

И.К. Бабаев, М.С. Белкин, В.Н. Котеров, А.Г. Красновский, Н.В. Чебуркин

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ ИК-ДИАПАЗОНА ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ

Представлены результаты теоретических исследований распространения через атмосферу с учетом эффекта теплового самовоздействия широкоапертурных пучков CO₂-лазера (т. е. пучков, для которых дифракционная длина значительно превышает толщину активного слоя атмосферы). Проведены численные расчеты средних энергетических характеристик излучения в плоскости наблюдения как в предположении о частичной, так и полной когерентности лазерного излучения. Показано, что в широком диапазоне выходных параметров лазерного излучения наблюдается удовлетворительное соответствие результатов расчетов, выполненных по обоим моделям.

В последние годы по-прежнему сохраняется интерес к проблеме транспортировки в атмосфере лазерной энергии на большие расстояния [1]. Для лазеров ИК-диапазона важнейшими эффектами, определяющими величину передаваемой энергии, являются молекулярное поглощение излучения [2], тепловое самовоздействие [3] и турбулентное уширение [4] лазерных пучков. Создаваемые для передачи энергии через атмосферу лазеры имеют расходимость излучения, в несколько раз превышающую дифракционный предел. Причинами этого являются различные физические процессы, протекающие внутри активной лазерной среды (см., например, [5]), многомодовая структура выходного излучения [6] и т.д.

Различная природа, многообразие и статистическая независимость ухудшения расходимости излучения создают серьезные трудности при детерминированном описании фазовых характеристик излучения. Поэтому наиболее перспективными для описания расходимости излучения ИК-лазеров представляются статистические подходы [4, 7], предполагающие частичную когерентность лазерного излучения. Однако численные расчеты распространения через атмосферу частично когерентного излучения по сравнению с аналогичными расчетами для когерентного излучения связаны с дополнительными трудностями, возникающими в результате увеличения размерности исследуемых функций [4, 7], что является причиной существенного роста требований к ЭВМ.

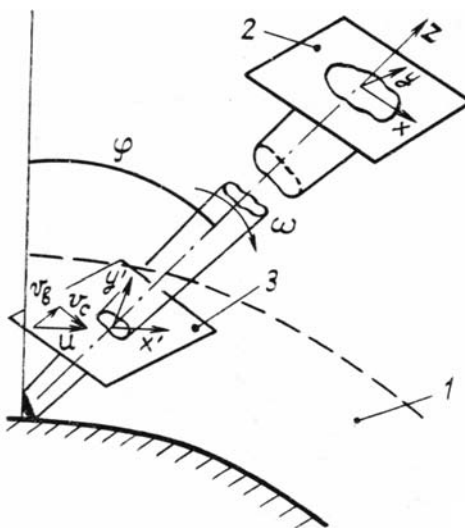


Рис. 1. Геометрическая постановка задачи: 1 — приземной слой атмосферы; 2 — плоскость наблюдения; 3 — промежуточная расчетная плоскость $z = z_i$, $v_c = 2\pi\omega z_i/360$ — линейная скорость сканирования; v_b — скорость атмосферного ветра; ϕ — зенитный угол; $\omega = d\phi/dt$ — угловая скорость сканирования

В данной статье проведены численные исследования распространения когерентного и частично когерентного излучения с целью сопоставления этих двух моделей при решении задач о транспортировке лазерной энергии с поверхности Земли за пределы нетурбулизованной атмосферы с учетом эффекта теплового самовоздействия. Геометрическая постановка задачи представлена на рис. 1.

Предположение об отсутствии турбулентных флуктуаций в атмосфере обычно оправдано, так как начальная расходимость излучения и характерные углы рефракции лучей на тепловых градиентах

плотности среды значительно превышают угол турбулентного уширения лазерных пучков на вертикальных атмосферных трассах [4].

1. Модель распространения когерентного излучения

Эта модель основана на совместном, самосогласованном решении параксиального уравнения волновой оптики, учитывающего рефракцию лучей на неоднородностях плотности среды и стационарного уравнения газовой динамики в акустическом приближении, учитывающего нагрев газовой среды излучением и диссипацию поглощенной энергии в результате вынужденной конвекции (ветер, сканирование лазерного пучка) [4]. Система уравнений модели имеет следующий вид:

$$2ik \frac{\partial \Psi}{\partial z} + \Delta_{\perp} \Psi + 2k^2 g(z) \rho'(x, y, z) \Psi / \rho_0(z) + ik\kappa(z) \Psi = 0; \quad (1)$$

$$\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2};$$

$$\begin{aligned} u(z) \frac{\partial}{\partial x'} \left[a^2(z) \Delta'_{\perp} - u^2(z) \frac{\partial^2}{\partial x'^2} \right] \rho'(x', y', z) = \\ = (\gamma - 1) \rho_0(z) a^2(z) \kappa(z) \Delta'_{\perp} I(x', y', z) / \gamma p_0(z); \\ I(x', y', z) = \Psi(x', y', z) \Psi^*(x', y', z), \end{aligned} \quad (2)$$

где x, y, z и x', y', z' — системы декартовых координат, в которых z выбрана вдоль оси распространения пучка, ось x — вдоль направления сканирования лазерного пучка, ось x' — вдоль направления скорости выноса газа $u(z)$ из канала пучка в результате вынужденной конвекции в каждом сечении $z = \text{const}$; $\rho_0(z), p_0(z)$ — невозмущенные плотность и давление воздуха; $a(z)$ — скорость звука; $g(z)$ — постоянная Гладстона-Дейля; $\kappa(z)$ — коэффициент поглощения; γ — отношение удельных теплоемкостей; ρ' — возмущенная плотность газа; Ψ, κ — волновая функция и волновое число. В общем случае, когда направление сканирования отличается от направления скорости ветра, система координат x', y', z' не совпадает с системой x, y, z .

Так как коэффициент молекулярного поглощения излучения убывает с высотой [2], то при сканировании с достаточно высокой угловой скоростью основной вклад в ухудшение характеристик излучения в результате теплового самовоздействия вносит часть атмосферы, расположенная вблизи источника излучения. Для этой области характерны дозвуковые скорости вынужденной конвекции $u(z) < a(z)$, при которых уравнение (2) относится к уравнениям эллиптического типа. Численное решение уравнения (2) осуществлялось методом циклической редукции [8]. Решение уравнения (1) на начальном участке трассы искалось с помощью метода расщепления при использовании аппарата быстрого преобразования Фурье, а в оставшейся области — с помощью интеграла Киргофа-Френеля.

2. Модель распространения частично когерентного излучения

Моделирование распространения частично когерентных лазерных пучков в атмосфере проводилось на основе самосогласованного решения уравнения переноса излучения и материального уравнения (2). Как было показано в работах [10–12], применение уравнения переноса для описания прохождения излучения в атмосфере корректно, если время корреляций флуктуаций интенсивности мало по сравнению с характерным временем отклика среды на эти флуктуации, а радиус когерентности излучения ρ_k много меньше эффективного поперечного размера пучка. При выполнении этих условий уравнение переноса принимает следующий вид:

$$\frac{\partial J}{\partial z} + \theta \nabla_R J + \tau_0 J \nabla_R n = 0, \quad (3)$$

где $J(\mathbf{R}, \theta, z)$ — функция Ригири, связанная с функцией взаимной когерентности $\Gamma(\mathbf{R}, \rho, z)$ лазерного пучка преобразованием Фурье по разностной координате ρ ; n — показатель преломления среды;

$$\Gamma(\mathbf{R}, \rho, z) = \int d^2\theta J(\mathbf{R}, \theta, z) \exp(i\kappa\theta\rho);$$

значения векторов $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$, $\rho = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ зависят от взаимного расположения двух рассматриваемых точек $\mathbf{r}_m = i\mathbf{x}_m + j\mathbf{y}_m$, $m = 1, 2$ в плоскости, перпендикулярной оси распространения пучка.

Применение к уравнению переноса излучения (3) метода характеристик позволило получить следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$dR/dz = \theta, \quad d\theta/dz = \nabla_R n(R, z). \quad (4)$$

Для решения системы уравнений (4) совместно с материальным уравнением (2) использовался метод, основанный на расчете траекторий совокупности лучей, исходящих из каждой точки излучающей апертуры под разными углами θ_0 и проходящих через последовательность преломляющих экранов, с помощью которых моделируется нелинейная среда. При этом для нахождения средней интенсивности, входящей в уравнение (2) в качестве источника тепловыделения, проводилось интегрирование функций Вигнера, соответствующих отдельным лучам, которые приходят под разными направлениями в заданный элемент пространства [13] по угловой координате

$$\langle I(R, z) \rangle = \int d^2\theta J(R, \theta, z). \quad (5)$$

Для применения этого метода, в отличие от метода, изложенного в [14], не требуется никаких дополнительных физических ограничений, помимо упомянутых ранее.

3. Результаты численных расчетов

Сравнение численных расчетов, выполненных на основе описанных ранее моделей, было проведено на примере решения задачи о транспортировке излучения $^{12}\text{CO}_2^{16}$ лазера через атмосферу. В расчетах использовались следующие характерные атмосферные условия и параметры излучения:

- климатическая модель атмосферы – среднеширотное лето СССР;
- расстояние до точки наблюдения $L = 0,6\kappa R_0^2$, R_0 – радиус апертуры излучателя;
- зенитный угол $\varphi = 45^\circ$ (см. рис. 1);
- скорость ветра у поверхности Земли вдоль оси x – 3,9 м/с; вдоль оси y – 0 м/с;
- угловая скорость сканирования лазерного пучка $\omega = 0,76$ град/с;
- распределение интенсивности на выходном срезе излучателя

$$I(x, y, 0) = I_0 \exp\left(-\left(r^2/R_0^2\right)^5\right), \quad r^2 = x^2 + y^2;$$

– угловые характеристики лазерного излучения: для модели распространения когерентного излучения – параболическое распределение фазы $S(x, y, 0) = \kappa\theta_{\perp 1}\theta_{\perp 2}r^2/4R_0$, для модели распространения частично когерентного излучения – гауссово распределение функции Вигнера по угловой координате

$$J(R, \theta, 0) = I(R, 0) \exp\left(-4\theta^2/\theta_{\perp 2}^2\right),$$

где $\theta_{\perp 1}$, $\theta_{\perp 2}$ – характерные углы расходимости лазера, нормированные на угол дифракционной расходимости $\theta_d = 1,22\lambda/R_0$.

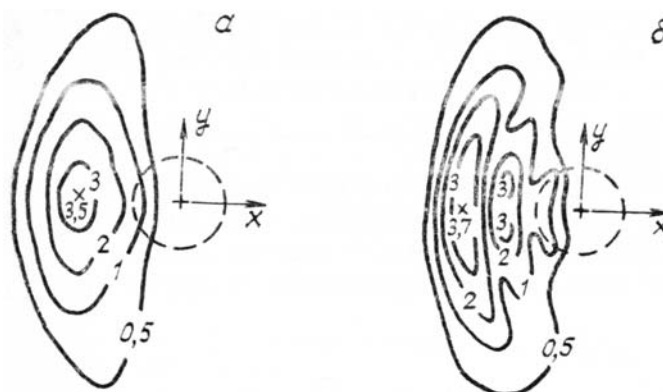


Рис. 2. Изофоты в плоскости наблюдения в случае частичной (а) и полной (б) когерентности излучения CO_2 -лазера мощностью 5 МВт, с расходимостью $\theta_{\perp 2} = \theta_{\perp 1} = 2\theta_d$. Штриховой кривой указан характерный размер лазерного пучка в плоскости наблюдения при отсутствии эффекта теплового самовоздействия

Отметим, что рассматриваемые далее углы расходимости излучения $\theta_{л1}$, $\theta_{л2}$ превышают угол турбулентного уширения лазерных пучков в атмосфере θ_t , который для излучения уширения волны $\lambda = 10,6$ мкм колеблется в интервале $4 \cdot 10^{-6} \div 1,5 \cdot 10^{-5}$ рад.

На рис. 2 представлены реализующиеся в плоскости наблюдения изофоты, рассчитанные для когерентного (рис. 2, б) и частично когерентного излучения (рис. 2, а) мощностью $P = 5$ МВт с расходимостью, равной двум дифракционным пределам. Расчетное пространственное распределение интенсивности излучения во многом оказывается схожим с распределением, полученным при решении задачи о распространении излучения на горизонтальных атмосферных трассах при наличии вынужденной конвекции [3]. Для него характерно образование серповидной формы и смещение центра тяжести пучка в направлении, противоположном скорости сканирования. Сравнение изофот, приведенных на рис. 2, показывает, что для когерентного излучения характерен более нерегулярный вид пространственного распределения интенсивности, вызванный нелинейным эффектом теплового самовоздействия. При этом величины локальных максимумов и минимумов интенсивности отличаются до 50% от аналогичных расчетов для частично когерентного излучения.

В действительности, дрожание систем наведения, турбулентность атмосферы и непредсказуемость атмосферных условий приведут к «размазыванию» в пространстве расчетной картины распределения интенсивности. В связи с этим вряд ли стоит ожидать, что используемые модели позволяют детально описать локальную структуру реального пространственного распределения интенсивности в плоскости наблюдения. Более достоверными являются выполненные по этим моделям расчеты средних энергетических параметров излучения. В качестве одного из таких параметров рассматривалось положение энергетического центра тяжести пучка, координаты которого определялись из следующего выражения:

$$r_{ц} = (x_{ц}, y_{ц}) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy r I(x, y, L) / \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy I(x, y, L),$$

где $I(x, y, L)$ — интенсивность излучения в плоскости наблюдения.

На рис. 3 приведены результаты расчетов смещения энергетического центра тяжести пучка в зависимости от мощности лазера, выполненные по двум моделям. Линейная зависимость смещения от мощности излучателя, хорошее количественное совпадение результатов свидетельствуют о том, что тепловое самовоздействие, приводящее к смещению энергетического центра тяжести пучка, происходит в узкой области атмосферы вблизи излучателя. В силу малости углов расходимости лазерного излучения пространственное распределение интенсивности практически не меняется в пределах этой области и не зависит от принятой модели описания распространения лазерных пучков. Из рис. 3 видно, что тепловое самовоздействие существенно для мощностей излучателя, превышающих 2–3 МВт. При этих мощностях смещение центра тяжести пучка становится больше характерного размера $R_* = \theta_{л2}L/2$, определяемого первоначальной расходимостью излучения.

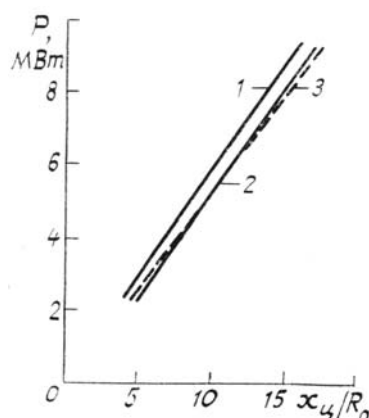


Рис. 3. Зависимости смещения энергетического центра тяжести лазерного пучка вдоль направления сканирования от мощности лазерного источника для когерентного (сплошные) и частично когерентного излучения (штриховые кривые) CO_2 -лазера с расходимостью $\theta_{л1} = 3\theta_d$ (1); $2\theta_d$ (2) и $\theta_{л2} = 2\theta_d$ (3)

В качестве другого параметра, определяющего энергетические характеристики излучения, рассматривалась мощность P_a , проходящая через квадрат со стороной a , центр которого совмещен с энергетическим центром тяжести пучка

$$P_a = \int_{-a/2}^{a/2} d(x - x_{ц}) \int_{-a/2}^{a/2} d(y - y_{ц}) I(x, y, L).$$

Зависимости мощности P_a от размера стороны квадрата a , рассчитанные по двум моделям для лазеров с различными значениями мощности и расходимости излучения, представлены на рис. 4.

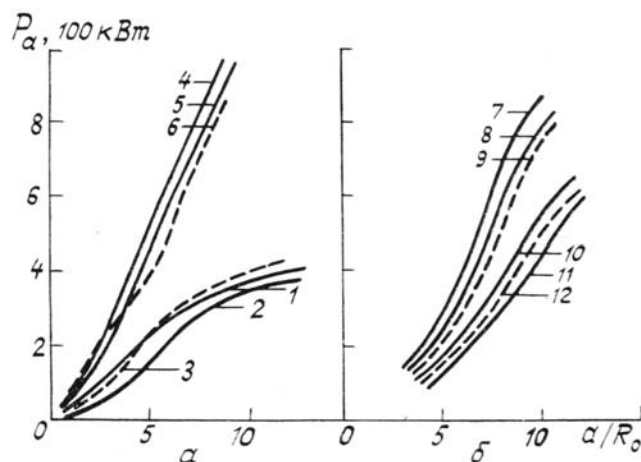


Рис. 4. Мощность излучения, проходящая в плоскости наблюдения через квадрат со стороной a , центр которого совмещен с энергетическим центром тяжести пучка. Расходимость излучения $\sim 20_\Delta$ (а), и $\sim 50_\Delta$ (б). Обозначения аналогичные рис. 3. $P = 2$ МВт при $\theta_{л1} = 2,50_\Delta$ (1), $\theta_{л1} = 30_\Delta$ (2), $\theta_{л2} = 20_\Delta$ (3); $P = 10$ МВт при $\theta_{л1} = 2,50_\Delta$ (4), $\theta_{л1} = 30_\Delta$ (5), $\theta_{л2} = 20_\Delta$ (6), $\theta_{л1} = 50_\Delta$ (7), $\theta_{л1} = 60_\Delta$ (8), $\theta_{л2} = 50_\Delta$ (9); $P = 5$ МВт при $\theta_{л1} = 50_\Delta$ (10), $\theta_{л1} = 60_\Delta$ (11), $\theta_{л2} = 50_\Delta$ (12)

Модель распространения когерентного излучения удовлетворительно описывает энергетические параметры излучения в условиях ярко выраженного теплового самовоздействия, даже если начальная расходимость излучения в 5 раз превосходит дифракционный предел (рис. 4, б). При этом лучшее совпадение с результатами расчета распространения частично когерентного излучения достигается, если предельный угол расходимости когерентного излучения несколько превышает значение угла расходимости частично когерентного излучения. Сравнение результатов расчетов также показывает, что используемая в расчетах модель распространения частично когерентного излучения неплохо описывает распространение излучения с расходимостью, близкой к дифракционному пределу (рис. 4, а), хотя в этом случае радиус когерентности становится сравним с радиусом лазерного пучка.

Итак, численные исследования прохождения через атмосферу излучения CO_2 -лазера, выполненные в широком диапазоне выходных лазерных параметров (мощность излучателя P равна 1–10 МВт, расходимость 2÷5 дифракционных предела), показали следующее:

1. Рассматриваемая модель распространения частично когерентного излучения, несмотря на используемые в ней упрощения, позволяет рассчитывать прохождение через атмосферу широкоапертурных лазерных пучков с расходимостью излучения, в 2 и более раз превышающей дифракционный предел.

2. Для описания средних энергетических характеристик лазерных пучков, распространяющихся через атмосферу, можно использовать модель когерентного излучения, имитируя начальную расходимость с помощью внесения сферичности в фазовый фронт излучателя с предельным углом по порядку величины, равным характерному углу расходимости частично когерентного излучения.

1. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Радио и связь, 1981. 281 с.
2. Kelli R. L. et al. // Opt. and Quant. Electronics. 1976. V. 8. № 2. P. 117.
3. Воробьев В. В. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. М.; Наука, 1987. 199 с.
4. Распространение лазерного пучка в атмосфере. Под ред. Стробена. М.: Мир, 1981. 414 с.
5. Димаков С. А. и др. Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 3. 466 с.
6. Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: Наука, 1979. 328 с.
7. Гудмен Дж. Статистическая оптика. М.: Мир, 1988. 527 с.
8. Ильин В. И. Численные методы решения задач электрофизики. М.: Наука, 1985. 333 с.
9. Марчук Г. И. Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1980. 535 с.
10. Распространение оптических волн в случайно-неоднородной атмосфере / Под ред. Зуева В.Е. Новосибирск: Наука, 1979. 125 с.
11. Колосов В. В., Кузиковский А. В. // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 3. С. 490.
12. Пасманик Г. А. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. № 2. С. 490–500.
13. Землянов А. А., Синеев С. Н. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 8. С. 44–50.
14. Колосов В. В., Кузнецов М. Ф. // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 9. С. 1099–1105.

I. K. Babaev, M. S. Belkin, V. N. Koterov, A. G. Krasnovskii,
N. V. Cheburkin. **Propagation of Wide-Aperture IR Laser Beams Through the Atmosphere.**

The paper presents the results of theoretical studies of the wide-aperture CO₂-laser beams (the beams for which the diffraction length is much greater than the thickness of active atmospheric layer) propagation through the atmosphere taking into account thermal blooming. Numerical calculations of the mean energy characteristics of the beams at the observation plane have been made for both partial and full coherence of the laser radiation. It is shown that the calculational results obtained for both these cases are in a good agreement for a wide range of output laser radiation parameters.