

Энергетические характеристики излучения CO₂-лазера при фокусировке в турбулентной атмосфере в условиях ветровой рефракции

С.А. Шленов¹, В.В. Васильцов², В.П. Кандидов^{1*}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Международный учебно-научный лазерный центр 119991, г. Москва, Ленинские горы, 1

²Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН 140700, Московская область, г. Шатура, ул. Святозерская, 1

Поступила в редакцию 13.01.2016 г.

Средствами вычислительного эксперимента анализируется динамика во времени максимальной интенсивности и мощности в апертуре конечного размера фокусированного излучения на длине волны 10,6 мкм при тепловом самовоздействии в незамутненной аэрозолем турбулентной атмосфере. Рассмотрено распространение гауссовых пучков на трассах протяженностью до 160 м. Показано, что в условиях сильных флуктуаций показателя преломления наблюдаются интервалы времени, в которые максимальная интенсивность в средней части трассы при острой фокусировке пучка оказывается больше, чем в фокальной плоскости в конце трассы.

Ключевые слова: CO₂-лазер, ИК-излучение, тепловое самовоздействие, ветровая рефракция, турбулентная атмосфера; CO₂ laser, IR radiation, thermal self-action, thermal blooming, turbulent atmosphere.

Введение

В настоящее время возвращается интерес к проблемам передачи энергии на большие расстояния на атмосферной трассе [1–3]. В значительной степени он связан с прикладными задачами дистанционного нагрева удаленных объектов [4], который можно осуществить, фокусируя на них мощное излучение широкоапертурного лазера. В окнах прозрачности чистой атмосферы без существенной дымки на трассе поглощение и аэрозольное рассеяние излучения невелики, однако турбулентные флуктуации показателя преломления и нелинейные эффекты [5] могут препятствовать эффективной фокусировке излучения на удаленном объекте [6]. Для квазинепрерывного излучения наименьший энергетический порог среди нелинейных эффектов в атмосфере имеет тепловое самовоздействие [7, 8].

Детальная картина теплового самовоздействия и степень его влияния на пучок в общем случае зависят от множества факторов, которые были выявлены еще на ранней стадии исследований в 70-е и 80-е гг. [6, 9]. В условиях неподвижной воздушной среды, например в системах формирования выходного излучения, лазерный пучок, вследствие

теплового самовоздействия, дефокусируется и уширяется [10, 11]. Однако в присутствии даже небольшого ветра происходит конвективный вынос тепла из канала пучка. Возникающая в этом случае ветровая рефракция является наиболее важным механизмом трансформации пространственного распределения излучения: лазерный пучок отклоняется навстречу ветру, одновременно испытывая дефокусировку в поперечном направлении [12]. При этом если смещение центра тяжести излучения может быть относительно легко скомпенсировано простейшей адаптивной системой компенсации наклонов волнового фронта, то компенсация тепловой дефокусировки является гораздо более сложной задачей [13, 14], которая на протяженных трассах осложняется влиянием турбулентных флуктуаций показателя преломления, приводящих к случайным блужданиям и уширению пучка [15].

Турбулентное уширение пучка возрастает с уменьшением длины волны излучения [16, 17] и, начиная с некоторого уровня турбулентных флуктуаций, превалирует над чисто дифракционным ограничением пятна фокусировки, диаметр которого тем меньше, чем меньше длина волны. В результате с ростом турбулентности на атмосферной трассе оптимальная с точки зрения достижения максимальной средней интенсивности в фокальной плоскости длина волны излучения смещается в область среднего ИК-диапазона [18]. В этом диапазоне

* Святослав Александрович Шленов (shlenov@physics.msu.ru); Виктор Владимирович Васильцов (v.vasiltsov@mail.ru); Валерий Петрович Кандидов (kandidov@physics.msu.ru).

длин волн для создания малых мобильных систем с киловаттным уровнем средней мощности перспективными являются волноводные CO₂-лазеры [19, 20]. Лазеры этого типа обладают высоким кпд, хорошим качеством излучения в одномодовом режиме генерации и меньшими потерями в атмосфере по сравнению с источниками когерентного излучения более коротких длин волн. Апертура излучения порядка 5 мм позволяет при коэффициенте телескопирования, не превышающем 100, обеспечить острую фокусировку лазерного пучка на больших расстояниях.

В настоящей статье анализируются энергетические характеристики фокусированного квазинепрерывного излучения волноводного CO₂-лазера на атмосферной трассе при совместном влиянии на гауссов пучок случайных флуктуаций показателя преломления и ветровой рефракции в турбулентной атмосфере. Исследование проведено для излучения и трассы с параметрами, близкими к натурному эксперименту, который осуществляется в ИПЛИТ РАН. Рассмотрен режим одиночного импульса длительностью более 400 мс. Установлено, что в условиях сильных флуктуаций показателя преломления наблюдаются интервалы времени, в которые максимальная интенсивность в средней части трассы при острой фокусировке пучка оказывается больше, чем в фокальной плоскости в конце трассы. В таких условиях оптимальным решением с точки зрения передачи энергии в апертуру конечного размера может оказаться перефокусировка излучения за плоскость наблюдения.

Модель самовоздействия лазерного излучения в турбулентной атмосфере

Теоретический анализ распространения излучения при ветровой рефракции пучка в турбулентной атмосфере базируется на системе, состоящей из нелинейного уравнения для комплексной амплитуды светового поля E (в параболическом приближении) и уравнения переноса, описывающего изобарическое приращение температуры среды T , например [7, 10, 11, 21, 22]:

$$2ik_0 \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + \frac{2k_0^2}{n_0} \tilde{n} E + \frac{2k_0^2}{n_0} \frac{\partial n}{\partial T} T E + ik_0 \alpha_0 E, \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla_{\perp} T = \frac{\alpha I}{\rho c_p}, \quad (2)$$

где z — направление распространения пучка; Δ_{\perp} — поперечный лапласиан: $\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$; $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $\lambda = 10,6$ мкм — длина волны излучения CO₂-лазера; n_0 — невозмущенное значение показателя преломления; t — время в сопровождающей системе координат; \mathbf{v} — скорость ветра; $I = (cn_0/8\pi)EE^*$, c — скорость света; α , α_0 — коэффициенты поглощения и ослабления; ρ , c_p — плотность и теплоемкость воздуха. Второе и третье сла-

гаемые в правой части уравнения (1) включают в себя добавки к показателю преломления, обусловленные оптической турбулентностью (\tilde{n}) и нагревом среды вследствие поглощения лазерного излучения в воздухе $\left(\Delta n_{nl} = \left(\frac{\partial n}{\partial T} T\right)\right)$. При исследовании влияния стационарной ветровой рефракции будем предполагать, что скорость ветра постоянна $\mathbf{v} = \text{const}$ и без ограничения общности направлена вдоль оси x : $\mathbf{v} = v\mathbf{e}_x$.

Квазинепрерывное излучение основной моды CO₂-лазера на выходе лазерной системы ($z = 0$) моделируется сфокусированным гауссовым пучком вида

$$E(x, y, z = 0, t) = E_0 \exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{2a_0} + ik_0 \frac{x^2 + y^2}{2R_f}\right\} \theta(t), \quad (3)$$

где a_0 — радиус пучка по уровню интенсивности e^{-1} от максимального значения на оптической оси; R_f — фокусное расстояние; $\theta(t)$ — функция Хэвисайда. Уравнение распространения (1) решалось численно методом расщепления по физическим факторам в сочетании с алгоритмом быстрого преобразования Фурье для решения уравнения дифракции. Число узлов расчетной сетки в поперечном сечении пучка составляло 512×512 с шагом $\Delta x = \Delta y = 0,7$ мм, шаг в направлении распространения $\Delta z = 0,5$ м. Для численного решения уравнения (2) использовалась разностная аппроксимация производных с соотношением пространственного Δx и временного Δt шагов: $\Delta x = v\Delta t$.

Описание воздействия на лазерный пучок флуктуаций показателя преломления осуществлялось в рамках модели двумерных фазовых экранов. Для их построения использовался модифицированный спектральный метод с добавлением субгармоник [23], что позволяет учесть влияние характерных для атмосферы крупномасштабных флуктуаций, размер которых существенно превышает не только апертуру пучка, но и размер используемой вычислительной сетки. Подробно этот подход описан в [24]. При добавлении субгармоник мы делали четыре итерации сгущения шага сетки в окрестности нулевой частоты, на каждой из которых шаг уменьшался в три раза. Таким образом, максимальный пространственный масштаб воспроизводимых неоднородностей фазы в 81 раз превышал размер экрана и составлял более 60 м. В результате диапазон пространственных масштабов, воспроизводимых фазовым экраном, превышал четыре порядка.

В расчетах использовался модифицированный кармановский спектр пространственных флуктуаций показателя преломления, в явном виде содержащий внешний L_0 и внутренний l_0 масштабы турбулентности [25]. Чтобы учесть снос поля случайных флуктуаций под воздействием поперечного ветрового потока, проводилось построение набора (вдоль оси распространения z) прямоугольных эк-

ранов с протяженной буферной областью в наветренной части пучка (вдоль оси x) [21, 26, 27].

На рис. 1 показан характерный вид одного из фазовых экранов, использованных при моделировании распространения пучка в турбулентной атмосфере. Сдвиг экрана вдоль поперечного ветрового потока осуществлялся в рамках модели «замороженной» турбулентности [16].



Рис. 1. Пример реализации фазового экрана, описывающего турбулентные флуктуации фазы на участке трассы длиной 10 м в атмосфере. Значения фазы отображаются градиациями серого от минимального значения $-0,73$ (черный) до максимального $1,35$ (белый). Размер экрана $75 \times 37,5$ см. Внешний масштаб турбулентности $L_0 = 1$ м, внутренний $l_0 = 2$ мм

В настоящей работе рассмотрена ветровая рефракция пучка на приземной трассе длиной $z = 160$ м в условиях сильной турбулентности с параметрами: внешний масштаб $L_0 = 1$ м, внутренний $l_0 = 2$ мм, структурная постоянная $C_n^2 = 10^{-12} - 10^{-11} \text{ м}^{-2/3}$. Широкий диапазон пространственных масштабов на расчетной сетке обеспечивал адекватное воспроизведение фазовыми экранами атмосферных флуктуаций.

Характерные черты этого широкополосного пространственного спектра атмосферной турбулентности отчетливо представлены на рис. 1 в виде своеобразной «ватности» изображения случайного набега фазы в поперечном сечении пучка, включающего как общие наклоны фазы и случайные «линзы», вызывающие локальную фокусировку и дефокусировку в пучке, так и мелкомасштабную высокочастотную «рябь». Значение структурной постоянной $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$ соответствует индексу мерцаний [17] на трассе $\beta_0^2 = 1,26 C_n^2 k_0^{7/6} z^{11/6} = 0,073$. Это значение хорошо согласуется с относительной дисперсией интенсивности на оси $\beta_I^2 = 0,084$, полученной в вычислительном эксперименте в рамках системы (1)–(3) при распространении на трассе

в линейном режиме ($T = 0$) широкого ($a_0 = 6,25$ см) коллимированного ($R_f \rightarrow \infty$) пучка. Усреднение было проведено по времени в течение $1,13$ с при поперечной скорости ветра $v = 1$ м/с и по трем независимым наборам случайных фазовых экранов (рис. 2). При anomalously сильной турбулентности с $C_n^2 = 10^{-11} \text{ м}^{-2/3}$ параметр $\beta_0^2 = 0,73$ на трассе длиной 160 м. Это значение совпадает с β_0^2 для более

протяженной трассы $z = 562$ м с прежним значением $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$.

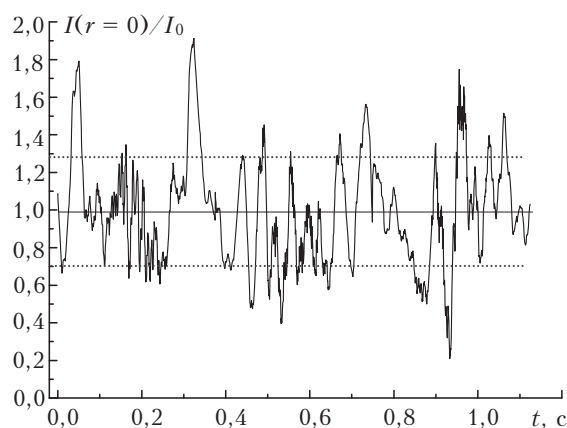


Рис. 2. Флуктуации интенсивности на оси широкого коллимированного пучка в зависимости от времени в условиях сильной турбулентности, $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$. Линейный режим распространения на трассе $z = 160$ м. I_0 – начальная интенсивность на оси пучка. Сплошной прямой отмечено среднее значение, пунктирными прямыми – отклонения от среднего с доверительным интервалом в 1σ

Параметр нелинейных искажений фокусированного пучка

Степень нелинейных искажений коллимированного пучка ($R_f \rightarrow \infty$) при стационарной ветровой рефракции в регулярной среде на расстоянии z характеризуется безразмерным параметром, который в условиях малого поглощения ($\alpha z \ll 1$) имеет вид [10]:

$$N_c = \frac{\left| \frac{\partial n}{\partial T} \right| P_0 \alpha z^2}{\pi n_0 \rho c_p \nu a_0^3}, \quad (4)$$

где P_0 — начальная мощность пучка. Выражение (4) получено в приближении геометрической оптики. При достижении параметром нелинейных искажений значения $N_c = 4$ дальнейшее увеличение мощности излучения уже не приводит к росту пиковой интенсивности на расстоянии z .

Обобщение параметра нелинейных искажений N для случая острой фокусировки (число Френеля $F = ka_0^2/R_f \gg 1$) имеет вид [28]:

$$N = N_c q, \quad q = \frac{2r^2}{r-1} \left(1 - \frac{\ln r}{r-1} \right), \quad r = a_0 / a(z), \quad (5)$$

где $a(z)$ — радиус фокусированного пучка на расстоянии z . В фокальной плоскости $z = R_f$ отношение радиусов r совпадает с числом Френеля.

В [28] параметр нелинейных искажений пучка обобщен и на случай фокусировки в турбулентной среде, когда в выражение (5) подставляется эффективное значение числа Френеля F^* :

$$r = F^* = \frac{F}{\sqrt{1 + (2\sqrt{2}a_0/r_0)^2}}, \quad (6)$$

где $r_0 = 1,68(k^2 z C_n^2)^{-3/5}$ — радиус когерентности плоской волны, прошедшей слой турбулентной атмосферы z [29]. В этом случае эмпирически учитывается в среднем рост расходимости излучения в случайно-неоднородной среде, который описывается уменьшением числа Френеля и, соответственно, уменьшением остроты фокусировки. Последнее приводит к меньшим нелинейным искажениям пучка. Однако строгий количественный анализ совместного влияния на пучок теплового самовоздействия и турбулентности атмосферы может быть проведен только численно в рамках волновой нелинейной оптики.

Анализ энергетических характеристик на основе вычислительных экспериментов

В численных экспериментах, выполненных на основе решения уравнений (1)–(2) для фокусированного гауссова пучка (3), были использованы параметры, близкие к планируемым нами в ИПЛИТ РАН натурным экспериментам. Параметры выход-

ного пучка лазерного комплекса с волноводным CO₂-лазером ТЛ-1000М с широкоапертурным телескопом с увеличением 25х следующие: радиус пучка $a_0 = 6,25$ см, расстояние фокусировки $R_f = 160$ м. В расчетах использовались значения коэффициентов поглощения и плотности воздуха, характерные для приземной атмосферы в летнее время года: коэффициент поглощения $\alpha = 2,9 \cdot 10^{-4}$ м⁻¹, плотность $\rho = 1,204$ Кг/м³. Поперечная компонента скорости однородного по трассе ветра составляет $v = 1$ м/с. Мощность пучка варьировалась так, что параметр нелинейных искажений в регулярной среде N (5) изменялся в диапазоне от 1 до 10.

При $N = 1$ в отсутствии турбулентности пучок в фокальной плоскости в установившемся режиме незначительно смещается навстречу ветру и вытягивается в поперечном направлении (рис. 3, а). В случайно-неоднородной среде при $C_n^2 = 10^{-12}$ м^{-2/3} (рис. 3, б) турбулентное уширение сопоставимо с тепловым, а при дальнейшем увеличении структурной постоянной превышает его (рис. 3, в). При $C_n^2 = 10^{-11}$ м^{-2/3} распределение интенсивности становится более изотропным, при этом сохраняется смещение центра тяжести пучка навстречу ветру.

Для более мощного пучка ($N = 10$) ветровая рефракция ярко выражена, распределение интенсивности приобретает характерную серповидную форму с несколькими побочными максимумами на оси x вдоль направления ветра и сильной дефокусировкой вдоль оси y (рис. 3, з). Максимум интенсивности в регулярной среде смещается навстречу ветру на 2,8 см. Серповидная форма пучка отчетливо выражена и в турбулентной среде $C_n^2 = 10^{-12}$ м^{-2/3} (рис. 3, д), ее очертания сохраняются даже в условиях очень сильной турбулентности с $C_n^2 = 10^{-11}$ м^{-2/3} (рис. 3, е).

Нелинейные искажения лазерного пучка сопровождаются резким уменьшением пиковой интенсивности относительно ее величины на фронте импульса, где ветровая рефракция отсутствует (рис. 4). При этом если при значении параметра нелинейности $N = 1$ падение максимальной интенсивности в установившемся режиме ветровой рефракции по сравнению с фронтом импульса составляет около 35%, то при увеличении мощности в десять раз ($N = 10$) наблюдается более чем двадцатикратное уменьшение интенсивности. Как следствие, максимальная интенсивность в плоскости фокусировки в более мощном пучке оказывается меньше, чем у менее мощного пучка. В среднем это соотношение для максимальных интенсивностей сохраняется и в турбулентной атмосфере.

На рис. 4 видно, что в данной реализации в течение интервала времени 0,3 с (80% полной длительности импульса) значения максимальной интенсивности в турбулентной среде оказываются больше, чем в регулярной, временами превышая регулярное значение при ветровой рефракции в несколько раз. Кроме этого, возможны ситуации, когда максимальная интенсивность в середине трассы на расстоянии $z = 80$ м превышает интенсивность в фокальной плоскости (интервал 0,27–0,35 с).

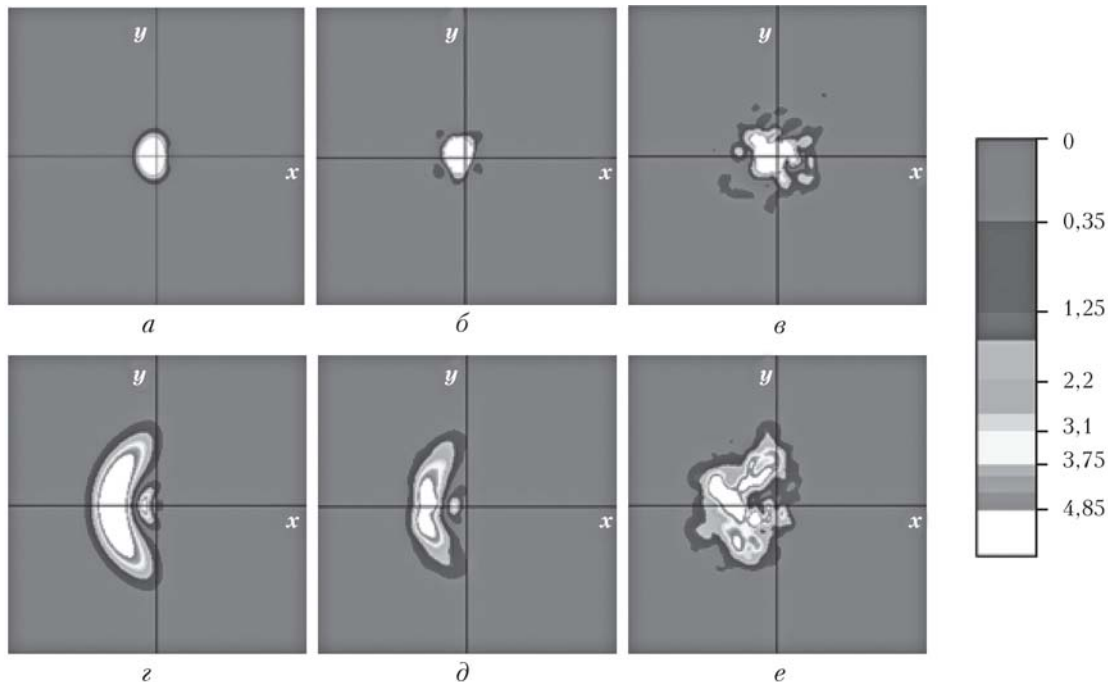


Рис. 3. Распределения интенсивности в поперечнике пучка в фокальной плоскости $z = 160$ м, полученные в произвольные моменты времени в установившемся режиме распространения. Размер изображенной области $18,75 \times 18,75$ см, оптическая ось начального пучка находится в центре. Направление ветра — слева направо. Параметр нелинейных искажений $N = 1$ (a – $в$), 10 (z – e); $C_n^2 = 0$ (a , z), 10^{-12} ($б$, $д$), $10^{-11} \text{ м}^{-2/3}$ ($в$, e). Значения интенсивности на вставке справа нормированы на максимальную интенсивность в плоскости $z = 0$

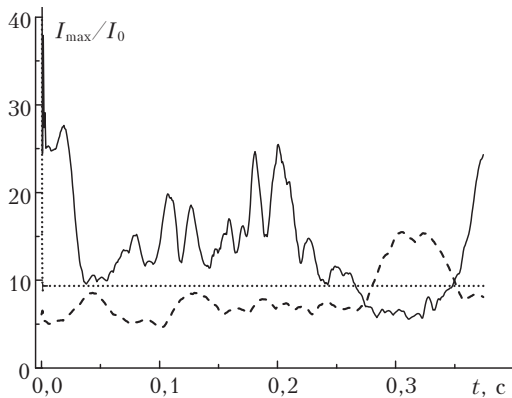


Рис. 4. Изменение максимальной интенсивности со временем в сфокусированном пучке в плоскости фокусировки $z = 160$ м при $N = 10$ на трассе с $C_n^2 = 10^{-11} \text{ м}^{-2/3}$ (сплошная кривая) и в регулярной среде (пунктирная кривая), а также в середине трассы на расстоянии $z = 80$ м (штриховая кривая). Интенсивность нормирована на начальное значение I_0 в плоскости $z = 0$

Не менее важным энергетическим параметром, чем максимальная интенсивность в сечении пучка, является мощность в заданной апертуре. Смещение пучка и уменьшение пиковой интенсивности приводят в условиях ветровой рефракции к уменьшению мощности излучения в апертуре конечного размера с центром на оптической оси. Поперечное смещение в плоскости регистрации может быть скорректировано юстировкой фокусирующего зеркала в отсутствие турбулентных флуктуаций или применением

адаптивной системы коррекции углов наклона волнового фронта в случайно-неоднородной среде. Поэтому для количественного анализа влияния ветровой рефракции на энергетические характеристики излучения в плоскости наблюдения мы вычислили величину мощности, содержащейся в круговых апертурах (пятнах) радиуса a_1 и a_2 с центром в точке с максимальной интенсивностью излучения. Значение радиуса первой апертуры a_1 выбиралось равным $0,43$ см, что совпадало с радиусом сфокусированного на мишень гауссова пучка по уровню e^{-1} интенсивности в линейном случае на рассматриваемом расстоянии $z = 160$ м. Площадь второй апертуры была в четыре раза больше, $a_2 = 2a_1 = 0,86$ см. В линейном случае при отсутствии ветровой рефракции такие апертуры, размещенные на оси пучка, содержат 63% и 98% мощности излучения соответственно.

При ветровой рефракции вследствие падения интенсивности излучения и искажения профиля пучка мощность в апертуре ограниченного радиуса существенно снижается. В регулярной среде в пучке с параметром нелинейных искажений $N = 1$ мощность в апертуре a_1 снижается до 47% полной мощности, в апертуре a_2 — с 98% до 89%. В пучке с $N = 10$ падение мощности в заданных апертурах особенно существенно. В апертуре радиуса a_1 мощность не превышает 5%, радиуса a_2 — 15% (рис. 5). В результате при увеличении полной мощности излучения в 10 раз мощность в апертуре радиуса a_1 в условиях стационарной ветровой рефракции оказывается даже меньше, чем в пучке меньшей мощности.

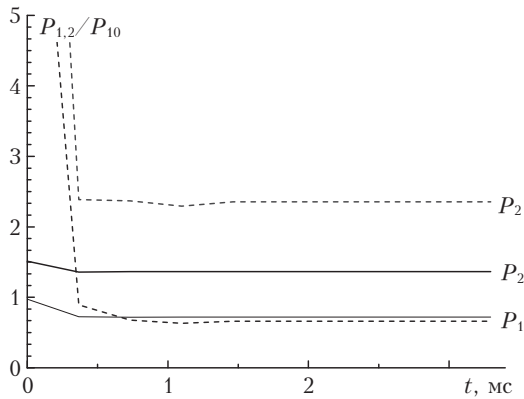


Рис. 5. Мощности P_1 в апертуре радиуса $a_1 = 0,43$ см и P_2 в апертуре радиуса $a_2 = 0,86$ см с центрами в точке с максимальной интенсивностью в сечении пучка при распространении на трассе длиной 160 м в регулярной среде. $N = 1$ (сплошная кривая), 10 (штриховая кривая). P_{10} — мощность в апертуре a_1 на фронте импульса с $N = 1$

Аналогичная картина наблюдается и в турбулентной среде, где мгновенные значения мощности флуктуируют в окрестности регулярных значений, как превышая их, так и находясь ниже этих значений (рис. 6).

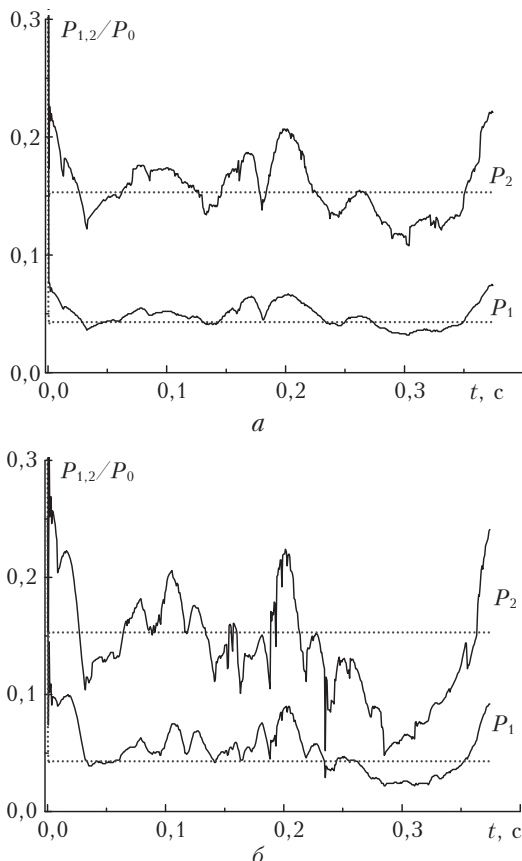


Рис. 6. Изменение во времени мощности P_1 в апертуре радиуса $a_1 = 0,43$ см и P_2 в апертуре радиуса $a_2 = 0,86$ см с центрами в точке с максимальной интенсивностью на трассе длиной 160 м в турбулентной атмосфере с $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$ (а) и $10^{-11} \text{ м}^{-2/3}$ (б), $N = 10$. Пунктирными прямыми отмечены значения мощности в регулярной среде

С ростом структурной постоянной C_n^2 возрастает и дисперсия флуктуаций мощности в апертурах конечного размера.

Заключение

Результаты численного моделирования показали, что для излучения CO_2 -лазера эффекты ветровой рефракции на протяженной трассе в прозрачной турбулентной атмосфере, так же как и в однородной среде, с ростом мощности излучения при изменении параметра нелинейных искажений N от 1 до 10 приводят к уменьшению максимальной интенсивности и мощности в апертуре конечного размера. Максимальная интенсивность в фокальной плоскости может в течение продолжительного времени оставаться больше, чем ее стационарное значение в регулярной среде. Кроме этого, в условиях сильных флуктуаций показателя преломления наблюдаются интервалы времени, в которые максимальная интенсивность в средней части трассы даже при острой фокусировке пучка (число Френеля $F = ka_0^2/R_f = 14,5$) оказывается больше, чем в фокальной плоскости в конце трассы. Последнее обстоятельство свидетельствует о том, что при ветровой рефракции на атмосферной трассе могут реализовываться такие условия, когда оптимальной является перефокусировка излучения за плоскость наблюдения.

1. Гейнц Ю.Э., Грачев Г.Н., Землянов А.А., Кабанов А.М., Павлов А.А., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. Тепловое самовоздействие мощного непрерывного и импульсно-периодического излучения CO_2 -лазера в воздухе: I. Численное моделирование распространения на атмосферной трассе // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26, № 5. С. 363–370; Geints Yu.E., Grachev V.N., Zemlyanov A.A., Kabanov A.M., Pavlov A.A., Ponomarenko A.G., Tishchenko V.N. Thermal Self-Action of High-Power Continuous and Pulse-Periodic CO_2 Laser Radiation in Air: I. Numerical Simulation of Propagation along an Atmospheric Path // Atmos. Ocean. Opt. 2014. V. 27, N 2. P. 107–114.
2. Грачев Г.Н., Землянов А.А., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н., Гейнц Ю.Э., Кабанов А.М., Павлов А.А., Павлов Ал.А., Погодаев В.А., Пинаев П.А., Смирнов А.Л., Стаценко П.А. Тепловое самовоздействие мощного непрерывного и импульсно-периодического излучения CO_2 -лазера в воздухе: II. Лабораторные эксперименты // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26, № 9. С. 726–733; Grachev V.N., Zemlyanov A.A., Ponomarenko A.G., Tishchenko V.N., Geints Yu.E., Kabanov A.M., Pavlov A.A., Pavlov Al.A., Pogodaev V.A., Pinaev P.A., Smirnov A.L., Statsenko P.A. Thermal Self-Action of High-Power Continuous and Pulse-Periodic CO_2 Laser Radiation in Air: II. Laboratory Experiments // Atmos. Ocean. Opt. 2014. V. 27, N 2. P. 115–122.
3. Банах В.А., Фалиц А.В. Численное моделирование распространения лазерных пучков, формируемых многоэлементными апертурами, в турбулентной атмосфере при тепловом самовоздействии // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26. № 5. С. 371–380; Banakh V.A., Falits A.V. Numerical Simulation of Propagation of Laser Beams Formed by Multielement

- Apertures in a Turbulent Atmosphere under Thermal Blooming // *Atmos. Ocean. Opt.* 2013. V. 26, N 6. P. 455–465.
4. *Stoneback M., Ishimaru A., Reinhardt C., Kuga Y.* Temperature rise in objects due to optical focused beam through atmospheric turbulence near ground and ocean surface // *Opt. Eng.* 2013. V. 52, N 3. 036001 (8 p.).
 5. *Кандидов В.П.* Обзор нелинейных эффектов при распространении лазерного излучения в атмосфере // *Нелинейная оптика и оптоакустика атмосферы*. Томск: ИОА СО РАН, 1988. С. 3–12.
 6. *Мощные лазерные пучки в случайно-неоднородной атмосфере* / Под ред. В.А. Банаха. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1998. 340 с.
 7. *Зуев В.И., Землянов А.А., Копытин Ю.Д.* Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 6. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 256 с.
 8. *Распространение лазерного пучка в атмосфере: Проблемы прикладной физики* / Под ред. Д. Стробена. М.: Мир, 1981. 416 с.
 9. *Gebhardt F.G.* Twenty-Five Years of Thermal Blooming: An Overview // *Propagation of High-Energy Laser Beams through the Earth's Atmosphere*. SPIE. 1990. V. 1221. P. 1–25.
 10. *Смит Д.К.* Распространение мощного лазерного излучения. Тепловое искажение пучка // *Труды института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике*. 1977. Т. 65, № 12. С. 59–103.
 11. *Воробьев В.В.* Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. М.: Наука, 1987. 199 с.
 12. *Алешкевич В.А., Сухоруков А.П.* Об отклонении мощных световых пучков под действием ветра в поглощающих средах // *Письма в ЖЭТФ*. 1970. Т. 12, вып. 2. С. 112–115.
 13. *Bradley L.C., Herrmann J.* Phase Compensation for Thermal Blooming // *Appl. Opt.* 1974. V. 13, N 2. P. 331–334.
 14. *Ахманов С.А., Воронцов М.А., Кандидов В.П., Сухоруков А.П., Чесноков С.С.* Тепловое самовоздействие световых пучков и методы его компенсации // *Изв. вузов. Радиофиз.* 1980. Т. 23, № 1. С. 1–37.
 15. *Выслоух В.А., Кандидов В.П., Чесноков С.С., Шленов С.А.* Адаптивная фокусировка интенсивных световых пучков, распространяющихся в нерегулярных средах // *Изв. вузов. Физ.* 1985. Т. 28, № 11. С. 30–41.
 16. *Зуев В.И., Банах В.А., Покасов В.В.* Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 5. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 270 с.
 17. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.
 18. *Gebhardt F.G.* High power laser propagation // *Appl. Opt.* 1976. V. 15, N 6. P. 1479–1493.
 19. *Бондаренко А.И., Васильцов В.В., Галушкин М.Г., Голубев В.С., Низьев В.Г., Панченко В.Я., Забелин А.М., Завалов Ю.Н., Якунин В.П.* Индустриальные СО₂-лазеры с высоким качеством излучения: сборник трудов ИПЛИТ РАН / Под ред. В.Я. Панченко, В.С. Голубева. М.: Интерконтакт Наука, 2005. С. 251–259.
 20. *Aleksandrov V.O., Budanov V.V., Vasil'tsov V.V., Galushkin M.G., Golubev V.S., Egorov E.N., Zelenov E.V., Panchenko V.Ya., Semenov A.N., Solov'ev A.V., Chashkin E.V.* New kilowatt waveguide CO₂ process lasers with high radiation quality // *J. Opt. Technol.* 2009. V. 76, iss. 5. P. 255–258.
 21. *Кандидов В.П., Шленов С.А.* Пространственная статистика светового пучка при ветровой рефракции в турбулентной атмосфере // *Квант. электрон.* 1985. Т. 12, № 5. С. 1490–1496.
 22. *Кандидов В.П.* Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // *Успехи физ. наук*. 1996. Т. 166, № 12. С. 1309–1338.
 23. *Johansson E.M., Gavel D.T.* Simulation of stellar speckle imaging // *Proc. SPIE*. 1994. V. 2200. P. 372–383.
 24. *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.
 25. *Andrews L.C., Phillips R.L.* Laser Beam Propagation through Random Medium. 2nd ed. Bellingham, WA: SPIE Press, 2005. 808 p.
 26. *Лукин В.П., Канев Ф.Ю., Коняев П.А., Фортес Б.В.* Численная модель адаптивной оптической системы. Часть 1. Распространение лазерных пучков в атмосфере // *Оптика атмосфер. и океана*. 1995. Т. 8, № 3. С. 409–418.
 27. *Dios F., Reclons J., Rodrigues A., Batet O.* Temporal analysis of laser beam propagation in the atmosphere using computer-generated long phase screens // *Opt. Express*. 2008. V. 16, iss. 3. P. 2206–2220.
 28. *Gebhardt F.G.* Atmospheric effects modeling for high-energy laser systems // *Proc. SPIE*. 1995. V. 2502. P. 101–110.
 29. *Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И.* Принципы адаптивной оптики. М.: Наука, 1985. 288 с.

S.A. Shlenov, V.V. Vasil'tsov, V.P. Kandidov. **Energy characteristics of laser radiation focused in the turbulent atmosphere under wind dominated thermal blooming.**

Temporal dynamics of maximum intensity and laser power in a finite-size aperture of the focused radiation at a wavelength of 10.6 microns under thermal self-action in a clear turbulent atmosphere is analyzed by means of computer simulation. Propagation of Gaussian beams along up to 160 m path is considered. It is shown that under strong turbulence conditions there are time intervals in which the maximum intensity in the middle of the path of a tightly focused beam is greater than in the focal plane at the end of the path.