

И.П. Лукин, В.В. Носов

Погрешность поляризованного целеуказания оптическим излучением в турбулентной атмосфере

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 17.08.2004 г.

Исследуется погрешность, вносимая атмосферной турбулентностью в работу оптической системы целеуказания по информационному полю поляризации оптического излучения. Теоретически рассматриваются статистические характеристики сигнала целеуказания: среднее значение и дисперсия. На основе полученных результатов оценивается дальность действия данной системы целеуказания.

Системы целеуказания и наведения, работающие в атмосфере, подвержены влиянию ряда искажающих факторов, в частности атмосферной турбулентности. Вопрос о возмущающем воздействии атмосферы на точность оптико-электронных систем целеуказания в общем случае достаточно сложен. Это связано с тем, что на работу систем различных типов (использующих свой тип информации, заключенной в приходящем на приемник излучении) оказывают влияние разные флуктуационные эффекты. Например, для дифференциальных амплитудных методов измерения с четырехплощадочным приемником основное воздействие на точность измерения оказывают флуктуации интенсивности в плоскости анализатора изображения [1, 2]. В амплитудных датчиках с позиционно-чувствительным методом выделения информации о положении излучающего объекта [1, 2] основную погрешность в измерение угловой координаты объекта вносят флуктуации угла прихода волны на приемник. Фазовые угломерные датчики наиболее чувствительны к искажениям волнового фронта приходящего излучения. В данной работе проводится расчет погрешности, вносимой атмосферной турбулентностью в работу оптической системы целеуказания, задающей направление путем формирования в пространстве информационного поля поляризации оптического излучения.

Оптическое поле на выходе из лазера $E_0(0, \mathbf{p})$ зададим в виде одномодового гауссовского пучка

$$E_0(0, \mathbf{p}) = E_0(\mathbf{p}) = E_0 \exp \left[-\frac{\rho^2}{2a_0^2} - \frac{ik}{2R_0} \rho^2 \right], \quad (1)$$

где E_0 – начальная амплитуда оптического поля на оптической оси лазера; a_0 – начальное значение радиуса лазерного пучка; R_0 – начальное значение радиуса кривизны волнового фронта в центре излучающей апертуры; $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны оптического излучения в вакууме; $\mathbf{p} = \{y, z\}$. Пусть линейно поляризованный световой пучок проходит через оптический клин, ориентированный вдоль оси

OY. На выходе из клина оптическое поле можно будет записать в виде

$$E(0, \mathbf{p}) = E_0(0, \mathbf{p}) \exp[i\phi(y)], \quad (2)$$

где $\phi(y)$ – набег фазы оптического поля в клине. Если оптический клин изготовлен из двоякопреломляющей кристаллической пластинки, вырезанной параллельно оптической оси кристалла (ось OY), и оптическая волна падает в направлении, перпендикулярном к поверхности кристалла, то сквозь кристалл по одному направлению с различной скоростью распространяются два луча (обыкновенный и необыкновенный), электрические колебания в которых происходят во взаимно перпендикулярных плоскостях. Разность фаз, возникающая между этими лучами после прохождения через оптический клин толщиной $d(y)$:

$$\delta(y) = \phi_o(y) - \phi_e(y) = -k(n_o - n_e)d(y), \quad (3)$$

где n_o и n_e – соответственно показатели преломления кристалла для обыкновенного и необыкновенного лучей. Амплитуды колебаний электрических векторов \mathbf{E}_o и \mathbf{E}_e обыкновенного и необыкновенного лучей соответственно численно равны:

$$A = E_o \cos(\theta); \quad B = E_o \sin(\theta),$$

где θ – угол между направлением колебаний вектора \mathbf{E} в падающем поляризованном свете и направлением оптической оси кристалла (оси OY). Пусть $\theta = 45^\circ$, тогда $A = B = E_o/\sqrt{2}$. Вышедшая из оптического клина волна в общем случае будет эллиптически поляризованной:

$$\begin{cases} E_y(0, \mathbf{p}) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \exp \left[-\frac{\rho^2}{2a_0^2} - \frac{ik}{2R_0} \rho^2 + ikn_e d(y) \right], \\ E_z(0, \mathbf{p}) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \exp \left[-\frac{\rho^2}{2a_0^2} - \frac{ik}{2R_0} \rho^2 + ikn_o d(y) \right], \end{cases} \quad (4)$$

где E_y – напряженность электрического поля необыкновенного луча (электрический вектор необыкновенного луча направлен вдоль оси OY: $\mathbf{E}_e = \{0, E_y, 0\}$);

E_z – напряженность электрического поля обыкновенного луча (электрический вектор обыкновенного луча перпендикулярен к электрическому вектору необыкновенного луча: $\mathbf{E}_o = \{0, 0, E_z\}$).

Для определенности будем считать, что

$$(n_o - n_e)d(y) = \begin{cases} 0 & \text{при } y = -l/2; \\ \lambda/4 & \text{при } y = 0; \\ \lambda/2 & \text{при } y = l/2, \end{cases}$$

где l – протяженность оптического клина в направлении оси OY , т.е.

$$(n_o - n_e)d(y) = \frac{\lambda}{4} + \frac{\lambda}{2l}y$$

при $y \in [-l/2, l/2]$. Таким образом, на оптической оси системы целеуказания (ось OX , $y = 0$) оптическая волна будет иметь круговую поляризацию, на краях информационного поля $y = \pm l/2$ – линейную, а при промежуточных значениях y – эллиптическую.

Вышедшие из оптического клина волны (4), из-за наличия разного первоначального наклона волнового фронта, при распространении в атмосфере будут идти по различным направлениям, все больше расходясь в пространстве, что может привести к нарушению структуры информационного поля в месте приема излучения. Чтобы избежать этого, необходимо пропустить излучение через систему формирования оптических сигналов, которая вносит смещение оптических пучков с различным направлением вектора поляризации друг относительно друга. Смещение должно быть таким, чтобы разнесенные в пространстве необыкновенный и обыкновенный лучи в точке наблюдения сошлись (или были близки к схождению). При этих условиях оптическое поле на выходе из системы формирования оптического сигнала можно будет записать следующим образом:

$$\begin{cases} E_y(0, \mathbf{p}) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \exp \left[-\frac{(y - y_e)^2}{2a_0^2} - \frac{ik}{2R_0}(y - y_e)^2 - \right. \\ \left. - \frac{z^2}{2a_0^2} - \frac{ik}{2R_0}z^2 + ikn_e d(y) \right], \\ E_z(0, \mathbf{p}) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \exp \left[-\frac{(y - y_o)^2}{2a_0^2} - \frac{ik}{2R_0}(y - y_o)^2 - \right. \\ \left. - \frac{z^2}{2a_0^2} - \frac{ik}{2R_0}z^2 + ikn_o d(y) \right], \end{cases} \quad (5)$$

где y_e, y_o – положения центров тяжести пучков излучения необыкновенного и обыкновенного лучей на выходе из оптической системы формирования сигнала.

Рассмотрим поле оптического излучения на расстоянии x в турбулентной атмосфере от системы формирования оптического сигнала. Согласно [3] его можно записать в виде

$$\begin{cases} E_y(x, \mathbf{p}) = \frac{1}{\sqrt{2}} E_e(x, \mathbf{p}) \exp[ikx + ikn_e d(y)], \\ E_z(x, \mathbf{p}) = \frac{1}{\sqrt{2}} E_o(x, \mathbf{p}) \exp[ikx + ikn_o d(y)], \end{cases} \quad (6)$$

где

$$E_\ell(x, \mathbf{p}) = E_{0\ell}(x, \mathbf{p}) \exp[\chi_\ell(x, \mathbf{p}) + iS_\ell(x, \mathbf{p})];$$

$$\ell = o \text{ или } e.$$

Здесь $E_{0\ell}(x, \mathbf{p})$ – поле в точке $\{x, \mathbf{p}\}$, создаваемое источником через однородную среду, а $\chi_\ell(x, \mathbf{p})$ и $S_\ell(x, \mathbf{p})$ – соответственно флуктуации логарифма амплитуды и фазы оптической волны.

Оптическое излучение будем регистрировать двумя точечными квадратичными приемниками, реагирующими на взаимно перпендикулярные значения поляризации. В общем случае направления поляризации приемников не совпадают с направлениями векторов поляризации оптической волны. С учетом расположения приемников в разных точках $\mathbf{p}_1 = \{y_1, z_1\}$ и $\mathbf{p}_2 = \{y_2, z_2\}$ можно записать следующие выражения для фототоков этих приемников [4]:

$$\begin{cases} \iota_1 = \eta_1 E_\perp(x, \mathbf{p}_1) E_\perp^*(x, \mathbf{p}_1), \\ \iota_2 = \eta_2 E_\square(x, \mathbf{p}_2) E_\square^*(x, \mathbf{p}_2), \end{cases} \quad (7)$$

где η_1, η_2 – квантовые эффективности приемников;

$$E_\perp(x, \mathbf{p}_1) = E_y(x, \mathbf{p}_1) \cos(\psi) - E_z(x, \mathbf{p}_1) \sin(\psi);$$

$$E_\square(x, \mathbf{p}_2) = E_y(x, \mathbf{p}_2) \sin(\psi) + E_z(x, \mathbf{p}_2) \cos(\psi);$$

ψ – угол между векторами поляризации приемников (E_\perp, E_\square) и оптической волны (E_y, E_z).

Значение сигнала целеуказания ι находится как отношение разности фототоков двух приемников к их сумме:

$$\iota = \frac{\iota_2 - \iota_1}{\iota_1 + \iota_2}. \quad (8)$$

Поскольку приемники можно расположить вплотную друг к другу $\mathbf{p}_1 \rightarrow \mathbf{p}_2$, то $d(y_1) \equiv d(y_2)$, $S_o(x, \mathbf{p}_1) - S_o(x, \mathbf{p}_2) \rightarrow 0$ и $S_e(x, \mathbf{p}_1) - S_e(x, \mathbf{p}_2) \rightarrow 0$. С учетом малости разности $|y_e - y_o|$ для области слабых флуктуаций интенсивности парциальной оптической волны [3] получим:

$$\begin{aligned} \iota \equiv & \frac{1}{4} \{ \exp\{i[S_o(x, \mathbf{p}_1) - S_e(x, \mathbf{p}_1)] + ik(n_o - n_e)d(y_1)\} + \\ & + \exp\{-i[S_o(x, \mathbf{p}_1) - S_e(x, \mathbf{p}_1)] - ik(n_o - n_e)d(y_1)\} + \\ & + \exp\{i[S_o(x, \mathbf{p}_2) - S_e(x, \mathbf{p}_2)] + ik(n_o - n_e)d(y_2)\} + \\ & + \exp\{-i[S_o(x, \mathbf{p}_2) - S_e(x, \mathbf{p}_2)] - ik(n_o - n_e)d(y_2)\} \} \sin(2\psi). \end{aligned} \quad (9)$$

Так как флуктуации фазы оптической волны, распространяющейся в турбулентной атмосфере, распределены по нормальному закону со средним, близким к нулю [3, 5], то среднее значение сигнала целеуказания ι (9) можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle \iota \rangle \equiv & \exp \left\{ -\frac{1}{2} \langle [S_o(x, \mathbf{p}) - S_e(x, \mathbf{p})]^2 \rangle \right\} \times \\ & \times \cos[k(n_o - n_e)d(y)] \sin(2\psi), \end{aligned} \quad (10)$$

где $\langle [S_o(x, \rho) - S_e(x, \rho)]^2 \rangle = D_S(y_o, y_e)$ – структурная функция флуктуаций фазы двух гауссовских пучков с начальными условиями (5). Расчет структурной функции, проведенный методом плавных возмущений [3, 5], показывает, что при $l_0 < |y_o - y_e| < L_0$

$$D_S(y_o, y_e) \cong 2 \alpha(\mu, \Omega_0) \left(\frac{|y_o - y_e|}{\rho_0} \right)^{5/3}, \quad (11)$$

$$\alpha(\mu, \Omega_0) = \frac{3}{8} \frac{|-\mu(1-\mu) + \Omega_0^{-2}|^{5/3} + |\operatorname{Re}\{-\mu(1-\mu) + \Omega_0^{-2} + i\Omega_0^{-1}\}|^{5/3}}{[(1-\mu)^2 + \Omega_0^{-2}]^{5/3}},$$

где l_0, L_0 – соответственно внутренний и внешний масштабы атмосферной турбулентности [3, 5]; $\mu = x/R_0$ – параметр фокусировки пучка; $\Omega_0 = ka_0^2/x$ – число Френеля передающей апертуры;

$$\rho_0 = \left(2^{-5/3} \frac{18}{5} 0,033 \pi^2 \Gamma\left(\frac{7}{6}\right) / \Gamma\left(\frac{11}{6}\right) C_\epsilon^2 k^2 x \right)^{-3/5}$$

– радиус когерентности плоской оптической волны в месте приема излучения [3, 5]; C_ϵ^2 – структурный параметр флуктуаций диэлектрической проницаемости турбулентной атмосферы [3, 5].

Для излучения в инфракрасном диапазоне длин волн (например, для $\lambda = 10,6$ мкм) на горизонтальных, вертикальных и наклонных трассах протяженностью не более 10 км при $|y_o - y_e| \leq 10^{-2}$ м расчеты по формуле (11) показывают, что для коллимированных ($\mu = 0$) или расходящихся ($\mu < 0$) оптических пучков всегда выполняется условие $D_S(y_o, y_e) \ll 1$, т.е. среднее значение сигнала целеуказания (10) совпадает со значением $\langle \iota \rangle$ в однородной среде:

$$\langle \iota \rangle \cong \cos[k(n_o - n_e)d(y)] \sin(2\psi). \quad (12)$$

В силу этого на оптической оси системы (круговая поляризация) $\langle \iota \rangle = 0$, а на краях информационного поля (линейная поляризация) сигнал целеуказания ι принимает максимальные значения:

$$\langle \iota \rangle \cong \pm \sin(2\psi).$$

Мерой случайной модуляции сигнала целеуказания может служить нормированная дисперсия его флуктуаций. Рассчитанная при тех же предположениях, что и среднее значение сигнала целеуказания, нормированная дисперсия может быть записана на следующем образом:

$$\sigma_\iota^2 = \frac{\langle \iota^2 \rangle - \langle \iota \rangle^2}{\langle \iota \rangle^2} \cong$$

I.P. Lukin, V.V. Nosov. Error of polarizational aim direction by optical radiation in turbulent atmosphere.

An error, introduced by atmospheric turbulence into the work of a system of aim direction based on the information field of polarization of optical radiation, is investigated. The statistical characteristics of a signal of aim direction the average value and the variance are theoretically studied. On the basis of the results, range of the system of aim direction is estimated.

$$\cong D_S(y_o, y_e) \operatorname{tg}^2[k(n_o - n_e)d(y)] + \frac{1}{2} D_S^2(y_o, y_e). \quad (13)$$

В центре информационного поля (круговая поляризация) – $\sigma_\iota^2 \rightarrow \infty$, что обусловлено нулевым значением среднего значения сигнала целеуказания (10). На краю информационного поля (линейная поляризация) величина дисперсии сигнала целеуказания (13) достигает минимального значения:

$$\sigma_\iota^2 \cong \frac{1}{2} D_S^2(y_o, y_e).$$

Для инфракрасного излучения в атмосфере при $|y_o - y_e| \leq 10^{-2}$ м на горизонтальных, вертикальных и наклонных трассах протяженностью $x \leq 10$ км величина дисперсии флуктуаций сигнала целеуказания, вызванных влиянием атмосферной турбулентности, практически по всему информационному полю поляризационной системы целеуказания не превышает уровня 10%. Исключение составляет только небольшая окрестность вблизи оптической оси системы, где уровень флуктуаций может быть значительным. Линейные размеры ($l_{\text{пр}}$) этой области могут быть оценены из условия

$$\sigma_\iota^2 \leq 0,1.$$

В этом случае из (13) можно получить для $l_{\text{пр}}$ следующее выражение:

$$l_{\text{пр}} \leq l_{\text{поля}} \frac{\sqrt{10}}{\pi} \sqrt{D_S(y_o, y_e)},$$

где $l_{\text{поля}}$ – линейные размеры поля целеуказания в месте наблюдения.

Оценки показывают, что на вертикальных и наклонных трассах с $x \cong 10$ км отношение $l_{\text{пр}}/l_{\text{поля}} \leq 0,1$ при любых атмосферных условиях. Лишь на горизонтальных приземных трассах (с высотой прохождения оптического излучения над подстилающей поверхностью ~ 1 м) в условиях максимальной турбулентности [3, 5] при $x \cong 10$ км реализуется наиболее неблагоприятная ситуация, когда $l_{\text{пр}}/l_{\text{поля}} \cong 0,5$.

1. Кравцов Н.В., Стрельников Ю.В. Позиционно-чувствительные датчики оптических следящих систем. М.: Наука, 1969. 117 с.
2. Зотов В.Д. Полупроводниковые устройства восприятия оптической информации. М.: Энергия, 1976. 151 с.
3. Кравцов Ю.А., Рытов С.М., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1980. 464 с.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
5. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.