

С.А. Бахрамов, А.К. Касимов, Ш.Д. Пайзиев

Особенности распространения мощных ультракоротких лазерных импульсов в атмосфере

НПО «Академприбор», г. Ташкент, Академгородок

Поступила в редакцию 4.12.2006 г.

Предложена новая методика определения расстояния до начала филаментации мощного ультракороткого лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Используемые методы геометрической оптики позволяют значительно сократить затраты машинного времени. Сравнение с результатами, полученными с использованием метода медленно меняющихся амплитуд, показало удовлетворительное согласие.

Широкие возможности применения филаментации ультракоротких лазерных импульсов в атмосфере, такие как широкополосное зондирование атмосферы, значительное улучшение устройств лазерной локации и т.д. [1], стимулировали необходимость детального изучения процесса формирования и распространения филамента в атмосфере. Ввиду сложности аналитического описания этого процесса и проведения реальных экспериментов ведущую роль в изучении процесса формирования и распространения филамента играет компьютерное моделирование.

Для полного описания процесса распространения импульса необходимо учесть совместное проявление дифракции и дисперсии излучения, самовоздействия, связанного с керровской нелинейностью и нелинейностью лазерной плазмы, и наконец, флуктуации фазы излучения, возникающие в условиях турбулентности [2]. В этом случае для численного решения задачи описания медленно меняющейся амплитуды электрического поля требуются большие затраты машинного времени. В то же время в ряде прикладных задач, таких как, например, в спектроскопическом определении атмосферных составляющих, и для получения желаемой интенсивности на отдаленных объектах при лазерной локации [3] быстрое определение расстояния до начала филаментации является ключевым требованием. Поэтому необходим поиск новых приближенных методов, моделирующих процесс формирования и распространения филаментов.

В данной статье для определения расстояния до начала филаментации предлагается использовать приближение геометрической оптики с поправкой, учитывающей дифракционное расширение лазерного пучка. Предположим, что пространственное распределение интенсивности на выходе лазера описывается распределением Гаусса. Наведенная вследствие эффекта Керра безынерционная нелинейная добавка $n_2(I)$ к показателю преломления атмосферы n_0 пропорциональна интенсивности в конкрет-

ной точке. Тогда на расстоянии Δz , в котором изменения радиуса пучка вследствие самофокусировки несущественны, средой можно считать аксиально симметричной. Это допущение позволяет привести задачу определения нелинейного фокуса к рассмотрению распространения лазерного излучения в ряде цилиндрически слоистых сред вдоль оси z , с условием, что на каждом шаге интегрирования $dz < \Delta z$. По аналогии с уравнением траектории луча в сферически-слоистой среде [4] для аксиально-слоистой среды можно записать

$$\frac{dr}{dz} = \sqrt{1 + \frac{2n_2}{n_0} \frac{dI}{dr} - \cos^2 \theta} / \cos \theta, \quad (1)$$

где r — поперечная координата; n_0 — показатель преломления среды; dI/dr — производная интенсивности по поперечной координате; θ — угол, который луч составляет с осью z .

После ряда преобразований приращение поперечной координаты dr на каждом шаге dz можно определить как

$$dr = \left[\frac{n_2}{n_0} \frac{dI}{dr} + \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_0} \frac{dI}{dr} \right)^2 + \frac{\cos^2 \theta (1 - \cos^2 \theta)}{dz^2}} \right] \frac{dz^2}{\cos^2 \theta}. \quad (2)$$

С помощью полученного выражения была разработана компьютерная модель, в которой площадь поперечного сечения излучения разбивалась квадратной сеткой 100×100 с шагом $\Delta x = \Delta y = 0,12$ мм. В пределах ячейки интенсивность и, следовательно, нелинейная добавка $n_2(I)$ к показателю преломления атмосферы предполагались постоянными. В расчетах рассматривается траектория лучей, исходящих из центра каждой ячейки с весом, соответствующим значению исходного распределения интенсивности для данной координаты центра ячейки. В начальной плоскости фазовый фронт предполагался плоским и, следовательно, лучи

параллельными оси z . На каждом шаге dz для каждого луча в соответствии с (2) определяются dr и соответствующие новые пространственные координаты лучей. С учетом начальных и новых пространственных координат для каждого луча определяются новые направляющие косинусы. Новое расположение лучей определяет распределение интенсивности по поперечным координатам на соответствующей плоскости z . Для улучшения точности результатов при получении распределения интенсивности каждый луч рассматривался как совокупность параллельных лучей разбиением каждой ячейки на 10×10 субъячеек. Производная интенсивности по радиусу на каждом шаге dz определялась путем аппроксимации распределения интенсивности гауссовской кривой. На следующем шаге полученные координаты луча, его направляющие косинусы и распределение интенсивности используются как исходные данные для определения следующих соответствующих величин. На каждом шаге по z определялась максимальная интенсивность в пучке и сравнивалась со значением пороговой интенсивности ионизации молекул воздуха ($I_i = 5 \cdot 10^{13}$ Вт/см²), что служило критерием для окончания эксперимента. Значение dz выбиралось в зависимости от величины вклада нелинейной фокусировки в процесс распространения и изменялось от 1,0 до 0,01 м вблизи нелинейного фокуса.

Как показали предварительные расчеты, при значениях мощности импульса $P = (2 \div 5)P_{cr}$ и радиусе пучка $a = 0,35$ см (здесь и далее используется критическая мощность самофокусировки, определенная в эксперименте [5], $P_{cr} \approx 6 \cdot 10^9$ Вт) на процесс формирования филамента оказывает сильное влияние дифракционное расширение пучка. В связи с этим в расчеты была введена поправка, учитывающая дифракцию. Для учета влияния дифракции на каждом шаге по z из гауссовской аппроксимационной кривой интенсивности определялось значение радиуса пучка. Далее, предполагая, что распределение интенсивности в поперечной плоскости в процессе распространения остается гауссовским, согласно [6], определяем изменение поперечного радиуса пучка под действием дифракции на расстоянии dz как

$$a(dz) = a_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda dz}{\pi a_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Отношение $a(dz)/a_0$, умноженное на соответствующие поперечные координаты луча, определяет смещение каждого луча по поперечным координатам вследствие влияния дифракции. На расстоянии Δz самофокусировку и дифракцию считаем независимыми процессами. Поэтому конечную поперечную координату луча можно определить как разность смещений луча под влиянием каждого из перечисленных процессов. Отметим, что радиус поперечного сечения пучка в процессе самофокусировки изменялся от 0,35 см в начальной плоскости до 0,01 см в точке начала филаментации.

На рис. 1 приведена длина пути, проходимого пучком до начала филаментации в зависимости от мощности излучения с учетом (кривая 1) и без учета (кривая 2) влияния дифракции.

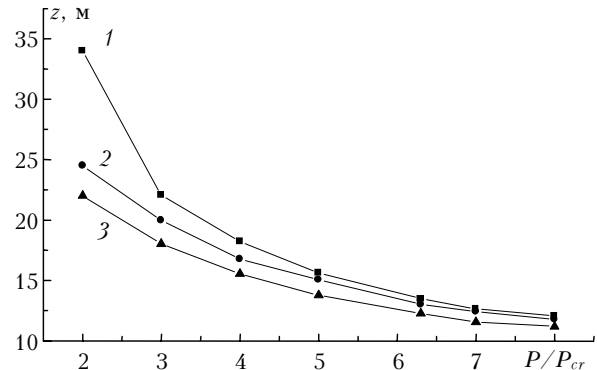


Рис. 1. Длина образования нелинейного фокуса в зависимости от мощности лазерного импульса в регулярной среде: 1 – с учетом, 2 – без учета дифракции, 3 – с учетом дифракции в турбулентной атмосфере

Видно, что с увеличением мощности импульса, вследствие того что излучение до начала филаментации проходит незначительное расстояние по сравнению с дифракционной длиной, влияние дифракции проявляется слабее. Относительное удлинение расстояния до начала филаментации с учетом дифракции при $P = 8P_{cr}$ составило 8%. При уменьшении мощности импульса влияние дифракции усиливается и при $P = 2P_{cr}$ составило 55%. Для условий, реализованных в наших расчетах, влияние дифракции при $P \geq 2P_{cr}$ незначительно. При меньших значениях мощности необходимо учитывать влияние дифракции на длину формирования нелинейного фокуса.

Для учета влияния турбулентности атмосферы была использована упрощенная модель, представляющая атмосферу состоящей из вихрей или шаров со случайными величинами показателя преломления $n = n_0 + n_1$, где $\langle n_1 \rangle = 0$. Размеры шаров также изменяются случайным образом от внутреннего масштаба турбулентности l_0 до внешнего L_0 [7]. Неоднородности малых размеров дают некоррелированные вклады в процесс распространения пучка, поэтому сумма этих вкладов близка к нулю. Неоднородности с размерами, значительно превышающими радиус пучка, можно представить в виде сфер, влияние которых сводится к случайной фокусировке или к дефокусировке пучка в зависимости от знака n_1 . Влияние сфер с различными показателями преломления вдоль трассы распространения можно представить как влияние случайных линз. Таким образом, всю трассу можно представить в виде последовательности линз со случайными фокусными расстояниями.

По аналогии с методом фазовых экранов будем считать, что изменение направления лучей, составляющих пучок, происходит в момент пересечения линзы. Между линзами лучи распространяются как в регулярной среде. Флуктуирующая часть показателя

теля преломления атмосферы n_1 предполагалась равномерно распределенной в пределах $|n_1| \leq \alpha$. Для получения различных состояний турбулентности значение α изменялось в пределах $\alpha = 5 \cdot 10^{-7} \div 5 \cdot 10^{-6}$, дисперсия флуктуации показателя преломления $\sigma_n^2 = \langle n_1^2 \rangle = \alpha^2 / 3$.

Для оценки соответствия описанной модели реальной атмосфере используем приближенное выражение, приведенное в [7]. Согласно [7] значение структурной характеристики показателя преломления, реализованное в наших расчетах, соответствует атмосферной турбулентности со структурной характеристикой показателя преломления

$$C_n^2 \approx 1,9\sigma_n^2 \left(\frac{2\pi}{L_0} \right)^{2/3} \approx 2 \cdot 10^{-14} \div 2 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-2/3},$$

где $L_0 = 1$ м. Так как в (2) используется величина $\frac{n_2}{n_0} \frac{dI}{dr}$, которая, по сути, является производной показателя преломления в керровской среде, то для учета влияния турбулентности к ней прибавлялось значение производной показателя преломления, обусловленной атмосферной турбулентностью, которую приближенно можно записать как n_1/d , где d — диаметр случайной линзы или, что то же самое, размер неоднородности в виде сферы.

На рис. 2 приведено распределение интенсивности в поперечном сечении для пучка мощностью $P = 3,8 \cdot 10^9$ Вт, радиусом $a = 0,35$ см на различных расстояниях от начальной плоскости для $d \sim L_0$.

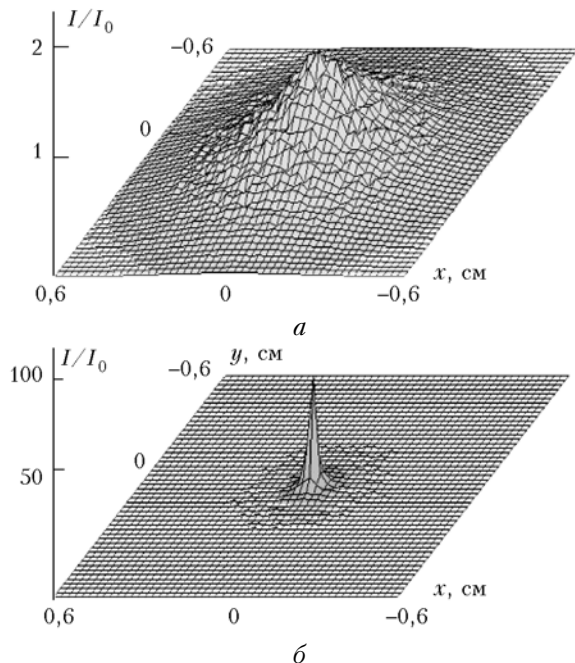


Рис. 2. Распределение интенсивности на плоскости: $z = 6,0$ м (а), $z = 11,5$ м (б)

Распределение на рис. 2, а соответствует распределению интенсивности в плоскости z , где процесс лавинообразного нарастания интенсивности

в центре пучка только начинается. На рис. 2, б представлено распределение интенсивности вблизи нелинейного фокуса. Флуктуации интенсивности (см. рис. 2, а) обусловлены дискретностью используемого метода. С увеличением количества ячеек эти флуктуации уменьшаются, однако при этом существенно увеличивается время счета. Поэтому в расчетах, с целью исключения влияния флуктуаций, обусловленных дискретностью метода, для определения производной интенсивности использовалась гауссовская аппроксимация распределения интенсивности в предположении, что гауссовость распределения сохраняется для центральной части, где сосредоточена основная часть энергии пучка. Использование такого подхода приводит к сглаживанию мелкокомасштабных флуктуаций, что, как показали численные эксперименты, при определении длины формирования одиночного филемента не существенно. При этом обеспечивается значительная экономия машинного времени.

Сравнение полученных результатов с результатами работы [2], где была рассчитана медленно меняющаяся амплитуда электрического поля импульса, показало удовлетворительное согласие. Отмечена схожесть результатов как в характере протекания процесса самофокусировки, так и в определении среднего значения расстояния до начала филематации. В отличие от [2] нелинейный фокус всегда образуется в центре лазерного пучка.

Известно, что при самофокусировке пиковая интенсивность нарастает нелинейным образом. Медленное увеличение интенсивности в начале трассы постепенно сменяется стремительным ее ростом по мере приближения к нелинейному фокусу. На рис. 3 приведена зависимость пиковой интенсивности в центральном временном слое от пройденного расстояния.

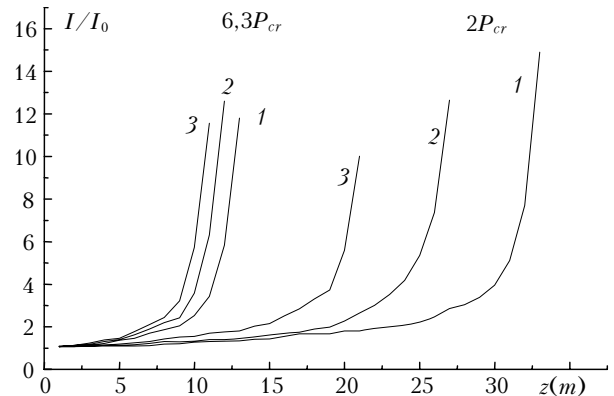


Рис. 3. Относительное изменение максимума интенсивности в центральном поперечном сечении импульса с мощностью $P = 6,3P_{cr}$ и $2P_{cr}$ в регулярной среде (1) и в турбулентной атмосфере при двух значениях C_n^2 ($C_n^2(3) > C_n^2(2)$)

Как видно из представленных результатов, при использовании предложенной нами методики расчетов процесс нарастания интенсивности полностью соответствует решению, полученному в [2]. Влияние турбулентности приводит к ускорению процесса нарастания пиковой интенсивности.

Как было указано выше, использованная нами модель атмосферы сглаживала мелкомасштабные флуктуации. В различных реализациях турбулентности с одинаковым C_n^2 разброс длин образования нелинейного фокуса был небольшой и составил менее 10% от средней длины образования нелинейного фокуса. На рис. 3 приведены зависимости интенсивности от расстояния для двух значений мощности при двух различных значениях C_n^2 . Как и следовало ожидать, при одинаковой турбулентности и $P = 2P_{cr}$ влияние турбулентности на процесс формирования филамента проявлялось сильнее, чем при $P = 6,3P_{cr}$. Увеличение турбулентности в каждом случае приводило к уменьшению длины формирования нелинейного фокуса.

На рис. 1 кривая 3 отображает зависимость средней длины формирования филамента от мощности импульса в турбулентной атмосфере при $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-2/3}$. Влияние турбулентности, в силу неустойчивости положительных флуктуаций интенсивности, ускоряет процесс самофокусировки. Это хорошо прослеживается при сравнении кривых 1 и 3. Влияние турбулентности приводит к сокращению средней длины формирования филамента и к флуктуациям длины образования нелинейного фокуса, которые вследствие выбранной модели несколько меньше, чем в [2]. Значение средней длины формирования нелинейного фокуса удовлетворительно согласуется с [2].

В заключение отметим, что использование методов геометрической оптики для расчета длины формирования филамента в турбулентной атмосфере дает результаты, удовлетворительно согласующиеся с результатами расчетов, полученными в приближении метода медленно меняющейся амплитуды.

Затрата машинного времени для определения положения нелинейного фокуса по сравнению с методом медленно меняющихся амплитуд значительно сократилась. Применение упрощенной модели турбулентности атмосферы способствовало уменьшению флуктуаций при определении средней длины формирования филамента. Указанные особенности метода расчета длины формирования нелинейного фокуса в приближении геометрической оптики могут дать преимущество при необходимости быстрого определения расстояния начала филаментации ультракороткого лазерного излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта ФПФИ 61-06 АН РУз.

1. Liu W., Hosseini S.A., Luo Q., 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. of Phys.* 2004. V. 6. N 6. P. 1–22.
2. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Тамаров М.П., Бродде А., Чин С. Зарождение и блуждание филамента при распространении мощного лазерного излучения в турбулентной атмосфере // *Квант. электрон.* 1999. Т. 29. № 1. С. 73–77.
3. Kasparian J., Solle J., Richard M., Wolf J.-P. Ray-tracing simulation of ionization – free filamentation // *Appl. Phys. B.* 2004. V. 79. P. 947–951.
4. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 383 с.
5. Broudeur A., Kosareva O.G., Chien C.Y., Ilkov F.A., Kandidov V.P., Chin S.L. Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air // *Opt. Lett.* 1997. V. 22. N 5. P. 304–306.
6. Звелто О. Принципы лазеров. М.: Мир, 1990. 558 с.
7. *Распространение лазерного пучка в атмосфере* / Под ред. Д. Стробена. М.: Мир, 1981. 414 с.

S.A. Bakhramov, A.K. Kasimov, Sh.D. Payziev. Propagation properties of high-power ultra short laser pulses in atmosphere.

A new method for determination of a distance up to the filaments onset of a high-power ultra short laser pulses in turbulent atmosphere is offered. The used methods of geometric optics allows a considerable reduction of the required computing time. The comparison with results obtained by the use of the slowly varying amplitude method has shown a satisfactory agreement.