

АДАПТИВНАЯ ОПТИКА

УДК 534.222

И. П. Лукин

О ПЯТЕННОЙ СТРУКТУРЕ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Проведен теоретический анализ характеристик выбросов интенсивности астрономического изображения при развитой спекл-структуре, обусловленной крупномасштабными (турбулентными) неоднородностями атмосферы. Рассчитывались следующие характеристики выбросов: среднее значение площади и плотность выбросов, расстояние между ближайшими выбросами и их объем. Показано, что астрономическое изображение в этих условиях состоит из хаотически расположенных дифракционных изображений, интенсивность которых определяется средним значением интенсивности всего изображения.

При наблюдении астрономических объектов через турбулентную атмосферу для крупных телескопов обычно реализуются условия, когда астрономическое изображение представляет собой хаотическую картину чередующихся светлых и темных пятен (спекл-структура). Для целей улучшения качества изображений, искаженных атмосферной турбулентностью, используются методы адаптивной оптики [1] или постдетекторной обработки изображений [2]. В любом случае речь идет о получении какой-либо информации из всего изображения или его части. Естественно, что информацию удастся извлечь только из светлых пятен изображения. В связи с этим представляется интересным дать оценку величины характерных параметров этих областей. В данном сообщении подобный анализ проводится на основе трактовки светлых пятен спекл-структуры как случайных выбросов интенсивности астрономического изображения.

Теория случайных выбросов однородного и изотропного скалярного поля над достаточно высоким уровнем была развита в работе [3], где были получены аналитические выражения для следующих характеристик выбросов случайного поля: среднего значения площади выбросов, плотности выбросов, расстояния между ближайшими выбросами и объема выбросов. На основе этой теории в [4] был проведен анализ случайных пространственных выбросов интенсивности лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере, для режима слабых флуктуаций интенсивности, т.е. когда флуктуации оптической волны распределены по логарифмически нормальному закону. В работах [5–7] развивался альтернативный подход к описанию статистики локальных максимумов флуктуаций интенсивности световой волны в турбулентной атмосфере. Дальнейший анализ проблемы был проведен в [8, 9], где исследовались характеристики выбросов интенсивности оптического поля, распределенного по нормальному закону.

Авторы [8, 9] показали, что средние характеристики выбросов интенсивности излучения над некоторым заданным уровнем I_{sp} , в определенное число раз превышающем среднее значение интенсивности $\langle I_g \rangle$, могут быть рассчитаны по следующим формулам:

средняя площадь одного выброса

$$\langle S(I_{sp}) \rangle \cong \frac{\pi}{2} \frac{\langle I_g \rangle^2}{R_g''(0) I_{sp}},$$

средняя плотность выбросов (среднее число выбросов на единицу площади)

$$\langle N(I_{sp}) \rangle \cong \frac{2}{\pi} \frac{R_g''(0) I_{sp}}{\langle I_g \rangle^2} \exp\left(-\frac{I_{sp}}{\langle I_g \rangle}\right),$$

среднее расстояние между соседними выбросами –

$$\langle l(I_{sp}) \rangle \cong \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\langle I_g \rangle}{\sqrt{R_g''(0) I_{sp}}} \exp\left(\frac{I_{sp}}{2\langle I_g \rangle}\right),$$

средний объем выброса (средний полный поток мощности в одном выбросе)

$$\langle V(I_{sp}) \rangle \cong \frac{\pi}{2} \frac{\langle I_g \rangle^2}{R_g''(0)}.$$

Здесь угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю случайных реализаций, а

$$R_g''(0) = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial y_1 \partial y_2} \langle U_g(\mathbf{p}_1) U_g^*(\mathbf{p}_2) \rangle \right\} \Big|_{\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2 = 0}$$

– вещественная часть второй производной от $U_g(\mathbf{p}_1) U_g^*(\mathbf{p}_2)$ – функции взаимной когерентности второго порядка поля оптической волны $U_g(\mathbf{p})$ по поперечным координатам при $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2 = 0$.

Обычно поле оптической волны за приемной фокусирующей линзой в плоскости резкого изображения записывают при помощи метода Гюйенса–Кирхгофа [1, 2] в виде

$$U_g(\mathbf{p}) = \frac{k \exp\left(ikF_t + \frac{ik}{2F_t} \rho_2\right)}{2\pi i F_t} \iint_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{p}' U(\mathbf{p}') T(\mathbf{p}') \exp\left(-\frac{ik}{F_t} \mathbf{p}\mathbf{p}'\right),$$

где $U(\mathbf{p}')$ – поле оптической волны, падающей на входную апертуру приемной системы; $T(\mathbf{p})$ – функция пропускания оптической приемной системы; F_t – фокусное расстояние приемной линзы; $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны оптического излучения в вакууме; \mathbf{p}' и \mathbf{p} – поперечные координаты соответственно на входной апертуре и в плоскости резкого изображения приемной линзы. В условиях хорошо развитой спекл-структуры поле оптической волны $U_g(\mathbf{p})$ можно считать распределенным по нормальному закону.

Нетрудно показать, что среднее значение поля оптической волны за приемной линзой практически равно нулю, т.е.

$$\langle U_g(\mathbf{p}) \rangle \cong 0.$$

Распределение средней интенсивности оптической волны за линзой в области изопланатичности однородно ($\Gamma_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \Gamma_2(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)$) и его в этом случае можно представить в виде

$$\langle I_g(\mathbf{p}) \rangle = \frac{k^2}{4\pi^2 F_t^2} \iint_{-\infty}^{\infty} d\boldsymbol{\eta} \Gamma_2(\boldsymbol{\eta}) \exp\left[-\frac{ik}{F_t} \mathbf{p}\boldsymbol{\eta}\right] \iint_{-\infty}^{\infty} d\boldsymbol{\xi} T(\boldsymbol{\xi}) T^*(\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\eta}),$$

где $\Gamma_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \langle U(\mathbf{p}_1) U^*(\mathbf{p}_2) \rangle$ – функция взаимной когерентности второго порядка поля оптической волны, падающей на входную апертуру приемной системы.

Считая атмосферную турбулентность колмогоровской, функцию взаимной когерентности второго порядка поля оптической волны, формирующей астрономическое изображение, запишем следующим образом:

$$\Gamma_2(\mathbf{p}) = U_0^2 \exp\left\{-\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{5/3}\right\},$$

где U_0 – амплитуда падающей оптической волны; ρ_0 – радиус когерентности плоской оптической волны в турбулентной атмосфере. Поскольку можно считать, что радиус приемной оптической системы R для большинства астросистем (в видимом диапазоне) много больше радиуса когерентности падающей оптической волны ρ_0 ($R \gg \rho_0$), то распределение средней интенсивности оптической волны за линзой при развитой спекл-структуре, когда исчезает картина Эйри, можно аппроксимировать гауссоидой [8]:

$$\langle I_g(\mathbf{p}) \rangle \cong I_i \exp\left\{-\left(\frac{\rho}{\rho_i}\right)^2\right\},$$

где $I_i = I_0 \frac{R^2}{\rho_i^2}$ – интенсивность астрономического изображения на оптической оси системы; $I_0 = U_0^2 T_0^2$ – интенсивность оптической волны, прошедшей через телескоп; T_0 – амплитудное пропускание телескопа на его оптической оси; $\rho_i = 2F_t/(k\rho_0)$ – линейный размер изображения точечного объекта, наблюдаемого через турбулентную атмосферу. Естественно, что в данной ситуации «турбулентный» размер среднего изображения много больше дифракционного:

$$\rho_i \gg \rho_d,$$

где $\rho_d = 2F_t/(kR)$ – линейный размер изображения точечного объекта, наблюдаемого через однородную среду (дифракционный размер изображения). Поскольку корреляция между интенсивностью астрономического изображения и ее производной отсутствует только вблизи оптической оси телескопической системы, то количественные оценки параметров выбросов интенсивности изображения имеют силу лишь для его центральной части.

Интегральное выражение для второй производной от функции взаимной когерентности второго порядка поля оптической волны за приемной линзой можно записать следующим образом:

$$R_g''(0) = \frac{k^4}{16\pi^2 F_t^4} \iint_{-\infty}^{\infty} d\eta \eta \iint_{-\infty}^{\infty} d\xi \xi \Gamma_2(\eta - \xi) T(\eta) T^*(\xi).$$

После вычисления интегралов, входящих в формулу для $R_g''(0)$, при $R \gg \rho_0$ получим окончательное выражение для второй производной функции взаимной когерентности второго порядка:

$$R_g''(0) = I_i \frac{1}{\rho_d^2}.$$

Таким образом, характеристики выбросов интенсивности астрономического изображения могут быть записаны в следующем виде:

средняя площадь одного выброса

$$\langle S(I_{sp}) \rangle \cong \frac{1}{2} \pi \rho_d^2 \frac{I_i}{I_{sp}},$$

средняя плотность выбросов

$$\langle N(I_{sp}) \rangle \cong \frac{2}{\pi \rho_d^2} \frac{I_{sp}}{I_i} \exp\left(-\frac{I_{sp}}{I_i}\right),$$

среднее расстояние между соседними выбросами

$$\langle l(I_{sp}) \rangle \cong \sqrt{\frac{\pi}{8}} \rho_d \sqrt{\frac{I_i}{I_{sp}}} \exp\left(\frac{I_{sp}}{2I_i}\right),$$

средний объем выброса

$$\langle V(I_{sp}) \rangle \cong \frac{1}{2} \pi \rho_d^2 I_i.$$

Видно, что характеристики пространственных выбросов интенсивности астрономического изображения определяются его дифракционным размером ρ_d и отношением заданного уровня I_{sp} к интенсивности астрономического изображения на оптической оси телескопа I_i .

На основе полученных соотношений можно сделать следующие выводы.

1. Астрономическое изображение при развитой спекл-структуре представляет собой систему ярких пятен (спеклов), характерный размер которых определяется дифракционным размером изображения ($\sim \rho_d$).

2. Спеклы удалены друг от друга на расстояние, пропорциональное дифракционному размеру изображения, и несут в себе средний поток мощности $\sim \pi r_d^2 I_i$, обусловленный интенсивностью среднего изображения и дифракционным размером изображения.

3. Спекл-структура астрономического изображения состоит из хаотически расположенных дифракционных изображений, интенсивность которых определяется интенсивностью среднего изображения I_i , гораздо более слабой, чем интенсивность дифракционного изображения ($I_i \ll I_d = I_0 (R^2/\rho_d^2)$), число дифракционных изображений при этом увеличивается пропорционально ослаблению их интенсивности (число спеклов $\sim I_d/I_i$).

4. Рост числа спеклов в астрономическом изображении происходит при примерно постоянном значении их плотности, т.е. за счет увеличения занимаемой ими области. Увеличение размера астрономического изображения (его «уширение») из-за возмущающего влияния атмосферной турбулентности происходит от дифракционного ρ_d до турбулентного ρ размера.

Влияние временных изменений состояния атмосферы в работе не учитывалось, поэтому данные результаты относятся к длительностям наблюдения $\tau \leq 10^{-3}$ с, т.е. к любому короткоэкспозиционному изображению астрономического объекта.

1. Лукин В. П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.
2. Лукин И. П. Потенциальные возможности методов постдетекторной обработки изображений некогерентно освещенных объектов, наблюдаемых через турбулентную атмосферу // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. N 3. С. 455–466.
3. Бункин Ф. В., Гочелашвили К. С. Выбросы случайного скалярного поля // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11. N 12. С. 1864–1870.
4. Бункин Ф. В., Гочелашвили К. С. Случайные пространственные выбросы интенсивности при распространении волны через турбулентную атмосферу // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12. N 6. С. 875–881.
5. Храмцов Ю. И. О локальных максимумах случайного поля над заданным уровнем // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16. N 8. С. 1221–1226.
6. Храмцов Ю. И. О локальных максимумах флуктуаций интенсивности плоской и сферической световой волны, распространяющейся в турбулентной атмосфере // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17. N 8. С. 1175–1185.
7. Храмцов Ю. И. О максимумах случайного поля // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. N 3. С. 453–455.
8. Прохоров А. М., Бункин Ф. В., Гочелашвили К. С., Шишов В. И. Распространение лазерного излучения в случайно-неоднородных средах // Успехи физических наук. 1974. Т. 114. Вып. 3. С. 415–456.
9. Aksenov V. P., Gochelashvily K. S., Shishov V. I. Spatial spikes of laser irradiance propagating over large distances in a turbulent medium // Appl. Optics. 1976. V. 15. N 5. P. 1172–1177.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
15 ноября 1996 г.

V. P. Lukin. About Spot Structure of Astronomical Images.

Characteristics of intensity spikes of an astronomical image under developed speckle-structure due to large-scale (turbulent) inhomogeneities of the atmosphere are analyzed theoretically. The following characteristics of the spikes were computed: averaged area, density, volume, and a distance between the closest spikes. The astronomical image is shown under these conditions to consist of randomly located diffraction images, the intensity of which is determined by the averaged intensity of all picture.