

В.В. Колосов, М.Ф. Кузнецов, С.И. Сысоев

МИНИМИЗАЦИЯ УГЛОВОЙ РАСХОДИМОСТИ ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОГО ПУЧКА НА ВЕРТИКАЛЬНОЙ АТМОСФЕРНОЙ ТРАССЕ

Исследуется возможность оптимизации передачи энергии лазерного пучка, распространяющегося по вертикальной трассе через атмосферу, в дальнюю зону дифракции.

На основе численных расчетов малоуглового уравнения переноса излучения, выполненных для широкого диапазона энергетических параметров пучка, в том числе с фокусировкой по двум взаимноперпендикулярным осям, выделена область этих параметров, при которых происходит оптимальная передача энергии. Использование данного подхода и результатов позволяет оценить потенциальные возможности конкретных лазерных систем, передающих энергию через атмосферу.

Исследования в области распространения лазерного излучения показывают наличие многих факторов, изменяющих пространственно-временные характеристики излучения [1].

Наиболее типичная схема, рассматриваемая при передаче энергии на вертикальной трассе, подразумевает наличие источника излучения, слоя нелинейной среды и на некотором расстоянии объекта, принимающего излучение. Передачу энергии на удаленные объекты частично когерентного излучения через слой нелинейной среды рассматривают, в частности, авторы работ [2, 3]. При передаче возникает необходимость компенсации нелинейных эффектов, которые приводят к уширению угловой расходимости (ширины) пучка. Данную тему поднимают в своих работах ряд авторов. Исследования в работах ведутся или для когерентных пучков в квазиоптическом приближении [4] или используется безабберационное приближение [5].

Рассмотрим ситуацию распространения в дальнюю зону дифракции на вертикальной трассе мощного частично когерентного оптического излучения, которое попадает на вход нелинейной среды, при этом в плоскости излучения имеется возможность изменять как энергетические параметры излучения, так и начальную фокусировку пучка по двум взаимно перпендикулярным осям.

Ставится задача получить максимум эффективной плотности мощности в плоскости приема

$$W_{\text{эф}}(z_{\text{п}}) = P/S_{\text{эф}}(z_{\text{п}}), \quad (1)$$

где P и $S_{\text{эф}}$ — соответственно полная мощность пучка и его эффективная площадь в плоскости приема $z_{\text{п}}$, определяемая как

$$S_{\text{эф}}(z_{\text{п}}) = P^{-1} \iint_{-\infty}^{\infty} R^2 d\mathbf{R} \mathcal{W}(z_{\text{п}}, \mathbf{R}). \quad (2)$$

Расчет распространения оптического излучения проводим на основе решения уравнения переноса в малоугловом приближении, которое в эволюционных координатах, нормированных на длину рефракции

$$L_R^2 = \frac{\pi^{1/2} n_0 \rho c_p v a_0^3}{\alpha \left| \frac{dn}{dT} \right| P}, \quad (3)$$

имеет вид:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \mathbf{x} \nabla_{\mathbf{R}} + \frac{1}{2} \nabla_{\mathbf{R}} \tilde{\varepsilon}(z, \mathbf{R}, t) \nabla_{\mathbf{z}} \right) J(z, \mathbf{R}, \mathbf{x}, t) = 0, \quad (4)$$

где $\tilde{\varepsilon}(z, \mathbf{R}, t)$ — относительное возмущение диэлектрической проницаемости среды, обусловленное воздействием падающего излучения; $J(z, \mathbf{R}, \mathbf{x}, t)$ — яркость (лучевая интенсивность) излучения; a_0 — начальный радиус пучка; α — коэффициент объемного поглощения; ρ — плотность; c_p — удельная теплоемкость среды; n_0 — показатель преломления среды; v — скорость ветра. Изменение свойств среды с высотой (коэффициент поглощения, температура, направление и скорость ветра) учитываем, используя в расчетах сезонные модели атмосферы, разработанные в ИОА СО АН СССР.

В процессе расчетов получаем значения угловой ширины пучка, прошедшего нелинейный слой в дальней зоне дифракции

$$\theta_{\frac{1}{2}}^2 = S_{\text{эф}}/z_{\text{п}}^2. \quad (5)$$

На рис. 1 для летней модели атмосферы представлена зависимость $\theta_D^2 = \theta_\Sigma^2 / (a_0 / L_D)^2$ от длины рефракции, где $L_D^2 = k^2 a_0^4 / (1 + a_0^2 / a_k^2)$ — длина дифракции; a_k — радиус когерентности излучения; k — волновое число.

Как видно из рисунка, для L_R , больших эффективной толщины атмосферы (≈ 3 км), θ_D^2 близка к дифракционной, но при увеличении мощности до значения $L_R \approx 3$ км происходит резкое уширение пучка.

В практических ситуациях энергия передается, как правило, на ограниченную площадку, размеры которой могут быть существенно меньше $S_{\text{эф}}$. В этом случае интересна задача получения максимальной эффективной плотности мощности в плоскости приема

$$W_{\text{эф}}(z_{\text{п}}) = P/S_{\text{эф}}(z_{\text{п}}), \quad (6)$$

что позволяет наиболее оптимально передать энергию от источника приемнику. Учитывая выполнение соотношения

$$\theta_R^2 = \theta_\Sigma^2 / (a_0 / L_R)^2, \quad (7)$$

нетрудно убедиться, что из выражений (3), (6), (7), следует условие пропорциональности

$$W_{\text{эф}} \propto \theta_R^{-2}. \quad (8)$$

Физически это означает, что θ_R^2 — некоторая угловая ширина пучка, определяющая эффективную плотность мощности, передаваемую в пределах $S_{\text{эф}}$.

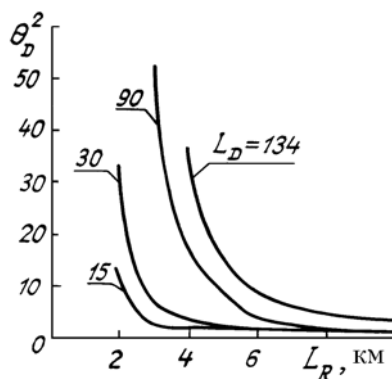


Рис. 1. Зависимость угловой ширины $\theta_D^2 = \theta_\Sigma^2 / (a_0 / L_D)^2$ от длины рефракции

На рис. 2 представлена зависимость θ_R^2 от L_R . Сплошная линия соответствует коллимированному пучку. Как видно из рисунка, существует оптимальное значение L_R , при котором θ_R^2 минимальна. Другими словами, существует такое значение начальной мощности P , при превышении которого происходит уменьшение $W_{\text{эф}}$, то есть на приемную площадку будет попадать меньшее количество энергии, чем при меньших начальных мощностях.

Далее рассмотрим результаты фокусировки пучка по двум взаимно перпендикулярным осям (рис. 2, штриховая линия). Для фокусировки использовались значения начальных фокусов, рассчитанные на основании простого алгоритма, описанного подробно в [6].

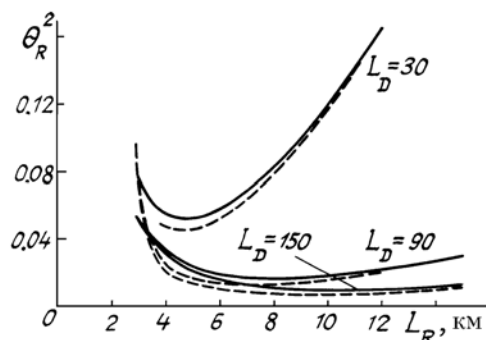


Рис. 2. Зависимость угловой ширины в $\theta_R^2 = \theta_\Sigma^2 / (a_0 / L_R)^2$ от длины рефракции, сплошная линия — коллимированный пучок, штриховая — сфокусированный пучок

Как видно, фокусировка позволяет увеличить эффективную плотность энергии. При этом следует отметить, что минимум $\theta_R^2 = f(L_R)$ смещен относительно коллимированного пучка в область большей начальной мощности пучка. При этом $W_{\text{эф}}$ увеличивается от 10% ($L_D = 30$ км) до 20% ($L_D = 150$ км).

Очевидно, для практики интересна область на рис. 2, где θ_R^2 минимальна. Для минимального значения угловой ширины пучка введем обозначение θ_m^2 . Соответствующее значение длины рефракции при котором достигается минимальное значение угловой ширины, обозначим как $L_{R,m}$. Тогда из анализа результатов, представленных на рис. 2, следует, что для $L_D > 50$ наблюдается, приблизительно, линейная зависимость длины рефракции $L_{R,m}$, при которой достигается θ_m^2 , от длины дифракции $L_{R,m}^2 \approx 0,83L_D$. Откуда следует, что $P_{\text{опт}} \sim \theta_D$, где $P_{\text{опт}}$ — оптимальная начальная мощность пучка, при которой данный пучок с длиной дифракции L_D передается с максимальной эффективной плотностью.

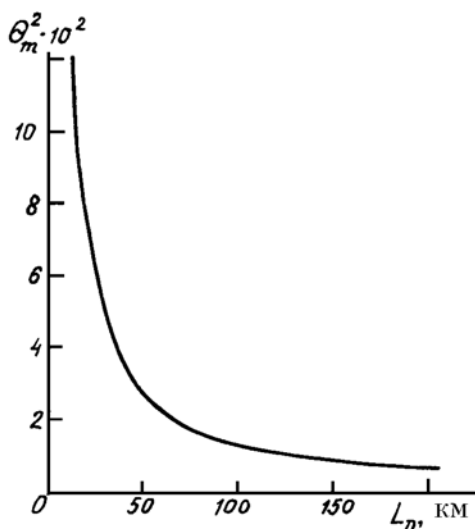


Рис. 3. Зависимость минимальной угловой расходимости θ_m^2 от длины дифракции

На рис. 3 представлена зависимость θ_m^2 от L_D для коллимированного пучка, из которой видно, что $\theta_m^2 \propto L_D^{-1}$.

Таким образом, из анализа результатов, представленных на рис. 2, выявлены следующие закономерности:

$$P_{\text{опт}} \propto \theta_D; W_{\text{эф, опт}} \propto \theta_D^{-1}. \quad (9)$$

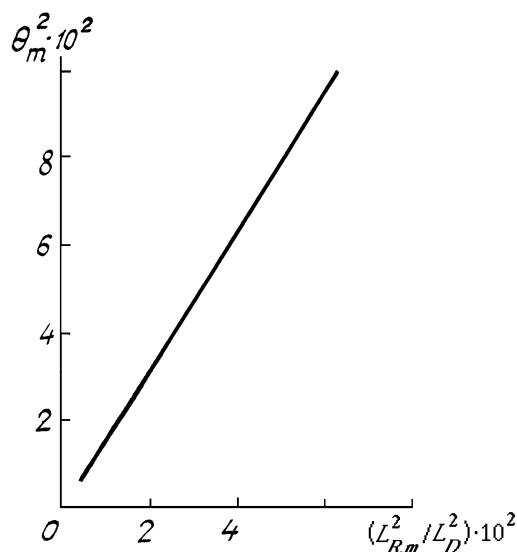


Рис. 4. Зависимость минимальной угловой расходимости θ_m^2 от отношения квадратов длины рефракции и длины дифракции

Откуда следует, что при улучшении когерентных свойств пучка (т.е. уменьшении θ_D), возможно пропорциональное θ_D^{-1} увеличение плотности мощности излучения. Однако отметим, что такое увеличение возможно только при согласованном уменьшении начальной мощности пучка. В противном случае уменьшение θ_D не приводит к заметному увеличению плотности мощности, а изменения начальной мощности пучка без согласованных изменений θ_D могут привести к уменьшению эффективности передачи энергии.

Полученные выше результаты можно представить в ином виде. На рис. 4 приведена зависимость θ_m от отношения квадратов длины рефракции и длины дифракции. Видно, что наблюдается линейная зависимость между этими величинами. Из этой зависимости следует, что при оптимальных условиях передачи, энергии через атмосферу выполняется следующее соотношение:

$$\theta_m^2 \approx 1,6\theta_D^2.$$

Это означает, что при оптимальных условиях передачи энергии вклад нелинейных эффектов в уширение пучка становится сравним, но остается меньше дифракционного уширения.

Таким образом, в статье рассмотрены условия эффективной передачи через атмосферу энергии непрерывного мощного частично когерентного излучения. Полученные результаты позволяют оценивать потенциальные возможности конкретных лазерных систем, передающих энергию через атмосферу.

1. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 256 с.
2. Землянов А.А., Синев С.Н. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 8. С. 44–50.
3. Бабаев И.К., Белкин М.С., Котеров В.Н. и др. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 2. С. 136–141.
4. Зуев В.Е., Коняев П.А., Лукин В.П. // Изв. вузов. Сер. Физика. 1985. Т. 28. № 11. С. 6–29.
5. Полякова И.Ю., Сухоруков А.П. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 12. С. 1258–1268.
6. Колосов В.В., Сысоев С.И. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 1. С. 83–89

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
15 января 1992 г.

V.V. Kolosov, M.E. Kuznetsov, S.I. Sysoev. Minimization of a Partially Coherent Light Beam Divergence in Case of Vertical Path of Propagation.

This paper deals with the investigation of a possibility of optimizing the laser beam energy transfer along a vertical path through the atmosphere and into the far zone of diffraction.

Based on the numerical solutions of the small angle radiation transfer equation made for a wide range of the energy parameters of the beam including focusing in two perpendicular directions, we have determined the regions of these parameters that provide optimal transfer of the laser beam energy. The approach presented, in this paper enables one to estimate the potentialities of laser systems developed for transportation of energy through the atmosphere.