

В.А. Банах, Н.Н. Керкис, И.Н. Смалихо

ТЕПЛОВОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ НА НЕОДНОРОДНЫХ ТРАССАХ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Исследуется влияние турбулентности на распределение средней интенсивности частично когерентного лазерного пучка, распространяющегося в атмосфере при тепловом самовоздействии на вертикальных и наклонных трассах. Показано, что при расчетах тепловых искажений лазерных пучков видимого и ИК-диапазонов длин волн в атмосфере для многих практически важных ситуаций необходимо учитывать влияние турбулентности. Получены формулы, позволяющие по значениям набора функций на границе эффективного слоя атмосферы x_0 находить размеры и смещение пучка на любой трассе $x > x_0$, не проводя непосредственных вычислений распределения средней интенсивности.

В теоретических исследованиях теплового самовоздействия пучков, распространяющихся на вертикальных трассах, авторы работ [2–4] не учитывали влияния атмосферной турбулентности на распределение средней интенсивности в плоскости наблюдения. Однако необходимость такого учета может возникнуть при анализе распространения пучка на наклонных протяженных трассах в случае применения коротковолновых лазеров и при большой интенсивности турбулентных пульсаций показателя преломления воздуха [1].

В данной работе исследуется средняя интенсивность частично когерентного лазерного пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере на вертикальных и наклонных трассах при тепловом самовоздействии, на основе численного решения уравнения для функции взаимной когерентности поля волны. Проводится анализ влияния турбулентности на характеристики пучка при различных условиях распространения.

Для расчета средней интенсивности $\langle I(x, \rho) \rangle$ пучка в установившемся режиме теплового самовоздействия воспользуемся следующим подходом. Вся трасса x разбивается на N слоев. В плоскостях, где находится передняя граница каждого слоя, учитываются ослабление поля волны $U_j(x, \rho)$, происходящее за счет поглощения, и турбулентные искажения поля в приближении фазового экрана. В предположении δ -коррелированности вдоль трассы распространения и колмогоровского спектра турбулентных пульсаций показателя преломления [5] для функции когерентности

$$\Gamma_j(x', R, \rho) = \left\langle U_j\left(x', R + \frac{1}{2}\rho\right) U_j^*\left(x', R - \frac{1}{2}\rho\right) \right\rangle$$

из параболического уравнения для поля волны [1] после замены в нем наведенной температуры $T(x, \rho)$ на ее среднее значение $\langle T(x, \rho) \rangle$ можно получить уравнение [9]

$$\left(2ik \frac{\partial}{\partial x'} + 2\nabla_R \nabla_\rho\right) \Gamma_j(x', R, \rho) + k^2 \frac{\partial \varepsilon(x')}{\partial T} \cdot \left[\left\langle T\left(x_{j-1}, R + \frac{1}{2}\rho\right) \right\rangle - \left\langle T\left(x_{j-1}, R - \frac{1}{2}\rho\right) \right\rangle \right] \Gamma_j(x', R, \rho) = 0 \quad (1)$$

с граничным условием в плоскости раздела двух слоев

$$\Gamma_j(x_{j-1}, R, \rho) = \Gamma_{j-1}(x_{j-1}, R, \rho) \exp \left[- \int_{x_{j-1}}^{x_j} dx' \alpha_n(x') \right] \times \exp \left[- \left(1,46 k^2 \int_{x_{j-1}}^{x_j} dx' C_n^2(x') \right)^{6/5} \rho^2 \right], \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$; λ — длина волны; $\frac{\partial \varepsilon}{\partial T}$ — производная от диэлектрической проницаемости воздуха по температуре; α_n — коэффициент поглощения; C_n^2 — структурная характеристика турбулентных пульсаций показателя преломления; $\mathbf{x}' \in [x_{j-1}, x_j]$; $j = 1, 2, \dots, N$; $x_0 = 0$; $x_N = x$. Во второй экспоненте в (2) использована квадратичная аппроксимация [6].

Пренебрежение флуктуациями наведенной температуры $\tilde{T} = T - \langle T \rangle$ при выводе уравнения (1) согласно результатам работы [14] приемлемо при расчете средней интенсивности пучка, если внутри наведенной тепловой линзы, формирующейся в основном в нижнем 1–3-км слое тропосферы [1], реализуется условие слабых флуктуаций интенсивности, обусловленных турбулентными пульсациями показателя преломления. Такая ситуация практически всегда возникает на вертикальных трассах распространения.

В случае частично когерентного гауссовского пучка граничные условия для первого слоя в уравнении (1) зададим в виде [7]

$$\Gamma_0(0, \mathbf{R}, \rho) = I_0 \exp \left[-\frac{R^2}{a_0^2} - \frac{\rho^2}{4a_0^2} \left(1 + \frac{a_0^2}{a_k^2} \right) \right], \quad (3)$$

где I_0 — максимальное значение интенсивности; a_k — радиус когерентности; a_0 — радиус пучка.

Ограничившись при разложении в ряд Тейлора разности температур в (1) по ρ линейным членом и применив к (1) преобразование Фурье

$$J_j(x', \mathbf{R}, \mathbf{z}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho \Gamma_j(x', \mathbf{R}, \rho) e^{-i\mathbf{z}\rho}, \quad (4)$$

приходим к уравнению переноса излучения [8], после решения которого Γ_j в безразмерных переменных [9] можно представить как

$$\Gamma_j(x_j, \mathbf{R}, \rho) = \frac{P^2}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \mathbf{z} J_j \left(x_{j-1}, \tilde{\mathbf{R}}(x_{j-1}), \frac{d}{dx'} \tilde{\mathbf{R}}(x_{j-1}) \right) e^{iP\mathbf{z}\rho}, \quad (5)$$

где $\tilde{\mathbf{R}}$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2}{dx'^2} \tilde{\mathbf{R}}(x') = \frac{\nu(x')}{V_{\perp}} \nabla_{\tilde{\mathbf{R}}} \int_0^{\infty} d\tau \left\langle I \left(x_{j-1}, \tilde{\mathbf{R}}(x') - \frac{\mathbf{V}_{\perp}(x')\tau}{|\mathbf{V}_{\perp}(x')|} \right) \right\rangle \quad (6)$$

с граничными условиями $\mathbf{R}(x_j) = \mathbf{R}$, $\frac{d}{dx'} \tilde{\mathbf{R}}(x_j) = \kappa$, $\mathbf{x}' \in [x_{j-1}, x_j]$.

В (5) $P = L_d/R_{\text{нл}}$; $L_d = ka_0^2 / (1 + a_0^2/a_k^2)^{1/2}$ — эффективная длина дифракции;

$$R_{\text{нл}} = \left[\frac{V_{\perp}}{2} \left| \frac{\partial \varepsilon(0)}{\partial T} \right| \frac{\alpha_n(0) I_0}{\rho(0) C_p a_0 |\mathbf{V}_{\perp}(0)|} \right]^{-1/2} \quad (7)$$

— эффективная длина теплового самовоздействия в плоскости $x' = 0$; $\rho(0)$ и C_p — плотность и теплоемкость воздуха соответственно; $\mathbf{V}_{\perp}(0) = \{V_{z\perp}(0); V_{y\perp}(0)\}$ — перпендикулярная к оси распространения x' составляющая вектора скорости ветра в плоскости источника излучения.

Учитывая, что $\frac{\partial \varepsilon(x')}{\partial T} \sim \frac{\rho(x')}{T_a(x')}$, где T_a — абсолютная температура атмосферного воздуха, функция $\nu(x')$ в (6) будет определяться следующим образом [3]:

$$\nu(x') = \frac{\alpha_n(x') T_a(0) |\mathbf{V}_{\perp}(0)|}{\alpha_n(0) T_a(x') |\mathbf{V}_{\perp}(x')|}. \quad (8)$$

Расчет средней интенсивности проводился по численной схеме, изложенной в [9]. При этом использовались модели высотных профилей метеорологических и оптических параметров атмосферы

для средних широт [10–12]. Учет влияния турбулентных флуктуаций показателя преломления осуществлялся на основе результатов, изложенных в [13], где приведены модели высотного хода $C_n^2(x')$, соответствующие наилучшим условиям распространения света, когда C_n^2 принимает минимальные значения, и наихудшим условиям, когда C_n^2 принимает максимальные значения. Для характеристики средних условий в [13] построен третий профиль $C_n^2(x')$, соответствующий среднему геометрическому первых двух.

Коэффициент поглощения $\alpha_n(x')$, температура $T_a(x')$, поперечные составляющие скорости ветра $V_{\perp z}(x')$ и $V_{\perp y}(x')$ в (8) представлены в системе координат (связанной с пучком), начало которой совпадает с положением источника излучения. Обозначим: α_n^0 – коэффициент поглощения, T_a^0 – абсолютная температура атмосферного воздуха, V_{0z} и V_{0y} – составляющие скорости ветра соответственно по оси z (направление запад–восток) и по оси y (направление юг–север), представленные в системе координат, начало которой расположено на поверхности Земли.

Нетрудно получить такую связь:

$$\alpha_n(x') = \alpha_n^0(H_0 + x' \cos \Theta); \quad (9)$$

$$T_a(x') = T_a^0(H_0 + x' \cos \Theta); \quad (10)$$

$$V_{\perp z}(x') = V_{0z}(H_0 + x' \cos \Theta) [1 - (1 - \cos \Theta) \cos^2 \varphi] - \\ - V_{0y}(H_0 + x' \cos \Theta) \sin \varphi \cos \varphi (1 - \cos \Theta); \quad (11)$$

$$V_{\perp y}(x') = V_{0y}(H_0 + x' \cos \Theta) [1 - (1 - \cos \Theta) \sin^2 \varphi] + \\ + V_{0z}(H_0 + x' \cos \Theta) \sin \varphi \cos \varphi (1 - \cos \Theta), \quad (12)$$

где H_0 – высота источника излучения над Землей; Θ – зенитный угол; x' – ненормированная координата.

Из (11) и (12) видно, что поперечные составляющие скорости ветра $V_{\perp z}$ и $V_{\perp y}$ зависят не только от Θ , но и от угла φ (см. рис. 1).

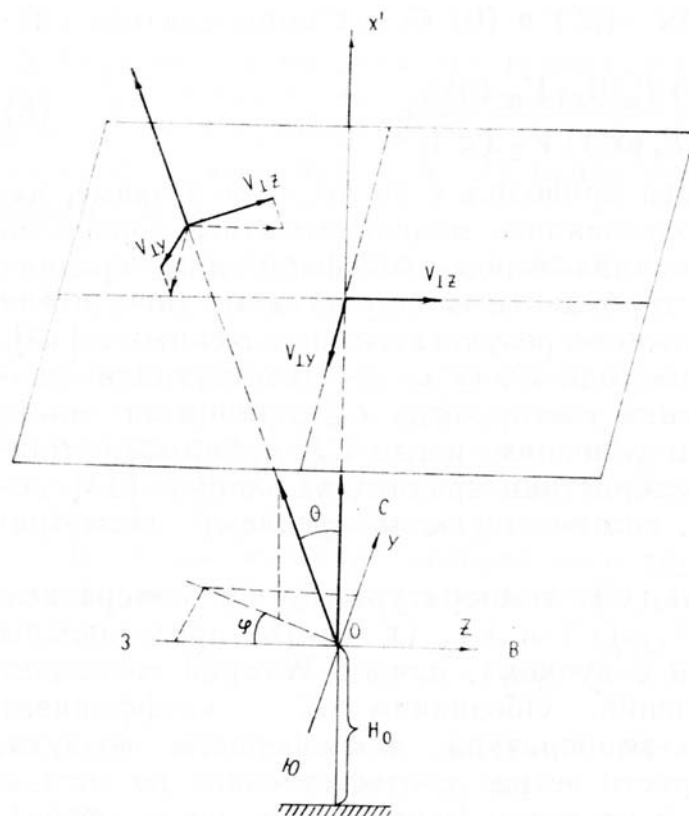


Рис. 1. Схема распространения лазерного пучка в атмосфере

Из (7), (11) и (12) следует, что эффективная длина теплового самовоздействия в плоскости источника зависит от высоты H_0 и углов Θ и φ . Обозначим через $\chi(\Theta, \varphi)$ отношение $R_{\text{нл}}/\Theta=0$ к $R_{\text{нл}}$. Тогда

$$\chi(\Theta, \varphi) = \left[1 - \sin^2 \Theta \frac{(V_{0z}(H_0) \cos \varphi + V_{0y}(H_0) \sin \varphi)^2}{V_{0z}^2(H_0) + V_{0y}^2(H_0)} \right]^{-1/4}. \quad (13)$$

Величина $\chi(\Theta, \varphi)$ принимает максимальное значение $\chi = 1/\sqrt{\cos \Theta}$ (при котором происходят наибольшие нелинейные искажения пучка), когда угол $\varphi = \arctg [V_{0y}(H_0)/V_{0z}(H_0)] = \varphi_1$, и минимальное ($\chi = 1$) — при $\varphi = \varphi_1 + \pi/2 = \varphi_2$. Следовательно, при изменении угла Θ , например, от 0 до 60, длина $R_{\text{нл}}$ для случая $\varphi = \varphi_1$, уменьшается в $\sqrt{2}$ раз (примерно во столько раз усиливаются тепловые искажения пучка), а при $\varphi = \varphi_2$, остается постоянной.

На рис. 2, 3 представлены результаты расчета распределения нормированной на максимальное значение $\langle I \rangle_{\text{max}}$ средней интенсивности пучка, распространяющегося на вертикальной трассе $x = 20$ км при больших параметрах нелинейности ($P^2 \gg 1$) и различных турбулентных условиях, полученные для летней модели коэффициента поглощения [11]. Расчет проводился для двух длин волн излучения (10,6 и 1,064 мкм) в случаях, когда длина нелинейности $R_{\text{нл}}$ задавалась одинаковой ($R_{\text{нл}} = 7$ км) и различной ($R_{\text{нл}} = 7$ км для 10,6 мкм и $R_{\text{нл}} = 22$ км для 1,064 мкм), но при одной и той же мощности излучения в плоскости источника. Такое различие обусловлено тем, что коэффициенты поглощения энергии пучков на этих длинах волн отличаются примерно на порядок [11, 12].

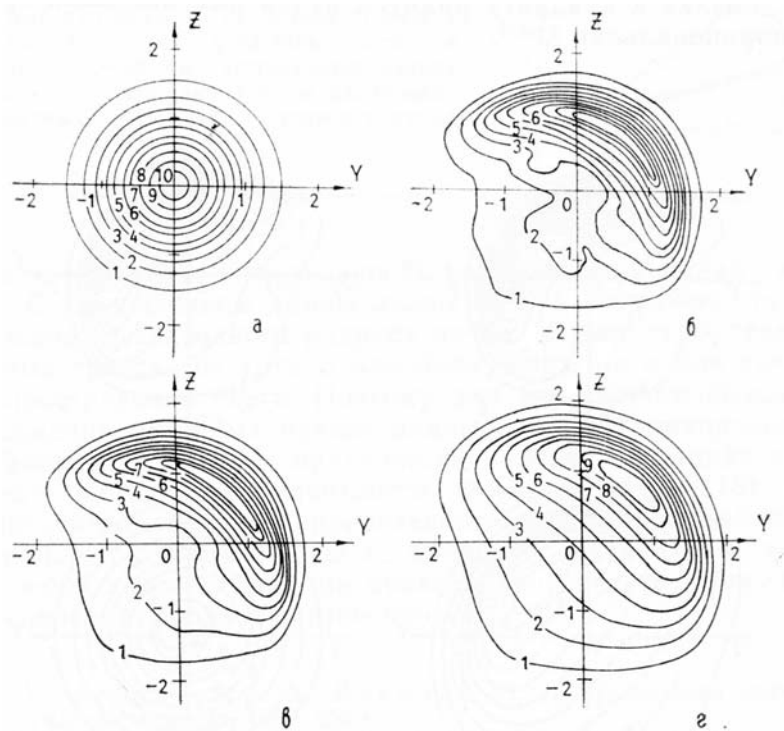


Рис. 2. Распределение средней интенсивности лазерного пучка на длине волны 10,6 мкм в плоскости излучения (а) и на расстоянии $x = 20$ км при наилучших (б), средних (в), и наихудших (г) турбулентных условиях распространения света для $R_{\text{нл}} = 7$ км

Как показали расчеты, при наилучших условиях распространения света (рис. 2,б и 3,а) турбулентность практически не оказывает влияния на распределение средней интенсивности пучка. Тепловые искажения при одинаковых значениях $R_{\text{нл}}$ для пучков на разных длинах волн, как видно из рис. 2, б и 3, а, мало отличаются друг от друга. Если $R_{\text{нл}} = 22$ км, то наоборот, нелинейными искажениями на трассе 20 км можно пренебречь. Турбулентность заметно сказывается на распределении средней интенсивности лишь при наихудших условиях (рис. 2,г, 3,в и 3,з). При этом, как и следовало ожидать, турбулентное расплывание пучка сильнее для лазера на длине волны 1,064 мкм (ср. рис. 2,г и 3,в).

Нами был проведен анализ средней интенсивности пучков для протяженных трасс $x \gg 20$ км, когда большая часть трассы проходит вне искажающего слоя атмосферы. Определим эффективную толщину искажающего слоя $x_э$, равную расстоянию вдоль направления распространения, на котором значения коэффициента поглощения и (или) структурной характеристики показателя преломления уменьшаются до уровня 10^{-3} от максимальных в плоскости $x' = 0$. В частности, для вертикальной трассы и длины волны 10,6 мкм коэффициент поглощения $\alpha_{\text{п}}$ спадает на три порядка в случае летней

модели [11] на расстоянии $x = x_3 = 60$ км. В то же время, для $\lambda = 1,064$ мкм отношение $\alpha_n(x')/\alpha_n(0)$ становится равным 10^{-3} уже на высотах $x' \approx 10$ км [12], когда значения $C_n^2(x')/C_n^2(0)$ до такого уровня еще не упали. В этом случае x_3 выбиралась равной 20 км, где уже и $C_n^2(x')$ удовлетворяет накладываемому требованию.

При $x > x_3$ можно считать, что пучок распространяется в однородной среде, и тогда для вектора смещения энергетического центра тяжести пучка $\mathbf{R}_c(x)$ и квадрата эффективного безразмерного радиуса пучка $g^2(x)$ нетрудно найти следующие соотношения:

$$\mathbf{R}_c(x) = \mathbf{R}_c(x_3) + \mu(x_3)(x - x_3); \quad (14)$$

$$g^2(x) = g^2(x_3) + \gamma(x_3)(x - x_3) + \beta(x_3)(x - x_3)^2, \quad (15)$$

где

$$\mu(x_3) = \frac{1}{P_0(x_3)} \int \int_{-\infty}^{+\infty} d^2R D(x_3, R) \langle I(x_3, R) \rangle; \quad (16)$$

$$\gamma(x_3) = \frac{2}{P_0(x_3)} \int \int_{-\infty}^{+\infty} d^2R (R - R_c(x_3)) D(x_3, R) \langle I(x_3, R) \rangle; \quad (17)$$

$$\beta(x_3) = \frac{1}{P_0(x_3)} \int \int_{-\infty}^{+\infty} d^2R [D^2(x_3, R) + G^2(x_3, R) - \mu^2(x_3)] \langle I(x_3, R) \rangle; \quad (18)$$

$$P_0(x_3) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} d^2R \langle I(x_3, R) \rangle, \quad D(x_3, R) = \{D_z, D_y\};$$

$$G(x_3, R) = \left\{ \frac{B_z^{1/2}}{\sqrt{B_z B_y - B_{zy}^2}}, \frac{B_y^{1/2}}{\sqrt{B_z B_y - B_{zy}^2}} \right\}.$$

Значения B_z, B_y, B_{zy}, D_z и D_y рассчитываются численно при нахождении функции когерентности Γ_j в плоскости x_3 [9]. Таким образом, определив коэффициенты μ, β и γ по формулам (16)–(18), после подстановки их в (14) и (15) можно найти ширину и смещение пучка на любой трассе $x > x_3$.

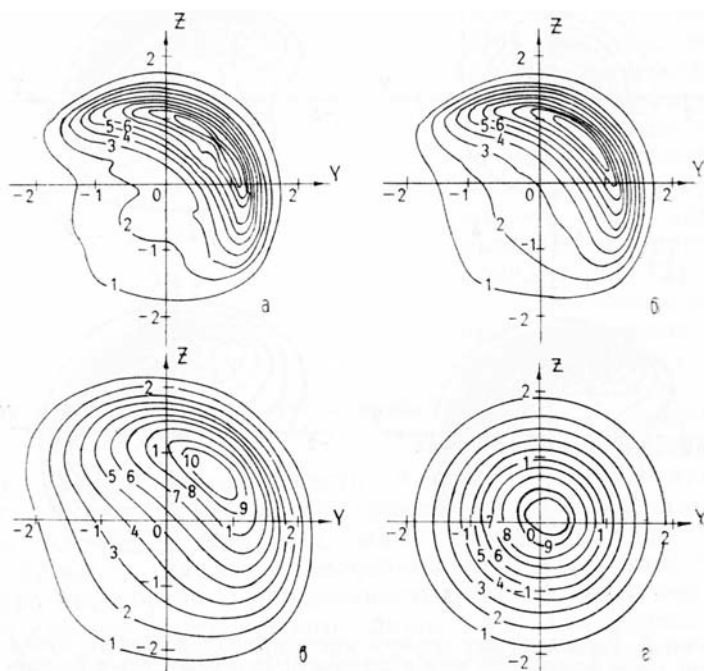


Рис. 3. Распределение средней интенсивности лазерного пучка на длине волны 1,064 мкм при $R_{пл} = 7$ км и наилучших (а), средних (б), наихудших условиях (в) и при $R_{пл} = 22$ км и наихудших условиях (г)

Из результатов расчета по формуле (15) следует, что уширение пучка излучения на длине волны 10,6 мкм на протяженных трассах при $R_{\text{нл}} \leq 7$ км в случае наилучших и средних условий распространения (относительно C_n^2) определяется в основном тепловыми искажениями, а для наихудших условий вклад нелинейности и турбулентности в уширение пучка сопоставим. С уменьшением длины волны ($\lambda = 1,064$ мкм) влияние турбулентности возрастает и при $R_{\text{нл}} = 22$ км увеличение эффективного радиуса пучка $g(x)$ практически полностью происходит за счет турбулентности. При этом нелинейность и турбулентность вносят почти аддитивный вклад в квадрат эффективного радиуса пучка $g^2 \approx g_{\text{нл}}^2 + g_{\text{т}}^2$, где $g_{\text{нл}}^2$ — радиус пучка в отсутствие турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха; $g_{\text{т}}^2$ — турбулентная добавка к квадрату радиуса пучка для линейной среды [6], пропорциональная $\lambda^{-2/5}$.

Приближение $g^2 \approx g_{\text{нл}}^2 + g_{\text{т}}^2$ также будет справедливо при наилучших турбулентных условиях распространения света для любых значений $R_{\text{нл}}$. Однако, как показывают расчеты, при $x \gg 20$ км и $R_{\text{нл}} = 7$ км данное приближение занижает величину $g^2(x)$ и относительная погрешность $S = [g^2 / (g_{\text{нл}}^2 + g_{\text{т}}^2) - 1] \cdot 100\%$ для средних условий составляет $\sim 3\%$, а для наихудших — $\sim 27\%$. Величина S может существенно превышать эти значения для случая меньших длин нелинейности $R_{\text{нл}}$ и на наклонных трассах распространения.

На рис. 4 представлены зависимости интегральных параметров пучка излучения с $\lambda = 1,064$ от длины x в случае вертикальной трассы распространения. Видно, что при наихудших турбулентных условиях распространения света и $R_{\text{нл}} = 7$ км на высоте 100 км происходит увеличение эффективного радиуса пучка почти в 5 раз. Неучет турбулентных пульсаций показателя преломления в этом случае, как видно из сравнения сплошных кривых 1 и 3, привел бы к занижению данной величины примерно в два раза.

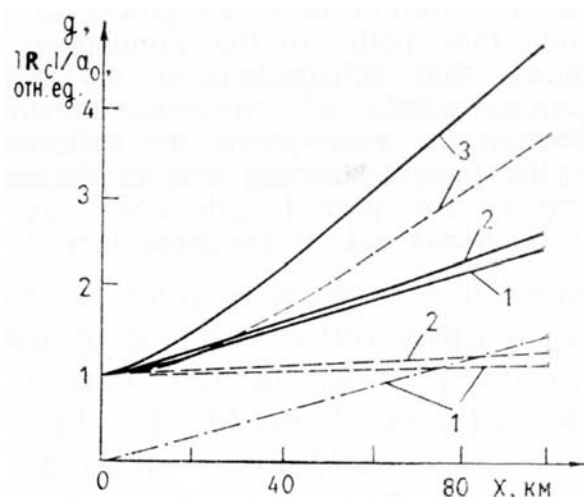


Рис. 4. Зависимость безразмерного эффективного радиуса пучка g (сплошные и штриховые линии) и нормированного модуля вектора смещения пучка $|R_c|/a_0$ (штрихпунктир) от длины трассы x для $H_0 = 0$ км, $R_{\text{нл}} = 7$ км (сплошные линии и штрихпунктир); $R_{\text{нл}} = 22$ км (штриховые линии) при наилучших (1), средних (2) и наихудших (3) турбулентных условиях распространения света

Таким образом, в статье показано, что при наихудших условиях распространения света необходим учет влияния турбулентности на распределение средней интенсивности пучка даже для вертикальных трасс распространения и инфракрасной области спектра. При этом нелинейность и турбулентность вносят неаддитивный вклад в уширение пучка. С уменьшением длины волны лазера возможно существенное увеличение эффективного радиуса пучка за счет турбулентности на вертикальных трассах не только для наихудших, но и для средних условий распространения света. Поэтому для корректного описания тепловых искажений лазерных пучков видимого и ИК-диапазонов длин волн в атмосфере во многих практически важных ситуациях необходимо учитывать влияние турбулентности. Формулы (14)–(18) позволяют, зная численные значения определенного набора функций на границе эффективного слоя атмосферы x_s , находить размеры и смещение пучка на любой трассе $x > x_s$, не проводя непосредственных вычислений распределения средней интенсивности.

1. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 256 с.

2. Коняев П.А. Численное исследование тепловых искажений когерентных лазерных пучков в атмосфере: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 1984. 169 с.

3. Кузнецов М. Ф. Исследование распространения частично когерентного излучения в атмосфере в условиях нелинейной ветровой рефракции: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 1987. 202 с.
4. Садовников В. П. Численное моделирование распространения пучков ($\lambda = 10,6$ мкм) в атмосфере в условиях сильного теплового самовоздействия: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1987. 182 с.
5. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. М.: Наука, 1978. 463 с.
6. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 246 с.
7. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.
8. Землянов А. А., Синев С. Н. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 8. С. 44–49.
9. Банах В. А., Смалихо И. Н. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 9. С. 939–947.
10. Новый аэроклиматический справочник свободной атмосферы над СССР. Т. II. М.: Гидрометеоздат, 1979. 585 с.
11. Зуев В. Е., Макогон М. М., Макушкин Ю. С. и др. Оптические модели молекулярной спектроскопии. Томск: ТФ СО АН СССР, 1986. 147 с.
12. Мицель А. А., Руденко В. П. Пакет прикладных программ для расчета энергетических потерь оптического излучения в атмосфере LARA-1. Томск, 1988. 54 с. (Препринт/ИОА СО АН СССР, № 57).
13. Грачева М. Е., Гурвич А. С. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО 1980. Т. 16. № 10. С. 1107.
14. Кандидов В. П., Шленов С. А. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12 № 7. С. 1490–1496.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
24 июля 1989 г.

V. A. Banakh, N. N. Kerkis, I. N. Smalikhov. Thermal Blooming of Laser Beams Propagating along inhomogeneous Paths in Turbulent Atmosphere.

The paper deals with the investigation of the atmospheric turbulence effect on the distribution of mean power of partially coherent beam propagating along vertical and slant paths in the atmosphere under the conditions of thermal blooming. It is shown that calculations of thermal distortions of the beam in the visual and IR regions would take into account, in many practical situations of beam propagation through the atmosphere, the influence of atmospheric turbulence. Formulas are derived in the paper enabling one to determine the size and spatial shift of the beam occurring at any path length $x > x_e$ using no direct computations by the values of a set of functions set at the boundary of an effective atmospheric layer.