

УДК 621.035

Ограничения применения лазерной опорной звезды в адаптивных оптико-электронных системах, обусловленные её дрожанием в атмосфере

© 2021 г. **В. В. Клеймёнов, доктор техн. наук;**
И. Ю. Возмищев, канд. техн. наук; Е. В. Новикова

Военно-космическая академия имени А.Ф. Можайского, Санкт-Петербург

E-mail: vka@mil.ru

Поступила в редакцию 28.05.2021

DOI:10.17586/1023-5086-2021-88-10-26-32

Для наземных адаптивных оптико-электронных систем наблюдения за естественными и искусственными космическими объектами рассматриваются ограничения, обусловленные дрожанием лазерной опорной звезды, используемой для компенсации фазовых искажений атмосферы. В рамках локально-однородной и изотропной модели турбулентности атмосферы оцениваются значения пространственного радиуса когерентности (параметра Фрида), при которых лазерный пучок из-за дрожания при формировании опорной звезды не выйдет за пределы угла изопланатизма. При этом полагается, что отклонения пучка в двух взаимно перпендикулярных направлениях нормально распределены, и вероятность того, что он не выйдет за пределы угла изопланатизма, подчиняется закону Рэлея. Угловая расходимость отклонённого пучка оценивается за время короткой экспозиции, меньшее времени заморозки атмосферы для дальней и ближней зон излучающей апертуры лазера.

Ключевые слова: турбулентная атмосфера, адаптивная оптика, угол изопланатизма, лазерная опорная звезда, радиус когерентности, дисперсия дрожания лазерного луча, угловая расходимость лазерного луча.

Коды OCIS: 010.1080, 110.1085, 010.3310, 010.1330, 010.1300.

ВВЕДЕНИЕ

При наблюдении космических объектов (КО) искусственного и естественного происхождения стремление улучшить разрешающую способность привело к созданию крупных оптических телескопов. Однако при увеличении их апертуры всё в большей степени начинает сказываться влияние искажений, вносимых атмосферой, компенсация которых обуславливает необходимость применения методов адаптивной оптики. Для эффективной работы адаптивных оптических систем (АОС) необходим яркий опорный точечный источ-

ник, расположенный вблизи КО в пределах угла изопланатизма атмосферы θ_{is} . Для хорошего астроклимата он составляет порядка 2–3 угловых секунд. Так, для Майданакского телескопа, размещённого на высоте 2500 м, среднее значение угла изопланатизма за период наблюдения в течение нескольких лет составило 2,48 угл. с [1]. Так как найти естественную звезду требуемой звёздной величины в пределах θ_{is} наблюдаемого КО маловероятно, то в поле зрения телескопа с помощью источника лазерного зондирующего излучения создают искусственную лазерную опорную

звезду (ЛОЗ) — натриевую на высоте 90–100 км или рэлеескую на высоте 5–20 км. Метод получения искусственной лазерной опорной звезды широко используется за рубежом в астрономических телескопах [2–4], а также при наблюдении космических аппаратов с помощью оптико-электронной системы (ОЭС) AEOS [5]. В настоящее время более широкое распространение получили адаптивные ОЭС с натриевыми ЛОЗ, генерируемыми на длине волны 0,589 мкм.

Проблемы, связанные с особенностями формирования (генерации) ЛОЗ, с фокусным и угловым анизопланатизмом, с компенсацией глобального наклона волнового фронта, рассмотрены во многих зарубежных и отечественных работах, среди которых выделим [2, 3, 6, 7]. Там же можно найти и ссылки на наиболее значительные публикации в данной области.

Влияние эффекта дрожания опорного источника на дрожание оптических изображений также достаточно хорошо изучено. Впервые дисперсия дрожания энергетического центра тяжести оптических изображений плоской волны, прошедшей через турбулентную атмосферу, в строгой теоретической постановке была рассмотрена в монографии В.И. Татарского [8]. Исследованию данной проблемы посвящены работы [3, 9, 10–12]. В частности, показано [12], что для «хорошей» атмосферы в телескопах с большими апертурами (4–8 м) можно пренебречь эффектом дрожания ЛОЗ.

Следует отметить, что зарубежные АОС с ЛОЗ расположены, как правило, в горах на высотах 2–4 км. На территории РФ подобных географических районов с очень хорошим астроклиматом крайне мало, и при размещении оптико-электронных систем на более низких высотах амплитудно-фазовые искажения оптического излучения значительно возрастают. Это приводит к усилению известных астрономических эффектов — размытию, сцинтилляциям (мерцанию) и дрожанию оптических изображений КО. Очевидно, что это приведёт и к усилению дрожания лазерного пучка, применяемого при формировании ЛОЗ.

Таким образом, при оценке эффективности применения ЛОЗ в наземных ОЭС в условиях «худшего» астроклимата особую актуальность приобретает задача определения

условий (ограничений), при которых ЛОЗ не выйдет за пределы угла изопланатизма, связанных с дрожанием лазерного пучка при его распространении в атмосфере.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОГРАНИЧЕНИЙ ПРИМЕНЕНИЯ ЛОЗ

Введём декартову систему координат, начало которой совместим с центром апертуры лазера диаметром d , ось z — с его оптической осью, направленной на КО, находящийся на расстоянии z_0 . За время короткой экспозиции, меньшее времени заморозки атмосферы t_{fr} , после прохождения лазерного пучка через турбулентную атмосферу происходит его отклонение относительно положения в невозмущённой атмосфере (вакууме).

Поле в точке $S(z_0, \rho_0)$ в соответствии с принципом Гюйгенса–Кирхгофа в приближении Френеля, обобщённого для случайно-неоднородной среды, имеет вид [10, 11]

$$U(z_0, \rho_0) = \left(\frac{ik}{2\pi z_0} \right) \times \int U_0(\mathbf{r}) \exp \left[\frac{ik|\mathbf{r} - \rho_0|^2}{2z_0} + \frac{ik\mathbf{r}\rho_0}{z_0} + G(0, \mathbf{r}; z_0, \rho_0) \right] d^2\mathbf{r}, \quad (1)$$

где $U_0(\mathbf{r})$ — начальное распределение поля на апертуре лазера (в плоскости $z = 0$), $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны, $G(0, \mathbf{r}, z_0, \rho_0)$ — набег фазы, обусловленный возмущениями атмосферы при распространении волны из точки апертуры $(0, \mathbf{r})$ в точку $S(z_0, \rho_0)$.

Мгновенное значение интенсивности поля в точке $S(z_0, \rho_0)$ равно

$$I(z_0, \rho_0) = \left(\frac{k}{2\pi z_0} \right)^2 \iint U_0(\mathbf{r}_1) U_0^*(\mathbf{r}_2) + \exp \left\{ ik \left[\frac{ik|\mathbf{r}_1 - \rho_0|^2}{2z_0} - \frac{ik|\mathbf{r}_2 - \rho_0|^2}{2z_0} \right] + \frac{ik\rho_0}{z_0} (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \right\} \times \times [G(\mathbf{r}_1) G^*(\mathbf{r}_2)] d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2. \quad (2)$$

Полагаем, что отклонения луча для двух взаимно перпендикулярных направлений нормально распределены. Тогда вероятность того,

что лазерный пучок с угловой расходимостью (по уровню половинной мощности) θ_{las} при дрожании (по двум осям) с дисперсией σ_n^2 не выйдет за пределы угла изопланатизма θ_{is} , подчиняется закону Рэлея и определяется выражением [13]

$$P = 1 - \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\theta_{\text{is}} - \theta_{\text{las}}}{\sigma_n} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

Дисперсия дрожания угла наклона лазерного пучка определяется по формуле [6, 14]

$$\sigma_n^2 = 0,364 \left(d/r_0 \right)^{5/3} \left(\lambda/d \right)^2, \quad (4)$$

и слабо зависит от диаметра апертуры ($\sigma_n^2 \approx 1/d^{1/3}$). r_0 — радиус когерентности турбулентной атмосферы.

Радиус когерентности r_0 и угол изопланатизма были введены Д. Фридом [14, 15] на основе теории А.Н. Колмогорова, развитой для локально однородной и изотропной турбулентности атмосферы, для которой волновая структурная функция между точками, находящимися в поперечном сечении луча на расстоянии ρ , была определена В.И. Татарским для плоской волны в виде [8]

$$D_n(r) = 2,91k^2 r^{5/3} \int_0^H C_n^2(h) dh, \quad (5)$$

где C_n^2 — структурная функция показателя преломления атмосферы на высоте h , H — длина трассы (высота атмосферного слоя).

Если выражение для $D_n(r)$ записать через радиус когерентности r_0 турбулентной атмосферы

$$D_n(r) = 6,88(r/r_0)^{5/3},$$

$$\text{то} \quad r_0 = r(6,88/D_n(r))^{3/5}$$

или с учётом зенитного угла

$$r_0 = \left(0,423k^2 \sec \beta \int_0^H C_n^2(h) dh \right)^{-3/5}, \quad (6)$$

где β — зенитный угол.

Угол изопланатизма θ_{is} определяется по формуле [15]

$$\theta_{\text{is}} = \left[2,91k^2 (\sec \beta)^{8/3} \int_0^H C_n^2(h) h^{5/3} dh \right]^{-3/5} = 0,314 \left(r_0/h_{\text{ef}} \right) (\cos \beta)^{8/5}, \quad (7)$$

где h_{ef} — высота эффективного слоя атмосферы.

В [6] в качестве типичной высоты указывается $h_{\text{ef}} = 3000$ м для дневных условий наблюдения и $h_{\text{ef}} = 1500$ м — для ночных.

Угол изопланатизма — максимальный угол между направлениями на опорный источник и наблюдаемый объект, в пределах которого возможна эффективная фазовая коррекция атмосферных возмущений в АОС. Физически его можно также трактовать как угол, под которым виден радиус когерентности r_0 в пределах эффективного слоя атмосферы с расстояния, равного толщине этого слоя h_{ef} [3, 6, 10].

Таким образом, как следует из выражений (4–7), при уменьшении радиуса когерентности атмосферы r_0 уменьшается и угол изопланатизма θ_{is} , в то время как дисперсия угла дрожания лазерного луча σ_n^2 возрастает.

Угловой размер лазерного пучка в большинстве работ, в частности в [16, 17], оценивается на большом интервале времени ($t > t_{\text{fr}}$), при котором абберрации, обусловленные атмосферной турбулентностью, не компенсируются. В адаптивных ОЭС при формировании ЛОЗ угловой размер отклонённого лазерного пучка необходимо оценивать на интервале времени ($t < t_{\text{fr}}$), в течение которого абберрации более высокого порядка (как и наклон волнового фронта) скомпенсировать не представляется возможным.

Учитывая, что значения интенсивности передаваемого пучка в плоскости ЛОЗ и принимаемого пучка в плоскости изображения ОЭС идентичны при условиях [18], во-первых, согласования передаточных функций приёмной и передающей апертур, а во-вторых, в случае рассмотрения изображения источника излучения в сопряжённой плоскости, для которой верно соотношение

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{z_{\text{pc}}} + \frac{1}{z_0}, \quad (8)$$

где z_{pc} — расстояние от приёмной апертуры до плоскости изображения, F — фокусное расстояние или радиус кривизны волнового фронта.

Для оценивания угловой расходимости отклонённого лазерного пучка воспользуемся результатами работы [19], в которой определяется оптическое разрешение телескопа для длинной и короткой экспозиции.

Для этого введём новые переменные $\rho = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ и $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$ и запишем выражение (2) для средней интенсивности в точке $S(z_0, \rho_0)$ в виде

$$\begin{aligned} \langle I(S) \rangle = & \left(\frac{k}{2\pi z_0} \right)^2 \int d\rho \exp \left[- \left(\frac{ik\rho_0\rho}{z_0} \right) \right] \times \\ & \times \int U_0(\mathbf{r} + (\rho/2)) \times \\ & \times U_0^*(\mathbf{r} - (\rho/2)) \langle G(\mathbf{r} + (\rho/2)) \times \\ & \times G^*(\mathbf{r} - (\rho/2)) \rangle \exp \left(\frac{ik\rho\rho}{z_0} \right) d\mathbf{r}, \end{aligned} \quad (9)$$

где угловые скобки означают усреднение по ансамблю фазовых возмущений.

Второй интеграл в выражении (9) представляет собой усреднённую оптическую передаточную функцию (ОПФ) оптико-электронной системы и атмосферы

$$\begin{aligned} \langle \tau(\rho) \rangle = & \int U_0[\mathbf{r} + (\rho/2)] U_0^*[\mathbf{r} - (\rho/2)] \times \\ & \times \langle G[\mathbf{r} + (\rho/2)] G^*[\mathbf{r} - (\rho/2)] \rangle \exp \left(\frac{ik\rho\rho}{z_0} \right) d\mathbf{r}, \end{aligned} \quad (10)$$

а $\rho = |\rho|$ — модуль вектора ρ , проведённого между двумя точками \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 апертуры.

Величина оптического разрешения R плоскости приёмной апертуры определяется выражением [19]

$$R = \int \langle \tau(\rho) d\rho \rangle, \quad (11)$$

где оптическая передаточная функция $\langle \tau(\rho) \rangle$ в отсутствии фазовой компенсации атмосферных возмущений представляет собой произведение передаточных функций ОЭС и атмосферы. В выражении (10) ОПФ нормирована таким образом, что $\langle \tau(0) \rangle = 1$.

В общем случае ОПФ всей системы (атмосферы и телескопа) нельзя разделить на атмосферную и аппаратную составляющие.

В отсутствие фазовой компенсации функция возмущений $G(\mathbf{r})$ описывает атмосферные искажения волнового фронта, и тогда ОПФ атмосферы равна [8]

$$\langle G(\mathbf{r} + \rho/2) G^*(\mathbf{r} - \rho/2) \rangle = \exp[-D_n(\rho)/2].$$

В АОС, реализующих метод фазовой коррекции атмосферных искажений, важной является не волновая структурная функция, а структурная функция флуктуации фазы $D_\phi(\rho)$ между точками, разнесёнными в поперечном сечении пучка на расстоянии ρ .

Для плоской волны, приходящей на круглую апертуру, функция зрачка которой равна

$$W(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1 & \text{при } r \leq d/2 \\ 0 & \text{при } r > d/2 \end{cases}, \quad (12)$$

в [19] получено выражение для оптического разрешения линзы, которое для короткой экспозиции имеет вид

$$\begin{aligned} R = & 4(d/\lambda F)^2 \int_0^1 \rho \left[\arccos(\rho) - \rho \sqrt{1-\rho^2} \right] \times \\ & \times \exp \left[-3,44(d/r_0)^{5/3} \rho^{5/3} \left(1 - g\rho^{1/2} \right) \right] d\rho. \end{aligned}$$

В приведённом выражении для ближней зоны апертуры коэффициент $g = 1$ ($d \gg \sqrt{\lambda z_0}$) и $D_\phi(\rho) = D_n(\rho)/2$, а для дальней зоны $g = 1/2$ и $D_\phi(\rho) = D_n(\rho)$. Данный интеграл был рассчитан Д. Фридом для различных значений, и полученные результаты были нормированы относительно максимального значения

$$R_{\max} = (\pi/4)(r_0/\lambda F)^2,$$

соответствующего линзе бесконечно большого диаметра, для случая длинной экспозиции при отсутствии фазовой коррекции.

Для системы получения изображений с короткой экспозицией значения R/R_{\max} для различных d/r_0 представлены в табл. 1 (во втором и четвёртом столбцах для дальней и ближней зон апертуры соответственно).

Имея в виду, что оптическому разрешению R_{\max} соответствует угловое разрешение

$$\theta_{\max} = (2/\sqrt{\pi})(\lambda/r_0),$$

для короткой экспозиции системы получения изображения величину углового разрешения можно записать в виде

$$\theta_{\text{las}}^* = (2/\sqrt{\pi})(\lambda/r_0)/\sqrt{R/R_{\text{max}}}. \quad (13)$$

С учётом выражения (8) величина угловой расходимости лазерного пучка (по уровню половинной мощности) θ_{las} будет равна угловому разрешению систем получения изображения θ_{las}^* .

С помощью выражения (13) рассчитаем значения угловой расходимости θ_{las} (по уровню половинной мощности) отклонённого лазерно-

го пучка для ближней и дальней зон излучающей апертуры, выраженные в единицах λ/r_0 , в зависимости от её нормированного диаметра d/r_0 (приведены в третьем и пятом столбцах табл. 1).

Анализ представленных в таблице результатов показывает, что для короткой экспозиции при нахождении ЛОЗ в дальней зоне излучающей апертуры угловая расходимость отклонённого лазерного пучка при $d/r_0 = 2$ равна $\theta_{\text{las}} = 1,1\lambda/r_0$ и имеет минимальное значение $\theta_{\text{las}} = \lambda/r_0$ при $d/r_0 = 7$. То есть, увеличение диаметра апертуры, для которой выполняется условие $d/r_0 \geq 2$, не даёт существенного выигрыша в угловой расходимости пучка. Для ближней зоны угловая расходимость сфокусированного пучка при увеличении апертуры от $d/r_0 = 2,0$ до $d/r_0 = 3,8$ уменьшится с $\theta_{\text{las}} = 0,735\lambda/r_0$ до $\theta_{\text{las}} = 0,6\lambda/r_0$, т.е. в 1,2 раза.

В табл. 2 и 3 для ночного и дневного времени соответственно с учётом выражений (4) и (7) представлены результаты расчётов по формуле (3) вероятности P того, что при прохождении через турбулентную атмосферу лазерный пучок при дрожании с дисперсией σ_n^2 не выйдет за пределы угла изопланатизма θ_{is} для различных радиусов пространственной когерентности r_0 и значений угловой расходимости лазерного пучка $\theta_{\text{las}} = 1,1\lambda/r_0$ (для дальней зоны апертуры) и $\theta_{\text{las}} = 0,6\lambda/r_0$ (для ближ-

Таблица 1. Значения нормированного оптического разрешения и угловой расходимости для апертуры с нормированным диаметром d/r_0

d/r_0	Дальняя зона		Ближняя зона	
	R/R_{max}	θ_{las}	R/R_{max}	θ_{las}
1,0	0,586	1,474	0,844	1,228
2,0	1,048	1,102	2,361	0,735
3,0	1,202	1,029	3,323	0,619
3,8	1,225	1,020	3,503	0,603
4,0	1,234	1,016	3,481	0,605
5,0	1,249	1,010	3,204	0,631
7,0	1,253	1,008	2,522	0,711

Таблица 2. Вероятность нахождения лазерного пучка в пределах угла изопланатизма для различных значений r_0 и θ_{las} (для ночного времени)

	$h = 1500 \text{ м}$									
	Ближняя зона $d = 3,8r_0$					Дальняя зона $d = 2,0r_0$				
r_0 , см	8,0	7,0	6,5	6,0	5,0	9,0	8,0	7,0	6,5	6,0
θ_{las} , мкрад	4,42	5,05	5,44	5,89	7,07	7,20	8,10	9,26	9,68	10,80
P	0,99	0,94	0,83	0,63	0,17	0,96	0,91	0,51	0,28	0,05

Таблица 3. Вероятность нахождения лазерного пучка в пределах угла изопланатизма для различных значений r_0 и θ_{las} (для дневного времени)

	$h = 3000 \text{ м}$									
	Ближняя зона $d = 3,8r_0$					Дальняя зона $d = 2,0r_0$				
r_0 , см	10,0	9,0	8,0	7,0	6,5	12,0	11,0	10,0	9,0	8,0
θ_{las} , мкрад	3,53	3,93	4,42	5,05	5,44	5,4	5,89	6,48	7,20	8,10
P	0,95	0,78	0,46	0,15	0,05	0,98	0,85	0,55	0,18	0,01

ней зоны). Углы изопланатизма рассчитаны по формуле (7) для вертикальной трассы ($\beta = 0$) для ночного времени ($h_{\text{ef}} = 1500$ м) и дневного времени ($h_{\text{ef}} = 3000$ м) соответственно.

Анализируя результаты, представленные в табл. 2 и 3, отметим:

1. Значения радиусов когерентности атмосферы $r_0 = 5\text{--}8$ см для ночного времени соответствуют данным, полученным в процессе экспериментальных исследований [21] в Байкальской астрофизической обсерватории (БАО), находящейся на высоте около 700 м, в октябре 2016 года в период времени с 21 часа до 01 часа с использованием датчика Шака–Гартмана на длине волны $\lambda = 0,535$ мкм (близкой к длине волны лазера $\lambda = 0,589$ мкм, используемого для получения натриевой ЛОЗ).

2. Для ночного времени для дальней зоны излучающей апертуры лазера ($d = 2r_0$), т.е. коллимированного пучка при $r_0 < 7$ см вероятность выхода зондирующего пучка за пределы угла изопланатизма значительно возрастает. Для ближней зоны ($d = 3,8r_0$), т.е. для сфокусированного пучка, как и следовало ожидать, вероятность выхода пучка за пределы угла изопланатизма высока при $r_0 < 5$ см.

3. Для дневного времени для дальней зоны излучающей апертуры лазера ($d = 2r_0$), т.е. коллимированного пучка, уже при $r_0 \leq 9$ см вероятность выхода зондирующего пучка за пределы угла изопланатизма значительно возрастает. Для ближней зоны ($d = 3,8r_0$), т.е. для сфокусированного пучка, как и следовало ожидать, вероятность выхода пучка за пределы угла изопланатизма высока при $r_0 \leq 7$ см. В связи с этим заметим, что результаты экспериментальных измерений пространственного радиуса когерентности r_0 в дневное время, полученные в Байкальской астрофизической лаборатории, показали, что усреднённые значения $r_0 = 4\text{--}5$ см летом и осенью и $r_0 = 2\text{--}3$ см зимой и весной [22].

4. Значения углов изопланатизма, использованные для оценки вероятности P нахождения лазерного пучка в пределах угла изопланатизма и рассчитанные для ночного времени по формуле (7) для $r_0 = 5\text{--}8$ см, равные $\theta_{\text{is}} = 10,5\text{--}16,7$ мкрад (более 2–3 угл. с), следует признать завышенными по сравнению с приведённым ранее для Майданакского телескопа углом $\theta_{\text{is}} = 2,48$ угл. с. Это можно объяснить заниженным значением высоты эффективного слоя атмосферы $h_{\text{ef}} = 1500$ м. Вследствие этого при уточнении значений θ_{is} можно ожидать, что вероятности P будут ниже представленных в табл. 2 и 3. К сожалению, авторы работ [21, 22] не приводят значения углов изопланатизма в процессе экспериментальных измерений радиуса когерентности атмосферы в районе Байкальской астрофизической обсерватории.

Очевидно, что при определении географических мест размещения адаптивных ОЭС, использующих алгоритмы фазовой коррекции атмосферных искажений по излучению от ЛОЗ, необходимо измерять помимо традиционных параметров атмосферы (коэффициента пропускания и др.), также и радиус когерентности, и угол изопланатизма.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведённые результаты получены для статистических характеристик атмосферы — радиуса пространственной когерентности, угла изопланатизма и дисперсии дрожания лазерного пучка, справедливые для локально однородной и изотропной модели турбулентности. В условиях худшего астроклимата и при отклонении от данной модели характеристики атмосферы могут отличаться и требуют уточнения, прежде всего, экспериментального. Это необходимо учитывать при выборе географических мест размещения адаптивных ОЭС с лазерной опорной звездой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ильясов С.П., Корнилов В.Г., Возякова О.В. и др. Измерения оптической турбулентности в свободной атмосфере над горой Майданак в 2005–2007 г.г. // Письма в астрономический журнал. 2009. Т. 35. № 8. С. 606–614.
2. Лукин В.П. Формирование оптических пучков и изображений на основе применения систем адаптивной оптики // Успехи физ. наук. 2014. Т. 184. № 6. С. 599–640.
3. Большасова Л.А., Лукин В.П. Адаптивная коррекция атмосферных искажений оптических изображений на основе искусственного опорного источника. М.: Физматлит, 2012. 128 с.

4. Клейменов В.В., Новикова Е.В. Действующие крупногабаритные наземные оптические телескопы наблюдения за космическими объектами // Известия ВУЗов. Приборостроение. 2018. Т. 61. № 10. С. 827–843.
5. Senft D., Hunt S., Swindle T.R. Sodium guide star signal levels measured at AMOS and comparison to theory // Proc. of the Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference. 2019. The Maui Economic Development Board, id.81. [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://bs/2019amos.confE..81S/abstracthttps://ui.adsabs.harvard.edu/a>
6. Hardy J.W. Adaptive optics for astronomical telescopes. Oxford: University press, 1998. 437 p.
7. Tyson R.K. Principles of adaptive optics. N.Y.: CRCPress, 2010. 350 p.
8. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
9. Миронов В.Л., Носов В.В., Чен Б.Н. Дрожание оптических изображений лазерных источников в турбулентной атмосфере // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 4. С. 461–469.
10. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 250 с.
11. Миронов В.Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 246с.
12. Банах В.А., Миронов В.Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1986. 174 с.
13. Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М.: Наука, 1969. 576 с.
14. Fried D.L. Statistics of geometric representation of wavefront distortion // J. Opt. Soc. Am. 1965. V. 55. № 11. P. 1427–1435.
15. Fried D.L. Anisoplanatism in adaptive optics // J. Opt. Soc. Am. 1982. V. 72. № 1. P. 52–61.
16. Lutomirski R.F., Yura H.T. Propagation of a finite optical beam in an inhomogeneous medium // Appl. Opt. 1971. V. 10. P. 1652–1658.
17. Ji X., Li X. Directionality of Gaussian array beams propagating in atmospheric turbulence // Journal of the Optical Society of America A: Optics and Image Science, and Vision. 2009. V. 26. № 2. P. 236–243. doi: 10.1364/JOSAA.26.000236
18. Лукин В.П. Остаточные искажения, обусловленные размером опорного источника // Оптика атмосферы и океана. 2014. № 11. С. 949–956.
19. Fried D.L. Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures // J. Opt. Soc. Am. 1966. V. 56. № 10. P. 1372–1379.
20. Уонг Дж. Оптическое разрешение с адаптивной фазовой компенсацией при распространении света в турбулентной атмосфере // Адаптивная оптика. Пер. с англ. М.: Мир, 1980. С. 374–398.
21. Konyaev P.A., Kopulov E.A., Kovadlo P.G., Lukin V.P., Selin A.A. et al. Works on a set of data measuring turbulence in different seasons of the year // Proc. SPIE. 23rd International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. 2017. V. 10466. P. 10466N-1–5. doi: 10.1117/12.2283000
22. Bolbasova L.A., Shikhovtsev A.Yu., Kopylov E.A., Selin A.A., Lukin V.P., Kovadlo P.G. Daytime optical turbulence and wind speed distributions at the Baikal Astrophysical Observatory // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society MNRAS. 2019. V. 482. P. 2619–2626.