и дефокусировки за счет образования плазмы – с другой.

Поскольку зарождение филаментов и их местоположение в пространстве определяются мелкомасштабной самофокусировкой, которая развивается до распада импульса на короткие субимпульсы, то можно пренебречь материальной дисперсией при численном моделировании образования пучка филаментов. Кроме того, можно не учитывать вклад плазменной нелинейности, поскольку многофотонная ионизация, приводящая к образованию лазерной плазмы, происходит при интенсивности светового поля порядка 10^{14} Вт/см², которая достигается только после концентрации энергии в нелинейном фокусе.

Принятые приближения позволяют свести исследование многофиламентации лазерного импульса в турбулентной атмосфере к стационарной стохастической трехмерной задаче о мелкомасштабной самофокусировке, в которой время играет роль параметра. Как известно [17], в рамках метода медленно меняющихся амплитуд такая задача имеет особенности в нелинейном фокусе, что не позволяет рассматривать распространение импульса на расстоянии, превышающем длину образования первого нелинейного фокуса. Вместе с тем в модели многофиламентации важно получить возможность анализа последовательного образования филаментов. Для достижения этого используется простая модель керровской нелинейности с насыщением, в которой интенсивность излучения ограничивается в уже сформировавшихся нелинейных фокусах в сечении пучка на уровне $I \sim 10^2 I_0$ (I_0 – пиковая интенсивность на выходе лазерной системы).

Таким образом, начальный этап филаментации при распространении фемтосекундного импульса может быть описан следующим уравнением для медленно меняющейся амплитуды $E(x, y, z, t)$ светового поля:

$$2ik_0 \left(\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{V_g} \frac{\partial E}{\partial t} \right) = \Delta_{\perp} E + \frac{2k_0^2}{n_0} \Delta n_{nl}(I) E + \frac{2k_0^2}{n_0} \tilde{n}(x, y, z) E, \quad (1)$$

где k_0 – волновое число; $\Delta n_{nl}(I) = n_2 I_s \arctan(I/I_s)$ – нелинейная добавка к показателю преломления, которая насыщается с ростом интенсивности I , параметр I_s – интенсивность насыщения в нелинейном фокусе; V_g – групповая скорость. Сформулированная постановка задачи позволяет в условиях развитой филаментации воспроизвести возникновение очередного филамента в поперечном сечении пучка. Коэффициент n_2 для импульсов длительностью менее 100 фс включает вклады в кубичную нелинейность практически мгновенного отклика электронной поляризуемости и инерционного, который определяется вынужденным комбинационным рассеянием на вращательных переходах молекул воздуха и зависит от

формы импульса [7, 8, 18]. Флуктуации $\tilde{n}(x, y, z)$ ответственны за случайный характер филаментации, создавая возмущения светового поля в поперечном сечении импульса.

Комплексная амплитуда светового поля $E(x, y, z = 0, t)$ на выходной апертуре лазерной системы задается в виде гауссовых зависимостей от пространственных координат x, y и времени t :

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

где a_0 – радиус пучка; τ_0 – длительность импульса. В течение фемтосекундного импульса турбулентность можно считать замороженной, и, следовательно, время t в уравнении (1) является параметром, определяющим мощность временного слоя импульса.

Таким образом, система (1), (2) позволяет при известном поле флуктуаций показателя преломления среды $\tilde{n}(x, y, z)$ рассчитать стохастическое световое поле на расстоянии z от выходной апертуры фемтосекундной лазерной системы. При возникновении на трассе распространения пучка «горячей» точки с интенсивностью, превышающей некоторое пороговое значение I_p , регистрируется образование очередного филамента. Пространственные координаты x, y, z «горячей» точки с достаточной точностью определяют положение филамента в плоскости поперечного сечения XOY на расстоянии z при пороговой величине $I_p \geq 75 I_0$, поскольку с приближением к нелинейному фокусу интенсивность нарастает лавинообразно, стремясь к бесконечности в рамках метода медленно меняющихся амплитуд.

Нелинейно-оптическая трансформация лазерного импульса при филаментации существенно обогащает пространственный спектр светового поля, расширяя диапазон масштабов его изменения в плоскости, перпендикулярной направлению распространения [19]. Для определения нижней границы этих масштабов оценим характерный размер этих возмущений, которые являются центрами зарождения филаментов.

В среде с кубической нелинейностью неустойчивыми являются возмущения, в поперечном сечении которых содержится мощность, превышающая критическую мощность самофокусировки [20]. В воздухе критическая мощность самофокусировки для излучения на длине волны $\lambda = 800$ нм составляет $P_{cr} = 6 \cdot 10^9$ Вт [3]. С укорочением импульса до 20–50 фс эффективная величина P_{cr} возрастает до $12 \cdot 10^9$ Вт вследствие инерционности нелинейного отклика, связанного с вынужденным рассеянием на вращательных переходах молекулы азота [7, 8, 18]. В импульсах, обычно используемых в современных экспериментах по филаментации, пиковая интенсивность составляет $I_0 = 10^{10} - 10^{11}$ Вт/см² [1–6]. Наименьший размер возмущений r_{cr} на профиле пучка, который содержит мощность, превышающую мощность самофокусировки, можно оценить из условия $\pi r_{cr}^2 I_0 \geq P_{cr}$. Отсюда получаем $r_{cr} \geq 0,1 \div 0,5$ см. На

периферии пучка, где интенсивность меньше, r_{cr} возрастает. При филаментации импульса за масштаб пространственной локализации светового поля можно принять радиус филамента r_{fil} , который согласно экспериментальным данным составляет $r_{fil} \approx 5 \cdot 10^{-2}$ см [1–3]. Таким образом, в процессе филаментации характерный масштаб пространственных неоднородностей светового поля в плоскости поперечного сечения может уменьшаться в 10 раз и более.

На приземных атмосферных трассах масштаб возмущений показателя преломления воздуха согласно модели развитой турбулентности меняется от внутреннего масштаба $l_0 = 1 \div 0,1$ см до внешнего L_0 , который может составлять десятки метров [21]. Из сравнения масштабов пространственных неоднородностей атмосферы и импульса можно заключить, что если все значимые возмущения светового поля первоначально лежат внутри инерционного интервала атмосферной турбулентности, то в процессе филаментации значительная часть возмущений смещается в диссипативный интервал турбулентности. Тем самым атмосферные неоднородности одного и того же масштаба $l \geq r_{cr}$ являются мелкомасштабными для импульса на стадии зарождения филаментов и крупномасштабными для сформировавшихся филаментов, поскольку области случайных фокусировок, содержащие критическую мощность, лежат в инерционном интервале атмосферной турбулентности, а неоднородности светового поля, связанные с филаментом, – в диссипативном. При численном моделировании стохастической задачи об образовании и формировании филаментов при распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов важное значение имеет имитация флуктуаций показателя преломления в диссипативном интервале атмосферной турбулентности.

Неоднородности показателя преломления $\tilde{n}(x, y, z)$, близкие по размеру к внешнему масштабу L_0 , определяют глобальный наклон волнового фронта пучка и, следовательно, угловое смещение всей совокупности образующихся филаментов. Таким образом, численное исследование процесса филаментации при распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов на открытых атмосферных трассах требует адекватного воспроизведения флуктуаций показателя преломления в широком диапазоне пространственных масштабов, охватывающих как инерционный, так и диссипативный интервалы турбулентности. Это определило выбор наиболее полной модели атмосферной турбулентности.

Модель фазовых экранов

В настоящей работе мы используем классическую модель атмосферной турбулентности с модифицированным кармановским спектром пространственных флуктуаций показателя преломления [21]:

$$F_n(\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z) = 0,033 C_n^2 (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6} \exp(-\kappa^2 / \kappa_m^2), \quad (3)$$

который охватывает как инерционный, так и диссипативный интервалы. Здесь структурная постоянная C_n^2 характеризует величину турбулентных флуктуаций, постоянные $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ и $\kappa_m = 5,92/l_0$ — нижнюю и верхнюю границы пространственных частот для инерционного интервала.

Учет флуктуаций \tilde{n} осуществляется в рамках модели фазовых экранов в предположении, что случайное влияние слоя турбулентной среды на световой пучок проявляется на расстояниях Δz больше, чем внешний масштаб турбулентности L_0 и длина дифракционной конверсии фазовых возмущений светового поля в амплитудные. Это позволяет при моделировании турбулентных флуктуаций \tilde{n} «стягивать» слой турбулентной среды конечной толщины Δz в тонкий фазовый экран и считать эти экраны δ -коррелированными вдоль направления распространения пучка z . Учет продольной корреляции турбулентных флуктуаций показателя преломления в модели фазовых экранов детально обсуждается в [22]. Спектральная плотность флуктуаций фазы на δ -коррелированном экране имеет вид

$$F_\varphi(\kappa_x, \kappa_y) = 2\pi k_0^2 \Delta z F_n(\kappa_x, \kappa_y, 0). \quad (4)$$

Для воспроизведения случайного поля пространственных флуктуаций фазы $\tilde{\varphi}(x, y)$ использовался спектральный метод [23]. Этот метод основывается на суммировании Фурье-гармоник пространственного спектра, амплитуды которых являются δ -коррелированными случайными числами с весовыми множителями a_{pq} . Значения этих множителей подбираются так, чтобы получить заданную среднюю спектральную плотность флуктуаций фазы на экране (4). При этом на практике удобно генерировать комплексные поля, в которых действительная и мнимая части могут рассматриваться как два независимых фазовых экрана.

В соответствии со спектральным методом случайная реализация комплексного двумерного поля флуктуаций фазы φ_{nm} в узлах однородной расчетной сетки n, m определяется выражением

$$\varphi_{nm} = \frac{1}{\sqrt{NM}} \sum_{p=-N/2}^{N/2-1} \sum_{q=-M/2}^{M/2-1} a_{pq} (\xi_{pq} + i\eta_{pq}) W_N^{pn} W_M^{qm}, \quad (5)$$

где N и M — число узлов расчетной сетки по поперечным координатам x, y ; статистически независимые случайные числа ξ_{pq}, η_{pq} равномерно распределены в интервале $[-\sqrt{3}, \sqrt{3}]$; $W_N = \exp\left\{i \frac{2\pi}{N}\right\}$.

Весовые коэффициенты a_{pq} зависят от спектральной плотности флуктуаций фазы (4) следующим образом:

$$a_{pq}^2 = F_\varphi(p\Delta\kappa_x, q\Delta\kappa_y) \Delta\kappa_x \Delta\kappa_y. \quad (6)$$

Шаги расчетной сетки в спектральном пространстве $\Delta\kappa_x, \Delta\kappa_y$ связаны с поперечными размерами фазового экрана L_x и L_y соотношениями

$$\Delta\kappa_x = 2\pi/L_x, \Delta\kappa_y = 2\pi/L_y. \quad (7)$$

Заметим, что в случайном поле, формируемом спектральным методом, возникает ложная корреляция на масштабе $r > L_x/2, L_y/2$, которая обусловлена пространственной периодичностью суммируемых гармоник Фурье. Поэтому, строго говоря, в задачах с моделируемыми случайными полями (5) следует использовать одну четверть получаемого экрана.

Спектральный метод (5) является эффективным методом генерации случайных полей, так как при вычислениях можно использовать алгоритм быстрого преобразования Фурье (БПФ). Однако максимальный размер фазовых неоднородностей на экране обратно пропорционален шагу пространственных частот $\Delta\kappa_x, \Delta\kappa_y$ и, в соответствии с (7), ограничен размерами L_x, L_y самого экрана. Это обстоятельство не позволяет в стандартном спектральном подходе учесть влияние крупномасштабных неоднородностей показателя преломления на фазу пучка без одновременного увеличения размеров самого экрана в область масштабов, много больше апертуры пучка, с последующим выделением малой части экрана. Последнее обстоятельство влечет значительное увеличение используемых вычислительных ресурсов и тем самым резко снижает привлекательность спектрального метода для численного моделирования случайных полей с широким спектром пространственных флуктуаций. Для решения этой проблемы были предложены различные модификации спектрального метода [24], основанные на добавлении информации о низкочастотном крыле спектра.

В [25] подробно изложен метод, основывающийся на наложении двух фазовых экранов. Один экран, содержащий высокие и средние пространственные частоты флуктуаций фазы, формируется спектральным методом, другой, воспроизводящий низкие частоты, формируется суперпозицией полиномов Цернике или Корунена–Лоэва.

В данной работе используется модифицированный спектральный метод [24]. В соответствии с этим методом осуществляется последовательное (итерационное) сгущение узлов расчетной сетки в спектральном пространстве κ_x, κ_y в окрестности нулевой гармоники (рис. 1).

На первой итерации в прямоугольной области спектрального пространства, ограниченной точками с координатами $(-\Delta\kappa_x, \Delta\kappa_y), (\Delta\kappa_x, -\Delta\kappa_y)$, рассчитываются дополнительные 32 гармоники с шагом $\Delta\kappa_x/3$ и $\Delta\kappa_y/3$ (рис. 1). Получаемые таким образом низкочастотные гармоники называются субгармониками. Очередная, вторая, итерация осуществляется путем аналогичного сгущения узлов в низкочастотной области спектра с координатами $(-\Delta\kappa_x/3, \Delta\kappa_y/3), (\Delta\kappa_x/3, -\Delta\kappa_y/3)$ и т.д.

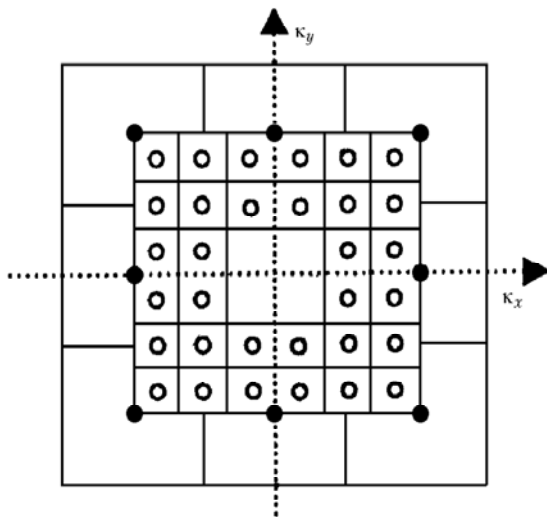


Рис. 1. Сгущения расчетной сетки в спектральном пространстве при моделировании случайных фазовых экранов модифицированным спектральным методом [24]. Черные точки – узлы стандартной сетки, белые кружки – первая итерация сгущающихся узлов низкочастотной сетки с субгармониками

Вклад в результирующий фазовый экран низкочастотной составляющей спектра описывается выражением

$$\varphi_{nm}^{LF} = \sum_{k=1}^{N_k} 3^{-k} \frac{1}{\sqrt{NM}} \times$$

$$\times \sum_{p=-3}^2 \sum_{q=-3}^2 a_{pq} (\xi_{pq} + i\eta_{pq}) W_N^{3^{-k}(p+0,5)n} W_M^{3^{-k}(q+0,5)m}, \quad (8)$$

где

$$a_{pq}^2 = F_\varphi [3^{-k}(p+0,5)\Delta\kappa_x, 3^{-k}(q+0,5)\Delta\kappa_y] \Delta\kappa_x \Delta\kappa_y,$$

$$k = 1, \dots, N_k$$

– номер итерации.

Расчет сеточной функции φ_{nm}^{LF} выполняется прямым суммированием (8) без использования быстрых алгоритмов, поэтому важно ограничить число итераций N_k . На практике при четырех итерациях удается добиться построения фазовых экранов с корреляционными функциями, удовлетворительно описывающими атмосферные флуктуации [26].

На рис. 2 в качестве иллюстрации представлены отдельные реализации фазовых экранов, синтезированных модифицированным спектральным методом с $N_k = 4$. Величина флуктуаций фазы на экране представлена оттенками серого цвета.

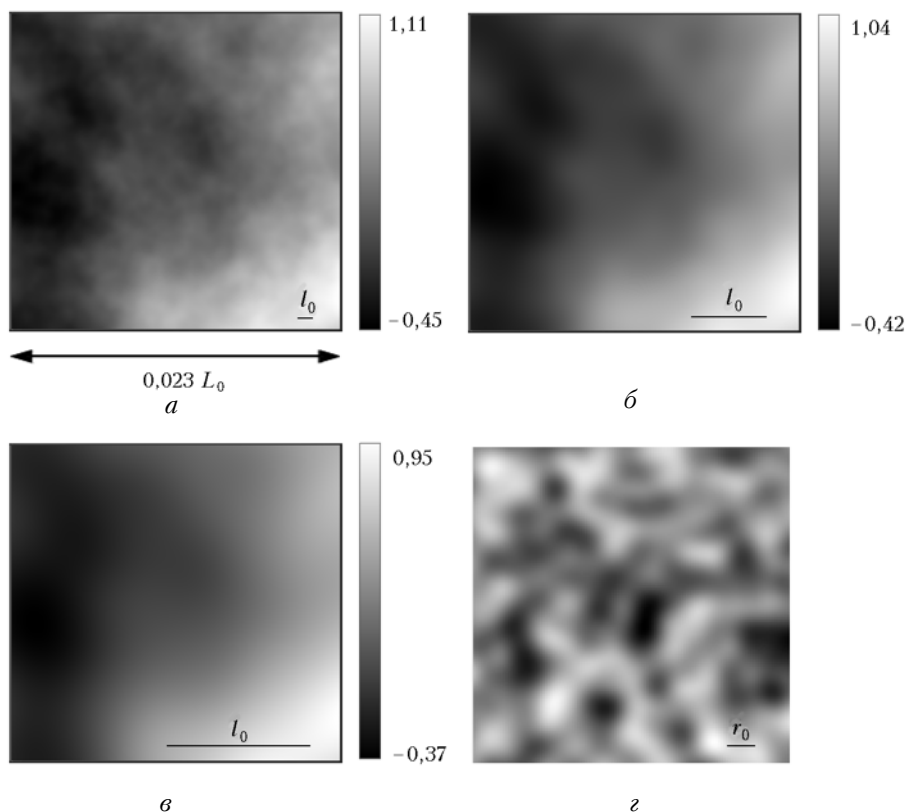


Рис. 2. Фазовые экраны со спектром (4), (3), имитирующие флуктуации показателя преломления на длине $\Delta z = 10$ м, при структурной постоянной $C_n^2 = 1,5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$, внешнем масштабе $L_0 = 1$ м и внутреннем $l_0 = 1$ (а), 5 (б) и 10 мм (в). Изображены фрагменты экрана размером $2,3 \times 2,3$ см ($L_x = L_y = 9,2$ см). Для сравнения представлен экран с гауссовской спектральной плотностью и радиусом корреляции $r_0 = 1,8$ мм (г)

Внешний масштаб турбулентности L_0 более чем в 10 раз превышает размеры L_x, L_y . В реализациях отчетливо виден глобальный наклон фазового фронта по направлению от левого верхнего угла экрана к правому нижнему. Наряду с глобальным изменением фазы, обусловленным крупномасштабными флуктуациями размера порядка L_0 , присутствуют пространственно более мелкие флуктуации фазы в виде темных и светлых пятен неправильной формы.

Влияние внутреннего масштаба l_0 атмосферной турбулентности со спектром (3) на флуктуации фазы демонстрирует последовательность экранов 2, а, б, в, синтезированных с одним и тем же набором случайных амплитуд ξ_{pq}, η_{pq} спектральных компонент, но при различных значениях внутреннего масштаба l_0 . Параметр l_0 меняется от 1 до 10 мм при переходе от рис. 2,а к рис. 2,в. Величина l_0 иллюстрируется отрезком прямой в правом нижнем углу каждого рисунка. Поскольку наименьший размер флуктуаций фазы ограничен снизу внутренним масштабом турбулентности l_0 , видно сглаживание мелкомасштабных флуктуаций фазы с увеличением l_0 .

Для сравнения на рис. 2,г показан фазовый экран, построенный для гауссовского спектра флуктуаций. Видно, что такой экран, содержащий неоднородности только одного масштаба, является слишком грубой моделью атмосферной турбулентности и не может использоваться в стохастическом моделировании явления филаментации.

Структурная функция флуктуаций фазы $D_\phi(\rho)$ [21], полученная усреднением по 100 реализациям статистически независимых экранов, представлена для небольших значений аргумента ρ на рис. 3 сплошной кривой. Штриховой кривой изображена та же функция для экранов, построенных спектральным методом для тех же параметров турбулентности и расчетной сетки, но без использования алгоритма добавления субгармоник (8). Сравнительный анализ этих двух функций показывает, что без использования субгармоник достаточно быстро начинает проявляться эффект насыщения структурной функции флуктуаций фазы, который связан с периодизацией случайных полей в спектральном методе. Хотя в полной мере этот эффект проявляется на масштабах, сравнимых с размерами экрана L_x и L_y , но и на диаметре поперечного сечения импульса погрешность метода может превысить 50%. На рис. 3 диаметр импульса $2a_0 = 1,8$ см, обычно используемого в экспериментах, например [5, 8], отмечен вертикальным отрезком прямой. Итерационный алгоритм добавления субгармоник (8) способен существенно улучшить качество генерируемых случайных полей фазы и приблизить их структурную функцию к расчетной.

Таким образом, для исследования стохастической многофиламентации мощных фемтосекундных лазерных импульсов в турбулентной атмосфере предложен и обоснован стационарный подход на основе модели фазовых экранов со спектром про-

странственных флуктуаций показателя преломления, охватывающим инерционный и диссипативный интервалы турбулентности.

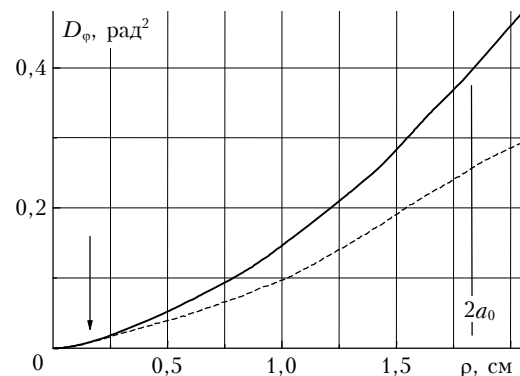


Рис. 3. Структурная функция флуктуаций фазы на экране $D_\phi(\rho)$. $C_n^2 = 1,5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$, $L_0 = 1 \text{ м}$, $l_0 = 1 \text{ мм}$, $\Delta z = 10 \text{ м}$. Усреднение по 100 реализациям экранов, построенных спектральным методом с субгармониками (сплошная) и без (штриховая). Вертикальная линия справа соответствует поперечному диаметру лазерного импульса $2a_0$, стрелка слева – радиусу круговой области, на которую приходится критическая мощность самофокусировки при мощности пучка $P_0 = 2 \cdot 10^{11} \text{ Вт}$

Статья написана при поддержке РФФИ, грант № 03-02-16939, Европейского офиса по научным исследованиям армии США, контракт № 62558-03-M0029 и гранта CRDF GAP № RPO-1390-TO-03.

1. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air // Opt. Lett. 1995. V. 20. N 1. P. 73–75.
2. Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A. Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air // Opt. Lett. 1996. V. 21. N 1. P. 62–64.
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. N 5. P. 304–306.
4. Fountaine B. La, Vidal F., Jiang Z., Chien C.Y., Corutois D., Desparois A., Johnston T.W., Kieffer J.-C., Pepin H., Mercure H.P. Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air // Phys. Plasm. 1999. V. 6. N 3. P. 1815–1821.
5. Kasparian J., Rodriguez M., Mejean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., Andre Y.-B., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.-P., Woste L. White-light filaments for atmospheric analysis // Science. 2003. V. 301. N 5629. P. 61–64.
6. Kasparian J., Sauerbrey R., Chin S.L. The critical laser intensity of self-guided light filaments in air // Appl. Phys. B. 2000. V. 71. P. 877–879.
7. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air // Opt. Lett. 1998. V. 23. N 5. P. 382–384.
8. Андрианов К.Ю., Кандидов В.П., Косарева О.Г., Чин С.Л., Талептур А., Петит С., Луи В., Иваски А., Наде М.-К. Влияние качества пучка на филаментацию мощного лазерного импульса в воздухе // Изв. РАН. Сер. Физ. 2002. Т. 66. № 8. С. 1091–1102.

9. *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.
10. *Кандидов В.П., Косарева О.Г., Тамаров М.П., Броде А., Чин С.Л.* Зарождение и блуждание филаментов при распространении мощного лазерного излучения в турбулентной атмосфере // *Квант. электрон.* 1999. Т. 29. № 1. С. 73–77.
11. *Chin S.L., Petit S., Borne F., Miyazaki K.* The white light supercontinuum is indeed an ultrafast white light laser // *Jap. J. Appl. Phys. Part 2.* 1999. V. 38. N 2A. P. L126–L128.
12. *Mlejnek M., Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M.* Optically turbulent femtosecond light guide in air // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. N 15. P. 2938–2941.
13. *Liu W., Hosseini S.A., Ferland B., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Kandidov V.P.* Experimental observation and simulations of the self-action of white light laser pulse propagating in air // *New J. Phys.* 2004. V. 6. N 6. P. 1–22.
14. *Shlenov S.A., Kandidov V.P., Kosareva O.G.* Multifilamentation of high-power femtosecond laser pulses in the turbulent atmosphere: Abstracts // *IQEC/LAT-2002, Moscow, Russia, 22–27 June 2002. Techn. Dig., 2002. P. 53.*
15. *Shlenov S.A., Kandidov V.P., Kosareva O.G.* Statistical characteristics of multifilamentation in the turbulent atmosphere: abstracts // *XI-th Conf. on Laser Optics (LO'2003), St. Petersburg, June 30 – July 4, 2003. Tech. Progr. 2003. P. 43.*
16. *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.
17. *Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В.* Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // *Успехи физ. наук.* 1967. Т. 93. Вып. 1. С. 19–70.
18. *Oleinikov P.A., Platonenko V.T.* Raman transitions between rotational levels and self-phase modulation of subpicosecond light pulses in air // *Laser Phys.* 1993. V. 3. N 3. P. 618–622.
19. *Кандидов В.П.* Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // *Успехи физ. наук.* 1996. Т. 166. № 12. С. 1309–1338.
20. *Беспалов В.И., Литвак А.Г., Таланов В.И.* Самодействие электромагнитных волн в кубичных изотропных средах // *Нелинейная оптика.* Новосибирск: Наука, 1968. С. 428–463.
21. *Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В.* Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 270 с.
22. *Chesnokov S.S., Kandidov V.P., Shlenov S.A., Tamarov M.P.* Three-dimensional model of optical atmospheric turbulence // *Proc. SPIE.* 1998. V. 3432. P. 14–25.
23. *Миркин Л.И., Рабинович М.А., Ярославский Л.П.* Метод генерирования коррелированных гауссовских псевдослучайных чисел на ЭВМ // *Ж. вычисл. мат. и мат. физ.* 1972. V. 12. № 5. С. 1353–1357.
24. *Johansson E.M., Gavel D.T.* Simulation of stellar speckle imaging // *Proc. SPIE.* 1994. V. 2200. P. 372–383.
25. *Лукин В.П., Фортес Б.В.* Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 214 с.
26. *Кандидов В.П., Тамаров М.П., Шленов С.А.* Влияние внешнего масштаба атмосферной турбулентности на дисперсию смещений центра тяжести лазерного пучка // *Оптика атмосф. и океана.* 1998. Т. 11. № 1. С. 27–33.

S.A. Shlenov, V.P. Kandidov. Filament bunch formation under femtosecond laser pulse propagation in the turbulent atmosphere. Part 1. Method.

A stationary approach for numerical investigation of powerful femtosecond laser pulse multifilamentation in the turbulent atmosphere has been suggested and argued. It is based on the phase screens model with spatial spectrum of refractive index fluctuations covering the inertial and dissipative intervals. This approach can be used to analyze spatiotemporal traces of hot spots in laser pulse cross section, which form the bunch of random filaments, and to explore statistical characteristics of this bunch.