Оптический журнал

Физическая оптика

УДК 535.36, 535.015

Вопросы измерения наклона волнового фронта

© 2021 г. **Л.А. Больбасова, канд. физ.-мат. наук; В.П. Лукин, доктор физ.-мат. наук**

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения Российской академии наук, Томск

E-mail: lukin@iao.ru

Поступила в редакцию 16.07.2021

DOI:10.17586/1023-5086-2021-88-11-16-23

Рассмотрены различные реализации способов оценки случайных наклонов волнового фронта. Показано, что дисперсии оценки наклонов при различных способах их определения практически совпадают. Определены возможности измерений параметра Фрида для задач адаптивной оптики. Выполнены аналитические расчеты параметров датчика волнового фронта типа Шэка–Гартмана для работы в различных условиях по уровню турбулентности и для излучений с различными длинами волн.

Ключевые слова: *атмосфера, турбулентность, параметр Фрида, наклон фазового фронта, микрорастр.*

Коды OCIS: *010.0010, 010.1330, 220.0220*

Как известно, при выполнении фазовых измерений ключевым моментом является правильность оценки мгновенного наклона волнового фронта (ВФ). Это имеет место как при проведении фазовых измерений как таковых, так и при оценке радиуса Фрида, или интегральной турбулентности по измерениям наклонов ВФ. Рассмотрим возможные способы оценки случайных наклонов ВФ. Это важно как с точки зрения проведения измерений уровня турбулентности, так и для задач адаптивной коррекции искажений.

СПОСОБЫ ОЦЕНКИ НАКЛОНА ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Правильность измерения и оценки наклона ВФ была всегда интересна и этот вопрос стоял на повестке дня еще в начале 80-х гг. XX в. При этом всегда возникала необходимость поиска наиболее простых алгоритмов определения [1, 2] наклона ВФ. К одному из таких способов относится измерение смещения центра тяжести изображения, формируемого линзой, отнесенное к ее фокусному расстоянию [3, 4]. Этот способ измерения смещения изображения дает количественную характеристику наклона как вектора поворота фазового фронта ρ по отношению к двум осям X и Y согласно следующей формуле:

$$\rho_F = -\frac{F}{k}\iint \nabla_\rho S(x, y)W(x, y)dxdy \Big/ \iint dxdyW(x, y). \quad (1)$$

Здесь $W(x, y)$ — аналитическая функция, описывающая апертуру приемного устройства, F — фокусное расстояние приемного устройства (линзы), $S(x, y)$ — фазовые флуктуации в оптической волне, k — волновое число излучения.

Можно воспользоваться еще одной интегральной величиной, связанной с наклоном фазового фронта и с флуктуациями интенсивности в поперечном сечении пучка и называемой смещением энергетического центра тяжести пучка [5–7],

$$\rho_C = \iint d^2\rho \rho I(x, y) / \iint dxdyI(x, y). \quad (2)$$

Здесь $I(x, y)$ — распределение плотности мощности излучения, пришедшего на апертуру.

Это смещение, отнесенное к пройденному в среде расстоянию X, также характеризует случайный наклон ВФ. На основе расчета взаимной корреляции $<\rho_F\rho_C>$ в работе [8] было показано наличие существенной статистической связи этих определений случайного наклона ВФ.

Есть еще одно определение наклона ВФ [9, 10], в котором используются разложение фазы оптического источника (пучка) в плоскости приема по полиномам Цернике и выделение из всевозможных аберраций составляющих, соответствующих углам наклона фазового фронта как целого, а именно

$$\phi_x = \iint dxdyxS(x, y) / \iint dxdyS(x, y),$$

$$\phi_y = \iint dxdyyS(x, y) / \iint dxdyS(x, y). \quad (3)$$

Безусловно, для того чтобы получить эти составляющие наклона, необходимо иметь данные измерений фазы в пределах всей следящей апертуры. В настоящее время эти данные можно легко получить при применении датчика ВФ (ДВФ) типа Шэка–Гартмана (Ш–Г). Поскольку этому вопросу впервые уделили внимание еще в 80-х гг., когда датчики Ш–Г еще не были так распространены, как сейчас, было исследовано еще одно определение [9] наклона фазового фронта

$$\frac{\partial}{\partial \beta_i} \iint d^2 r W(x, y)[S(x, y) - \beta \mathbf{r}] = 0, \; i = x, y. \quad (4)$$

При этом было показано, что наклон фазового фронта согласно формуле (4) представляет собой наилучшее в смысле минимума среднеквадратичного отклонения $\beta\mathbf{r}$ от фазы волны $S(x, y)$ приближение в пределах апертуры, описываемой функцией $W(x, y)$. Для симметричной следящей апертуры $W(x, y)$ определение (4) вектора угла наклона $\beta(\beta_x, \beta_y)$ сводится к виду

$$\beta = \iint d^2 r \mathbf{r} W(x, y) S(x, y) / \iint drr^3 W(x, y), \quad (5)$$

что соответствует представлению его составляющих как второй и третьей моды полиномов Цернике [9].

В монографии [8] (см. параграфы 5.3, 5.4) на основе аналитических расчетов было показано, что оценки наклонов ВФ по формулам (1)–(5) подобны, а рассчитанные соответствующие дисперсии совпадают. Первая публикация, в которой указывается тождественность оценок наклона ВФ различными методами (1)–(5), была выпущена еще в 1979 г. [10], позже был выполнен первый эксперимент [11]. В этой работе [11] была сделана коррекция направления распространения лазерного пучка по отслеживанию случайного смещения опорного изображения. При проведении коррекции направления распространения лазерного пучка в атмосфере оптимальный сигнал определялся путем минимизации следующего функционала:

$$\min \left< \left(\frac{\rho_C}{X} - \frac{\alpha(a/2R)^{-1/3}}{F} \rho_F \right) \right>. \quad (6)$$

Здесь a — размер оптического пучка, $2R$ — диаметр приемного устройства (линзы), α — коэффициент связи, X — дистанция распространения лазерного пучка, скобки $<...>$ обозначают операцию усреднения по ансамблю турбулентных флуктуаций.

В работе [11] при измерениях использовалось оригинальное следящее устройство, построенное на основе оптико-электронного приемника на диссекторе ЛИ-609 [12].

Воспользуемся определениями наклона ВФ вида (1)–(5) и сравним соответствующие дисперсии $<\rho_F^2>$, $<\rho_C^2>$, $<\beta^2>$. Как показано в ряде работ [5, 8, 11, 13], соответствующим выбором размера апертуры можно обеспечить равенство следующих величин: $<\rho_F^2>/F^2$, $<\rho_C^2>/X^2$, $<\beta^2>/X^2$. Отметим, что коэффициент связи α в выражении (6) подбирался из условия минимума смещения оптического пучка с учетом того, что смещения самого пучка и изображения [8, 13] происходят в противофазе.

В настоящее время, судя по свежим научным публикациям [14–18], налицо явная активность по использованию различных определений при оценке наклонов ВФ. Причем появилась даже специальная терминология — G-наклоны и Z-наклоны. Так, наклоны, соответствующие разложению фазового фронта по полиномам Цернике, получили название Z-наклоны. При этом Z-наклон — это направление, нормальное к плоскости ВФ, а G-наклон — нормаль к среднему от локальных наклонов. Есть оптические датчики, которые измеряют G-наклоны, а есть — дающие оценки Z-наклонов. В статье [17] приведено выражение для спектров наклонов двух компонент (x и y) G- и Z-наклонов. Автор [17] отмечает важность определения типа наклонов: G-наклон или Z-наклон определяет датчик. В то же время один из самых важных выводов заключается в том, что наклоны ВФ, вычисленные на основе различных определений, имеют одинаковую дисперсию. Это было показано аналитически еще в 80-х гг., а сейчас это подтверждено в работе [18] на основе численных расчетов.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ МЕТОД ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРА ФРИДА

Известно, что измерения случайных наклонов традиционно используют для измерения уровня турбулентности. Оценку параметра (радиуса) Фрида r_0 согласно работам [19, 20] можно провести на основе измерения квадрата разности локальных наклонов ВФ на двух субапертурах, разнесенных в плоскости входного зрачка телескопа. Применение такого дифференциального метода измерений позволяет уменьшить ошибку определения r_0, связанную с вибрацией элементов конструкции телескопа. Для вычисления радиуса Фрида используется дисперсия измеренных разностей локальных наклонов ВФ $\sigma^2_{\alpha_1-\alpha_2}$ на двух субапертурах, которая усреднялась по ансамблю большого количества изображений

$$r_0=\left(\sigma^2_{\alpha_1-\alpha_2}\right)^{-3/5}0{,}528\lambda^{6/5}D^{-1/5}\times \times\left[1-0{,}562(d/D)^{-1/3}\right]^{3/5}, \tag{7}$$

где λ — длина волны излучения, D — размер субапертуры, d — расстояние между центрами субапертур.

Используемые в ряде работ (см. [21, 22]) формулы для оценки радиуса Фрида соответствуют измерениям G-наклона. Для реализации дифференциального метода в этом случае используются измеренные наклоны в двух разнесенных субапертурах датчика Ш–Г. Оценка параметра Фрида делается по данным измерений дисперсии разности смещений в двух разнесенных субапертурах датчика, согласно следующим формулам:

$$\sigma^2_{\alpha_1-\alpha_2}=2\sigma^2_S\left[1-\frac{5}{9}(d/D)^{-1/3}\right],$$
$$\sigma^2_S=0{,}18\left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3}\left(\frac{\lambda}{D}\right)^2. \tag{8}$$

В работе [22] были выполнены оценки радиуса Фрида по данным измерений наклонов для трассовых экспериментов в атмосфере. Дифференциальный метод основывается на измерении дисперсии дрожания изображения на двух субапертурах и использует следующую расчетную формулу:

$$\sigma^2_{l,t}=K_{l,t}\lambda^2D^{-1/3}r_0^{-5/3}, \tag{9}$$

где $\sigma^2_{l,t}$ — дисперсия дрожания изображения в продольном и поперечном направлениях, $K_{l,t}$ — коэффициенты, которые зависят от типа измеряемого наклона ВФ, D — диаметр субапертуры, r_0 — параметр Фрида (радиус когерентности для плоской оптической волны), использующийся как величина, характеризующая среднюю оптическую турбулентность по трассе распространения оптического излучения.

В работе [22] было отмечено, что классический ДВФ Ш–Г измеряет G-наклоны. Поэтому в созданном в этой работе измерителе перпендикулярная и продольная составляющие дрожания определяются как

$$K_l=0{,}340(1-0{,}570b^{-1/3}-0{,}040b^{-7/3}), \tag{10}$$

$$K_t=0{,}340(1-0{,}855b^{-1/3}-0{,}030b^{-7/3}), \tag{11}$$

где коэффициент $b=d/D$.

Следует особо отметить работу [23], в которой были получены формулы для расчетов уровня турбулентности с использованием различных датчиков, в том числе использующих некогерентные источники. Используя выполненные в этой работе расчеты, можно оценить правильность работы дифференциального измерителя турбулентности, основанного на использовании сигнала от ДВФ Ш–Г. Речь идет о корреляционном датчике Ш–Г, когда он работает в режиме дифференциального измерителя. В этом случае дифференциальную схему образуют несколько пар субапертур датчика Ш–Г с различным их разнесением.

Работа такого датчика эквивалентна следующей схеме наблюдения: на наклонной астрономической трассе имеется некогерентный протяженный источник излучения некоторого углового размера. При наблюдении Солнца таким объектом может быть, например, солнечная пора, солнечное пятно или край солнечного диска. Выделим две одинаковые разнесенные субапертуры в корреляционном датчике Ш–Г. Для простоты дальнейшего анализа эти приемные субапертуры будем считать одинаковыми и имеющими гауссову форму, а турбулентность будем описывать колмогоровской моделью.

Известно, что дифференциальный измеритель фактически измеряет средний квадрат разности случайных смещений двух изображений, характеризующихся двумя векторами смещения центра тяжести ρ_1 и ρ_2 двух изображений, т.е. измеряет структурную функцию случайных углов прихода $D(\rho_1, \rho_2) = \langle[\rho_1 - \rho_2]^2\rangle$. В работе [23] для дисперсии разности $\langle[\rho_1 - \rho_2]^2\rangle$ было получено следующее выражение:

$$\langle[\rho_1-\rho_2]^2\rangle = 2^{13/6} A_0 \pi^2 \Gamma(1/6) F^2 \times \int\limits_0^\infty dx' C_n^2(h_0 + x'\cos\theta)(D^2+\alpha_0^2 x'^2)^{-1/6} \times \left[1 - {}_1F_1\left(\frac{1}{6}, 1; -\frac{d^2}{2(D^2+\alpha_0^2 x'^2)}\right)\right], \tag{12}$$

где $\Gamma(1/6)$ — гамма-функция, $A_0 = 0{,}033$, $C_n^2(h)$ — вертикальный профиль структурного параметра показателя преломления, h — высота над подстилающей поверхностью, θ — зенитный угол наблюдения, α_0 — угловой размер некогерентного источника излучения, ${}_1F_1(1/6,\ 1;\ -x)$ — вырожденная гипергеометрическая функция Гаусса.

Выражение (12) можно анализировать с точки зрения влияния размера некогерентного протяженного источника на данные измерений, получаемых с помощью этого датчика. Чтобы максимально упростить анализ, приведем только случай вертикальных трасс, т.е. когда угол $\theta = 0°$, положим также начальную высоту $h_0 = 0$, тогда имеем

$$\langle[\rho_1-\rho_2]^2\rangle = 2^{13/6} A_0 \pi^2 \Gamma(1/6) F^2 \times \int\limits_0^\infty dh C_n^2(h)(D^2+\alpha_0^2 h^2)^{-1/6} \times \left[1 - {}_1F_1\left(\frac{1}{6}, 1; -\frac{d^2}{2(D^2+\alpha_0^2 h^2)}\right)\right]. \tag{13}$$

В случае сферической волны (точечный источник), когда параметр $\alpha_0 = 0$, выражение (13) переходит в следующее:

$$\langle[\rho_1-\rho_2]^2\rangle = 2^{13/6} A_0 \pi^2 \Gamma(1/6) D^{-1/3} F^2 \times \int\limits_0^\infty dh C_n^2(h) \left[1 - {}_1F_1\left(\frac{1}{6}, 1; -\frac{d^2}{2D^2}\right)\right]. \tag{14}$$

В наиболее интересном для практики случае, когда разнос субапертур $d > D$, получаем из формулы (14) выражение

$$\langle[\rho_1-\rho_2]^2\rangle = 2^{13/6} A_0 \pi^2 \Gamma(1/6) D^{-1/3} F^2 \times \left[1 - \frac{2^{1/6}}{\Gamma\left(\frac{5}{6}\right)}\left(\frac{d}{D}\right)^{-1/3}\right] \int\limits_0^\infty dh C_n^2(h). \tag{15}$$

Это выражение уже практически совпадает с расчетами других авторов (формулы (7), (8)) и дает простую формулу для вычисления радиуса Фрида по данным измерений дрожания изображения на астрономических трассах.

В более ранних публикациях [18] при разработке дифференциального измерителя интегрального значения структурной постоянной показателя преломление при расчетах была использована следующая формула:

$$\int C_n^2(l) dl = 0{,}191 \sigma_t^2 S^2 \ (\text{м}^{1/3}), \tag{16}$$

где σ_t^2 — дисперсии разности измеряемых смещений двух изображений в направлении разноса входных субапертур, S (радиан/пиксел) — угловой масштаб (размер) пиксела сенсора камеры (получается при калибровочных измерениях), l — переменная интегрирования.

Параметры измерителя — диаметр субапертур и расстояние между их центрами, входят в коэффициент в правой части формулы (16). Она получена в предположении, что смещения каждого изображения вызваны средними по входным субапертурам наклонами ВФ падающего излучения, а взаимная корреляция угловых смещений двух изображений выражается через структурную функцию фазы падающего на измеритель излучения

$$D_\phi = 6{,}88(d/r_0)^{5/3}, \tag{17}$$

где d — расстояние между центрами входных субапертур, r_0 — радиус Фрида.

Суммировав результаты исходя из формул (8), (9), (13), (16), получим, что согласно результатам работ [19, 20] для оценки параметра Фрида используется формула

$$\begin{gathered}<[\rho_1-\rho_2]^2>/F^2 = D(d)/F^2 \approx \\ \approx 0{,}36\lambda^2 r_0^{-5/3} D^{-1/3}\left[1-0{,}56\left(\frac{d}{D}\right)^{-1/3}\right],\end{gathered} \tag{18}$$

из статьи [22] оценка G-наклонов дает

$$\begin{gathered}D(d)/F^2 \approx \\ \approx 0{,}34\lambda^2 r_0^{-5/3} D^{-1/3}\left[1-0{,}57\left(\frac{d}{D}\right)^{-1/3}\right]\end{gathered} \tag{19}$$

и из работы [23]

$$\begin{gathered}D(d)/F^2 \approx \\ \approx 0{,}39\lambda^2 r_0^{-5/3} D^{-1/3}\left[1-0{,}63\left(\frac{d}{D}\right)^{-1/3}\right].\end{gathered} \tag{20}$$

Как видно из сравнения формул (18)–(20), различные способы оценки дают практически одинаковые результаты для дисперсии случайных наклонов ВФ.

РАСЧЕТ РАСТРОВ ДЛЯ ДАТЧИКА ШЭКА–ГАРТМАНА

Как известно, в настоящее время наиболее употребительный способ измерения наклона ВФ реализуется при использовании датчика Ш–Г. Оценка параметра Фрида также проводится на основе применения ДВФ Ш–Г. Однако при применении такого датчика возникает задача по расчету параметров микролинзового растра, используемого в этом датчике, а именно размера и фокусного расстояния отдельной микролинзы. При расчетах этих параметров будем исходить из следующих параметров оптической задачи:

D_{WFS} — входной диаметр апертуры датчика,

$N{\times}M$ — заданное число разбиений входной апертуры на линзовом растре,

$D = D_{\mathrm{WFS}}/N$ — размер субапертуры (по оси x) на входе в ДВФ,

D_{s} — размер сенсора камеры датчика,

$d_{\mathrm{s}} = D_{\mathrm{s}}/N$ — размер субапертуры на сенсоре камеры,

$\gamma = D_{\mathrm{s}}/D_{\mathrm{WFS}} = d_{\mathrm{s}}/D$ — масштаб уменьшения оптической системы, согласующей размер сенсора камеры и входную апертуру ДВФ,

λ — длина волны излучения.

Также введем параметры, характеризующие оптический микрорастр, а именно

$N{\times}M$ — количество элементов линзового растра,

d_{l} — размер микролинзы,

F — фокусное расстояние линзы.

Как правило, предполагается, что размер субапертуры всегда больше размера микролинзы, т.е. $d_{\mathrm{s}} > d_{\mathrm{l}}$, и только при 100%-ом заполнении матрицы микролинз размер микролинзы равен размеру субапертуры на матрице, т.е. $d_{\mathrm{s}} = d_{\mathrm{l}}$.

Существует ГОСТ [23], который позволяет получить оценку максимального измеряемого с помощью ДВФ продольного градиента ВФ (или предельного угла $\beta_{x,\max}$) согласно следующей формуле:

$$\frac{d_{\mathrm{s}}}{2F} - 1{,}22\frac{\lambda}{d_{\mathrm{l}}} = \mathrm{tg}\beta_{x,\max}. \tag{21}$$

На основании выводов теории распространения волн в турбулентной атмосфере [2, 5] этот максимальный угол $\beta_{x,\max}$ можно выразить через среднеквадратическое отклонение центра тяжести волны, искаженной действием турбулентности, следующим образом:

$$\beta_{x,\max} = 3\times 0{,}418\gamma^{-1}\left(\frac{d_{\mathrm{l}}}{r_0}\right)^{5/6}\frac{\lambda}{d_{\mathrm{l}}}. \tag{22}$$

Здесь был взят 95%-й доверительный интервал для наиболее вероятного турбулентного отклонения угла, r_0 — параметр Фрида оптической задачи. Поскольку этот предельный угол (22) мал (в реальных условиях атмосферной турбулентности он не превышает нескольких градусов дуги), поэтому значение тангенса угла можно заменить на размер самого угла. Тогда, преобразуя выражение (21), получаем, что оптимальное фокусное расстояние микролинз должен быть не более, чем

$$F=\frac{d_l d_s}{2\lambda}\left[1{,}22+1{,}25\frac{D}{d_s}\left(\frac{d_l}{r_0}\right)^{5/6}\right]^{-1}= =\frac{d_l d_s}{2{,}44\lambda}\left[1+1{,}03\frac{D}{d_s}\left(\frac{d_l}{r_0}\right)^{5/6}\right]^{-1}. \quad (23)$$

При 100%-ом заполнении матрицы, когда размер микролинзы равен расстоянию между элементами матрицы растра, т.е. когда $d_s = d_l$, выражение (23) перепишется как

$$F=\frac{d_s^2}{2{,}44\lambda}\left[1+1{,}03\frac{D}{d_s^{1/6}r_0^{5/6}}\right]^{-1}. \quad (24)$$

Таким образом, во избежание перекрытия фокальных пятен из соседних субапертур необходимо, чтобы фокусное расстояние микролинзы было не больше, чем $F = d_s^2/2{,}44\lambda$. Дальнейшее уменьшение фокусного расстояния позволяет расширить угловой динамический диапазон, но при этом происходит возрастание неопределенности самих фазовых измерений.

Приведем здесь оценки некоторых предельных случаев выбора значения фокусного расстояния микролинзы

– когда параметр Фрида r_0 достаточно велик, т.е. в режиме «слабых» флуктуаций,

$$F\le 0{,}41\frac{d_s^2}{\lambda}, \quad (25)$$

– когда параметр Фрида r_0 мал, т.е. в режиме «сильных» флуктуаций,

$$F\approx 0{,}4\frac{d_s^{13/6}r_0^{5/6}}{\lambda D}. \quad (26)$$

Причем предельное малое фокусное расстояние будет тогда, когда размер субапертуры $D = r_0 < (\lambda X)^{1/2}$, а именно оно оказывается равным

$$F\approx 0{,}4\frac{d_s^2}{\lambda}\left(\frac{d_s^2}{\lambda X}\right)^{1/12}, \quad (27)$$

X — дистанции распространения.

Можно еще уточнить выражение (24) в условиях, когда размер субапертуры на входе в датчик Ш–Г принимается равным размеру параметра Фрида (точнее радиусу когерентности на длине волны излучения), т.е. когда $D = r_0$, тогда имеем

$$F=\frac{d_s^2}{2{,}44\lambda}\left[1+1{,}03\left(\frac{r_0}{d_s}\right)^{1/6}\right]^{-1}. \quad (28)$$

Следует отметить, что наиболее корректно предварительно пересчитать значение параметра Фрида, представляющего собой радиус когерентности поля на длине волны 0,555 мкм, на рабочую длину волны согласно формуле

$$r_0(\lambda)=r_0(0{,}555)\left(\frac{\lambda}{0{,}555}\right)^{6/5}. \quad (29)$$

Именно это значение радиуса когерентности необходимо использовать в формуле (22) при расчетах. Следует также заметить, что значительное уменьшение фокусного расстояния по сравнению с $F = d_s^2/2{,}44\lambda$ существенно уменьшает [22, 23] точность измерения ВФ. Повышения точности измерений можно добиться увеличением числа элементов матрицы микролинз, однако следует иметь в виду следующее: существенное уменьшение размера субапертуры D на входе в ДВФ по сравнению с первой зоной Френеля ($(\lambda X)^{1/2}$) на дистанции распространения протяженностью X приводит к проявлению амплитудных флуктуаций [24], которые вызывают флуктуации потока оптического излучения через отдельную субапертуру. А это дает дополнительные ошибки в фазовых измерениях и, прежде всего, наклона ВФ, что в итоге делает практически невозможными корректные измерения с помощью ДВФ Ш–Г.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выбор наилучшего способа оценки наклона волнового фронта светового поля остается достаточно актуальной темой современных исследований как оптики атмосферы, так и адаптивной оптики. При этом общие рекомендации отсутствуют, а существует целый ряд способов определения наклона волнового фронта. Для его измерения широко применяются датчики волнового фронта типа Шэка–Гартмана. При построении такого датчика возникают противоречивые требования к самому датчику: необходимо согласовать широкий диапазон измеряемых углов наклона и обеспечить точность отдельного измерения. Это решается путем согласования геометрических параметров микрорастра датчика — размера его субапертуры и фокусного расстояния микролинзы. В работе были получены простые выражения для расчета как размера микролинзы, так и ее фокусного расстояния для работы датчика волнового фронта в турбулентной атмосфере. При этом были использованы выводы теории распространения волн в случайно-неоднородных средах.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН при частичной финансовой поддержке ГК «Росатом» (проект ЕОТП-ЛТ-386) в рамках научной программы Национального центра физики и математики.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Татарский В.И.* Адаптивные системы и когерентность // Известия вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24. № 7. С. 861–883.
2. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.
3. *Гурвич А.С., Калистратова М.А.* Экспериментальные исследования флуктуаций углов прихода света в условиях сильных флуктуаций интенсивности // Известия вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11. № 1. С. 166–172.
4. *Миронов В.Л., Носов В.В.* Случайные смещения изображения в фокусе телескопа в турбулентной атмосфере // Известия вузов. Радиофизика. 1977. Т. 17. № 1. С. 2–14.
5. *Фрид Д.* Гетеродинный прием оптического сигнала при атмосферных искажениях волнового фронта // ТИИЭР. 1970. Т. 55. № 1. С. 57–69.
6. *Гельфер Э.И., Кон А.И., Черемухин А.Н.* Измерение корреляции «блуждания» световых центров тяжести пространственно ограниченных пучков в турбулентной атмосфере // Известия вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16. № 2. С. 723–731.
7. *Кон А.И., Миронов В.Л., Носов В.В.* Флуктуации центров тяжести световых пучков в турбулентной атмосфере // Известия вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17. № 10. С. 1501–1511.
8. *Лукин В.П.* Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.
9. *Noll R.J.* Zernike polynomials and atmospheric turbulence // JOSA. 1976. V. 66. № 3. P. 207–211.
10. *Лукин В.П.* Отслеживание случайных угловых смещений оптических пучков // Тезисы докладов V Всесоюз. симп. по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1979. Часть II. С. 33–36.
11. *Лукин В.П., Емалеев О.Н.* Коррекция угловых смещений оптических пучков // Квант. электрон. 1982. Т. 9. № 11. С. 2264–2271.
12. *Слободян С.М., Галахов В. Н., Сазанович В.М.* Устройство для измерения угловых флуктуаций оптического пучка // ПТЭ. 1980. Т. 27. № 9. С. 192–194.
13. *Кравцов Ю.А., Саичев А.И.* Эффекты двукратного прохождения волн в случайно-неоднородных средах // УФН. 1982. Т. 137. Вып. 3. С. 501–524.
14. *LeMaster D.A., Hardie R.C., Gladysz S., Howard M.D., Rucci M.A., Trippel M.E., Power J.D., Karch B.K.* Differential tilt variance effects of turbulence in imagery: Comparing simulation with theory // Proc. SPIE. 2016. V. 9846. P. 984606-1–984606-6.
15. *Gladysz S., Segel M., Eisele C., Barros R., Sucher E.* Estimation of turbulence strength, anisotropy, outer scale and spectral slope from an LED array // Proc. SPIE. 2015. V. 9614. P. 961402-1–961402-7.
16. *Power J.D., LeMaster D.A., Droege D.R., Gladysz S., Bose-Pillai S.* Simulation of anisoplanatic imaging through optical turbulence using numerical wave propagation with new validation analysis // Opt. Eng. 2017. V. 56. № 7. P. 071502.
17. *Gladysz S.* Absolute and differential G-tilt in turbulence: Theory and applications // Proc. SPIE. 2016. V. 10002. P. 100020F.

18. *Gladysz S., Filimonov G., Kolosov V.* Validation of tilt anisoplanatism models through simulation // Imaging and Appl. Opt. 2018. OSA. PW3H.2.pdf
19. *Tokovinin A.* From differential image motion to seeing // PASP. 2002. V. 114. P. 1156–1166.
20. *Sarazin M., Roddier F.* The ESO differential image motion monitor // Astron. and Astrophys. 1990. P. 227–239.
21. *Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Лукин В.П., Лавринова Л.Н.* Дифференциальный оптический измеритель параметров атмосферной турбулентности // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. № 11. С. 1219–1223.
22. *Больбасова Л.А., Грицута А.Н., Копылов Е.А., Лавринов В.В., Лукин В.П., Селин А.А., Соин Е.Л.* Измеритель оптической турбулентности на основе датчика волнового фронта Шэка–Гартмана // Оптический журнал. 2019. Т. 86 № 7. С. 42–47.
23. *Лукин В.П., Носов В.В.* Измерение дрожания изображения протяженного некогерентного источника излучения // Квант. электрон. 2017. Т. 47. № 6. С. 580–588.
24. ГОСТ Р ИСО 15367-2-2021. М.: Стандартинформ, 2013.
25. *Лукин В.П., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Лавринов В.В.* Особенности адаптивной фазовой коррекции искажений оптических волн в условиях проявления «сильных» флуктуаций интенсивности // Квант. электрон. 2020. Т. 50. № 9. С. 866–875.