

Д.А. Маракасов

Спектры мерцаний звезд при их покрытии атмосферой Земли в первом приближении метода плавных возмущений

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 3.10.2002 г.

Рассматриваются пространственные спектры мерцаний звезд при покрытии их атмосферой Земли. Найдена связь между пространственными корреляционными функциями неоднородностей показателя преломления атмосферы и логарифма интенсивности флуктуаций прошедшего излучения в рамках первого приближения метода плавных возмущений. На примере неоднородностей с изотропной гауссовой корреляционной функцией рассмотрены свойства атмосферы как фильтра.

Введение

Мерцания звезд, т. е. флуктуации интенсивности прошедшего сквозь атмосферу излучения, являются следствием рассеяния излучения на атмосферных неоднородностях. Наблюдение мерцаний с борта космической станции или стратосферного зонда при покрытии звезд атмосферой планеты является одним из методов, позволяющих получить информацию о структуре последней, причем влияние более плотных слоев атмосферы, осложняющее интерпретацию данных наземных наблюдений, исключается автоматически. При анализе мерцаний необходимо учитывать как радиальную зависимость регулярной составляющей показателя преломления, так и анизотропию неоднородностей, связанную с устойчивой вертикальной стратификацией атмосферы, что делает задачу восстановления характеристик атмосферы по одномерному пространственному спектру прошедшего излучения нетривиальной и не имеющей, по-видимому, строгого аналитического решения.

При регистрации мерцаний с борта космической станции расстояние между исследуемым слоем атмосферы и приемником значительно превосходит размеры слоя. В этих условиях достаточную точность описания связи между структурой атмосферных неоднородностей и пространственным спектром интенсивности принимаемого излучения обеспечивает метод фазового экрана, использовавшийся в большинстве работ, посвященных этой тематике [1–3]. Однако пространственное разрешение метода фазового экрана ухудшается по мере удаления станции от исследуемого слоя. В частности, нет возможности учесть искривление луча в атмосфере и связанное с этим изменение ориентации неоднородностей относительно луча. Таким образом, представляется необходимой разработка методов интерпретации результатов наблюдений в случае, когда приемник расположен вблизи слоя, или даже внутри него, как, например, при измерениях со стратосферных зондов.

В данной статье предлагается метод моделирования флуктуаций интенсивности излучения, прошедшего сквозь атмосферу Земли, по которому изменение характеристик атмосферной турбулентности вдоль луча учитывается в рамках первого приближения метода плавных возмущений (МПВ). Это позволяет учесть основные аспекты влияния средней атмосферы на распространяющееся в ней излучение, а именно анизотропию атмосферной турбулентности, изменение ее характеристик вдоль луча, а также радиальную зависимость регулярной составляющей показателя преломления. Исследуется зависимость одномерного пространственного спектра корреляционной функции логарифма интенсивности принимаемого излучения как от геометрических факторов – положения и направления движения приемника, так и от структурных характеристик неоднородностей атмосферы. Рассматривается также проблема восстановления характеристик атмосферной турбулентности. В рамках аналитического подхода сформулированы условия, при выполнении которых принципиально возможно обращение интегрального соотношения, связывающего пространственные спектры флуктуаций показателя преломления и логарифма интенсивности прошедшего излучения.

Спектры мерцаний в рамках первого приближения МПВ

Рассмотрим распространение оптического излучения удаленного внеземного источника в турбулентной сферически симметричной атмосфере Земли. Пусть на внешней границу исследуемого слоя атмосферы с нижней границей $R_0 = 6400$ км и толщиной $\Delta = 40$ км падает плоская волна с гармонической временной зависимостью $\exp(-i\omega t)$ и волновым числом $k_0 = 2\pi/\lambda_0$. Показатель преломления атмосферы $n_t(\mathbf{r}) = n(\mathbf{r}) + \delta n(\mathbf{r})$ представляет собой суперпозицию регулярной $n(\mathbf{r})$ и случайной $\delta n(\mathbf{r})$ зависимостей от радиуса-вектора \mathbf{r} . Зависимость регулярной составляющей

от длины волны λ_0 и средних температуры $\langle T(\mathbf{r}) \rangle$ (К) и давления $\langle P(\mathbf{r}) \rangle$ (мбар) описывается известным соотношением [4]:

$$n(\mathbf{r}) = 1 + 7,76 \cdot 10^{-6} \frac{\langle P(\mathbf{r}) \rangle}{\langle T(\mathbf{r}) \rangle} \left(1 + \frac{\Lambda^2}{\lambda_0^2} \right), \quad (1)$$

где параметр $\Lambda = 8,7 \cdot 10^{-8}$ м характеризует дисперсию атмосферы в диапазоне длин волн $3 \cdot 10^{-7} \div 2 \cdot 10^{-5}$ м. Отношение средних давления и температуры убывает с высотой по закону, близкому к экспоненциальному, с пространственным масштабом H , лежащим в интервале $6 \cdot 10^3 \div 8 \cdot 10^3$ м, что позволяет аппроксимировать радиальную зависимость регулярной составляющей следующим соотношением:

$$n(\mathbf{r}) = 1 + N \exp[(r - R_0)/H], \quad (2)$$

где $N \approx 2 \cdot 10^{-5}$.

Случайное поле неоднородностей показателя преломления будем характеризовать корреляционной функцией

$$B_n(\mathbf{R}, \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = \langle \delta n(\mathbf{r}_1) \delta n(\mathbf{r}_2) \rangle, \quad (3)$$

сравнительно слабо зависящей от «медленной» переменной $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$.

В рамках первого приближения МПВ компоненты электрического поля в точке \mathbf{r} могут быть представлены в виде [5]:

$$U(\mathbf{r}) = U_0(\mathbf{r}) e^{i\Psi_0(\mathbf{r})};$$

$$\Psi_0(\mathbf{r}) = \iiint_{V'} \frac{U_0(\mathbf{r}')}{U_0(\mathbf{r})} G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \delta n(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (4)$$

где $U_0(\mathbf{r})$ – электрическое поле в среде без учета неоднородностей; $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ – функция Грина точечного источника в безграничной среде при отсутствии флуктуаций. В выражении (4) при интегрировании не учитывается обратное рассеяние. При наблюдениях как с борта космической станции, так и со стратосферного зонда расстояние между приемником и исследуемым слоем L_0 не превосходит нескольких тысяч километров, так что для волн оптического диапазона выполнено условие $L_0 \ll H^2/\lambda_0$. Это позволяет искать входящие в подынтегральное выражение в (4) функции $U_0(\mathbf{r})$ и $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ в приближении геометрической оптики:

$$\begin{cases} U_0(\mathbf{r}) \\ G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \end{cases} = \begin{cases} A_0(\mathbf{r}) e^{i\Psi(\mathbf{r})} \\ A_G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') e^{i\Psi_G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')} \end{cases}. \quad (5)$$

Удобно перейти к сферической системе координат $\{r, \theta, \phi\}$, начало отсчета которой расположено в центре симметрии атмосферы, а ось $\theta = 0$ параллельна направлению распространения падающей волны до взаимодействия с атмосферой (рис. 1). Траектория луча лежит в плоскости $\phi = \text{const}$ и определяется соотношением

$$\theta(r, \rho) = \theta_p(r, \rho) \pm \int_{h_p(\rho)}^r \frac{dr}{r \sqrt{n^2(r)r^2 / \rho^2 - 1}}, \quad (6)$$

где ρ – прицельный параметр (расстояние между лучом и осью $\theta = 0$ до входа в атмосферу), высота перигея $h_p(\rho)$ есть решение уравнения $n(h_p)h_p = \rho$, а его угловая координата задается следующим образом:

$$\theta_p(\rho) = \pi - \int_{h_p(\rho)}^{\infty} \frac{dr}{r \sqrt{n^2(r)r^2 / \rho^2 - 1}}. \quad (7)$$

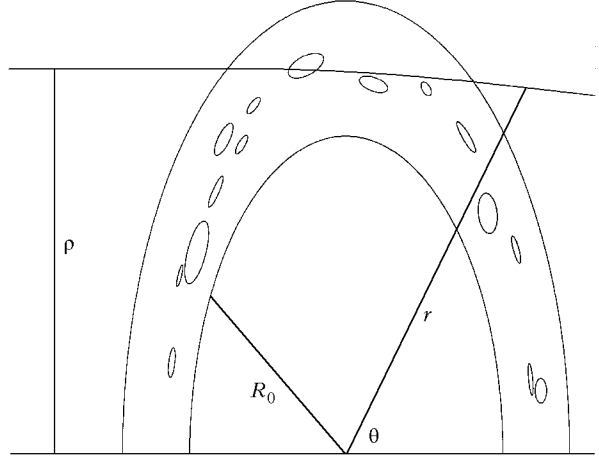


Рис. 1. Геометрия задачи

Поскольку пространственный масштаб H существенно превосходит длину волны, то в ближней зоне точечного источника волну можно считать сферической, а изменения амплитуды за счет рефракции в атмосфере будут проявляться лишь в дальней зоне. Поэтому амплитудные члены в (5) можно определить через изменение сечения волновой трубки в процессе распространения излучения. В результате получим

$$A_0(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{n(r)}{\sin \theta} \left| \frac{\theta_r(r, \rho)}{\theta_\rho(r, \rho)} \right|}, \quad (8)$$

$$A_G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{r\theta_r(r, \rho)n(r) / n(r')}{[\theta_\rho(r', \rho) - \theta_\rho(r, \rho)] \sqrt{n^2(r')r'^2 - \rho^2} |\mathbf{r} \times \mathbf{r}'|}}, \quad (9)$$

где ρ есть прицельный параметр луча, проходящего через точку \mathbf{r} или через точки \mathbf{r} и \mathbf{r}' , а нижним индексом функции обозначена операция дифференцирования по соответствующей координате. Амплитуда падающей волны принята за единицу.

Для определения набегов фазы поля $U_0(\mathbf{r})$ необходимо проинтегрировать показатель преломления по траектории луча

$$\begin{aligned} \Psi(\mathbf{r}) &= \Psi^0(r, \rho) = \\ &= \begin{cases} k_0 \int_r^{r_\infty} \frac{r''^2 n^3(r'') dr''}{\sqrt{r'' n(r'') - \rho^2}}, & \theta > \theta_p(\rho), \\ k_0 \left\{ \int_{h_p(\rho)}^{r_\infty} + \int_{h_p(\rho)}^r \right\} \frac{r''^2 n^3(r'') dr''}{\sqrt{r'' n(r'') - \rho^2}}, & \theta < \theta_p(\rho). \end{cases} \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь в качестве верхнего предела интегрирования выбрана достаточно удаленная точка, такая, что $r_\infty \gg (R_0 + \Delta)^2 / 2\lambda_0$. При вычислении фазы функции Грина ограничимся членом, соответствующим дальней зоне:

$$\Psi_G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \Psi^0(r, \rho) - \Psi^0(r', \rho), \quad (11)$$

где прицельный параметр определен так же, как и в соответствующих формулах (9).

Рассуждения, аналогичные приведенным в [5] для случая макроскопически изотропной и однородной среды, позволяют при разложении подынтегрального выражения в (4) в ряд Тейлора по поперечным к лучу координатам ограничиться членами нулевого порядка для амплитуд и второго порядка для фазовых набегов. Подстановка разложений в (4) дает

$$\begin{aligned} \psi_{10}(\mathbf{r}) &= \int_L A_G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \frac{A_0(\mathbf{r}_0)}{A_0(\mathbf{r})} dl \times \\ &\times \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \delta n(\mathbf{r}') e^{iF(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)x^2 + iG(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)y^2} dx dy. \end{aligned} \quad (12)$$

В этой формуле внешний интеграл берется по траектории L луча, проходящего через точку \mathbf{r} , \mathbf{r}_0 , x , y есть проекция \mathbf{r}' на траекторию и ее поперечные смещения

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r}_0 + x \frac{\nabla \Psi(\mathbf{r}_0) \times \mathbf{e}_\varphi}{|\nabla \Psi(\mathbf{r}_0) \times \mathbf{e}_\varphi|} + y \mathbf{e}_\varphi$$

соответственно. Функции $F(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ и $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$, характеризующие дополнительный набег фазы луча, прошедшего в точку наблюдения \mathbf{r} после рассеяния неоднородностью в точке \mathbf{r}' , по отношению к лучу, прошедшему в точку \mathbf{r} по траектории L , определены следующим образом:

$$F(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = \frac{k_0 \rho^2}{2r_0^2 n^2(r_0)} \frac{\theta_r^2(r_0, \rho) \theta_\rho(r, \rho)}{\theta_\rho(r_0, \rho) [\theta_\rho(r_0, \rho) - \theta_\rho(r, \rho)]}, \quad (13)$$

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = \frac{k_0 \rho}{2r_0^2 \text{tg}[\theta(r_0, \rho) - \theta(r, \rho)]}. \quad (14)$$

При вычислении корреляционной функции флуктуаций логарифма амплитуды $X(\mathbf{r}) = \text{Re} \psi_{10}(\mathbf{r})$ будем пренебрегать изменениями амплитуд $A_{0,G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ и функций $F(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$, $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ на размерах неоднородностей. При этом два из четырех внутренних интегралов по поперечным к лучам координатам удается вычислить аналитически. В результате получим

$$\begin{aligned} B_X(\mathbf{r}, \delta \mathbf{r}) &= \langle X(\mathbf{r} + \delta \mathbf{r} / 2) X(\mathbf{r} - \delta \mathbf{r} / 2) \rangle = \\ &= \pi k_0^4 \int_L dl \frac{A_G^2(\mathbf{r}_0, \mathbf{r})}{\sqrt{F(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}) G(\mathbf{r}_0, \mathbf{r})}} \frac{A_0^2(\mathbf{r}_0)}{A_0^2(\mathbf{r})} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} d\delta x d\delta y d\delta z \times \\ &\times \left\{ \frac{2\pi \delta(\delta x - h_x) \delta(\delta y - h_y)}{\sqrt{F(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}) G(\mathbf{r}_0, \mathbf{r})}} - \sin \left[\frac{F(\mathbf{r}_0, \mathbf{r})}{2} (\delta x - h_x)^2 + \right. \right. \\ &\left. \left. + \frac{G(\mathbf{r}_0, \mathbf{r})}{2} (\delta y - h_y)^2 \right] \right\} B_n(\mathbf{r}_0, \delta \mathbf{r}_0), \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$\delta \mathbf{r}_0 = \delta z \frac{\nabla \Psi(\mathbf{r}_0)}{|\nabla \Psi(\mathbf{r}_0)|} + \delta x \frac{\nabla \Psi(\mathbf{r}_0) \times \mathbf{e}_\varphi}{|\nabla \Psi(\mathbf{r}_0) \times \mathbf{e}_\varphi|} + \delta y \mathbf{e}_\varphi$$

– расстояние между точками траекторий, проходящих через точки $\mathbf{r} + \delta \mathbf{r} / 2$ и $\mathbf{r} - \delta \mathbf{r} / 2$, разнос точек приема представлен в виде

$$\delta \mathbf{r} = p_\psi \frac{\nabla \Psi(\mathbf{r})}{|\nabla \Psi(\mathbf{r})|} + p_\perp \frac{\nabla \Psi(\mathbf{r}) \times \mathbf{e}_\varphi}{|\nabla \Psi(\mathbf{r}) \times \mathbf{e}_\varphi|} + p_\parallel \mathbf{e}_\varphi,$$

а

$$h_x = \frac{n(r)r}{n(r_0)r_0} \frac{\theta_r(r, \rho) \theta_\rho(r_0, \rho)}{\theta_r(r_0, \rho) \theta_\rho(r, \rho)} p_\perp$$

и

$$h_y = \frac{r_0 \sin \theta(r_0, \rho)}{r \sin \theta(r, \rho)} p_\parallel.$$

Удобно перейти от корреляционных функций к их Фурье-трансформантам по быстрым переменным, т. е. к 3D спектру

$$\tilde{B}_n(\mathbf{r}_0, \kappa) = \frac{1}{8\pi^3} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} B_n(\mathbf{r}_0, \delta \mathbf{r}_0) e^{-i\kappa \delta \mathbf{r}_0} d\delta \mathbf{r}_0$$

и 2D спектру

$$\begin{aligned} \tilde{B}_X(\mathbf{r}_0, \kappa_\perp, \kappa_\parallel) &= \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} B_X(\mathbf{r}, p_\perp, p_\parallel) e^{-i\kappa_\perp p_\perp - i\kappa_\parallel p_\parallel} dp_\perp dp_\parallel \end{aligned}$$

(слабой зависимостью от координаты p_ψ пренебрегаем). Подстановка этих выражений в (15) дает следующую связь между спектрами:

$$\begin{aligned} \tilde{B}_X(\mathbf{r}, \kappa_\perp, \kappa_\parallel) &= \\ &= \pi^2 \int_L dl \frac{\tilde{B}_n \left(\mathbf{r}_0, \frac{\kappa_\parallel}{\mu_\parallel(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)} \mathbf{e}_\varphi + \frac{\kappa_\perp}{\mu_\perp(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)} \frac{\nabla \Psi(\mathbf{r}_0) \times \mathbf{e}_\varphi}{|\nabla \Psi(\mathbf{r}_0) \times \mathbf{e}_\varphi|} \right)}{F(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mu_\perp(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mu_\parallel(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)} \times \\ &\times A_G^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \frac{A_0^2(\mathbf{r}_0)}{A_0^2(\mathbf{r})} \sin^2 \left\{ \frac{\kappa_\perp^2}{4F(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mu_\perp^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)} + \right. \\ &\left. + \frac{\kappa_\parallel^2}{4G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mu_\parallel^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)} \right\}, \end{aligned} \quad (16)$$

где $\mu_\perp(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = h_x / p_\perp$ и $\mu_\parallel(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = h_y / p_\parallel$ – поперечный и продольный коэффициенты аффинного преобразования плоскости, перпендикулярной лучу, при переходе от точки \mathbf{r}_0 к точке \mathbf{r} .

Предположим, что кривизна траектории приемника достаточно мала, так что на расстояниях порядка радиуса когерентности прошедшего через атмосферу излучения ее можно заменить прямолинейной. Тогда спектр корреляционной функции логарифма флуктуаций интенсивности на участке траектории,

прилегающем к точке наблюдения, будет определяться преобразованием Радона от 2D спектра (16):

$$\tilde{b}_X(\mathbf{r}, \kappa) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{B}_X \left(\mathbf{r}, (\kappa \cos \alpha - \nu \sin \alpha) \frac{\nabla \Psi(\mathbf{r}_0) \times \mathbf{e}_\varphi}{|\nabla \Psi(\mathbf{r}_0) \times \mathbf{e}_\varphi|} + (\kappa \sin \alpha - \nu \cos \alpha) \mathbf{e}_\varphi \right) d\nu, \quad (17)$$

где α – угол между проекцией направления движения приемника на плоскость, перпендикулярную траектории луча, и вектором $\nabla \Psi(\mathbf{r}) \times \mathbf{e}_\varphi$.

Основные свойства спектров мерцаний

Ввиду громоздкости выражения для 2D спектра (16) будем исследовать свойства трансформации спектров (16), (17), выбрав за основу модель неоднородностей показателя преломления атмосферы, не имеющую особенностей и позволяющую максимально упростить выражение для 1D спектра мерцаний. Воспользуемся изотропной гауссовой корреляционной функцией флуктуаций показателя преломления

$$B_n(\mathbf{r}_0, \delta \mathbf{r}_0) = C(n(r_0) - 1)^2 \exp(-\delta r_0^2 / \Delta l^2), \quad (18)$$

с пространственным масштабом Δl и амплитудой C , для упрощения принятой далее за единицу. Вычисляя интеграл по переменной ν в (17), получим выражение для 1D спектра мерцаний

$$\begin{aligned} \tilde{b}_X(\mathbf{r}, \kappa) = & \frac{\pi^2}{8} k_0^4 \Delta l^3 \times \\ & \times \int_L dl \frac{A_0^2(\mathbf{r}_0)}{A_0^2(\mathbf{r})} \frac{A_G^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) C(\mathbf{r}_0) \exp(-b_3)}{F(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mu_{\parallel}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mu_{\perp}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)} \times \\ & \times \left\{ \exp\left(\frac{b_2^2 \kappa^2}{4b_1}\right) b_1^{-1/2} - \operatorname{Re} \left[\exp\left(\frac{(b_2 - 2ia_2)^2}{4(b_1 - 2ia_1)} \kappa^2 + 2ia_3 \kappa^2\right) \times \right. \right. \\ & \left. \left. \times (b_1 - 2ia_1)^{-1/2} \right] \right\}, \quad (19) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{\sin^2 \alpha}{4F(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mu_{\perp}^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)} + \frac{\cos^2 \alpha}{4G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mu_{\parallel}^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)}; \\ b_1 &= \left(\frac{\sin^2 \alpha}{\mu_{\perp}^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)} + \frac{\cos^2 \alpha}{\mu_{\parallel}^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)} \right) \frac{\Delta l^2}{4}, \\ a_2 &= \frac{\sin 2\alpha}{4G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mu_{\parallel}^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)} - \frac{\sin 2\alpha}{4F(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mu_{\perp}^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)}; \\ b_2 &= \frac{\Delta l^2}{4} \left(\frac{\sin 2\alpha}{\mu_{\parallel}^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)} - \frac{\sin 2\alpha}{\mu_{\perp}^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)} \right), \quad (20) \\ a_3 &= \frac{\cos^2 \alpha}{4F(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mu_{\perp}^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)} + \frac{\sin^2 \alpha}{4G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mu_{\parallel}^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)}; \end{aligned}$$

$$b_3 = \frac{\Delta l^2}{4} \left(\frac{\cos^2 \alpha}{\mu_{\perp}^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)} + \frac{\sin^2 \alpha}{\mu_{\parallel}^2(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)} \right).$$

Таким образом, в спектре мерцаний наряду с монотонно убывающей с ростом κ составляющей присутствует осциллирующая компонента с характерным масштабом

$$\Delta \kappa = \left[\frac{a_1(b_2^2 - 4a_2^2) - 2b_1 a_2 b_2}{2(b_1^2 - 4a_1^2)} + 2a_3 \right]^{-1}. \quad (21)$$

Однако если приемник находится вблизи слоя, то, вследствие изменения масштаба $\Delta \kappa$ на траектории луча в атмосфере, осциллирующие члены, соответствующие разным положениям рассеивателей, будут синфазны лишь при $|\kappa| \ll \Delta \kappa$ и приведут к смещению главного максимума спектра из точки $\kappa = 0$ в область более высоких пространственных частот, но не превосходящих $\Delta \kappa$. При $|\kappa| > \Delta \kappa$ рассогласование фаз осциллирующих компонент становится существенным, что приводит к их взаимной компенсации. По мере увеличения расстояния между приемником и слоем область изменения $\Delta \kappa$ сужается, как следствие, область пространственных частот, на которых заметна осциллирующая компонента, может расширяться.

Следует отметить, что убывание регулярной составляющей показателя преломления при удалении от центра симметрии атмосферы приводит к появлению зависимости спектра мерцаний от направления движения приемника. Спектр сужается в вертикальном направлении ($\alpha = 0$) и незначительно расширяется в горизонтальном ($\alpha = \pi/2$), причем проявление этого эффекта нарастает с ростом расстояния между приемником и слоем.

Оба указанных эффекта иллюстрируются графиком на рис. 2, при построении которого были использованы следующие значения параметров: $\lambda_0 = 7 \cdot 10^{-7}$ м, $N = 2 \cdot 10^{-5}$, $H = 6$ км, $R_0 = 6400$ км, расстояние между слоем и приемником составляло 700 км (толщина слоя ≈ 600 км), прицельный параметр $\rho - R_0 = 10$ км, $\Delta l = 1$ м.

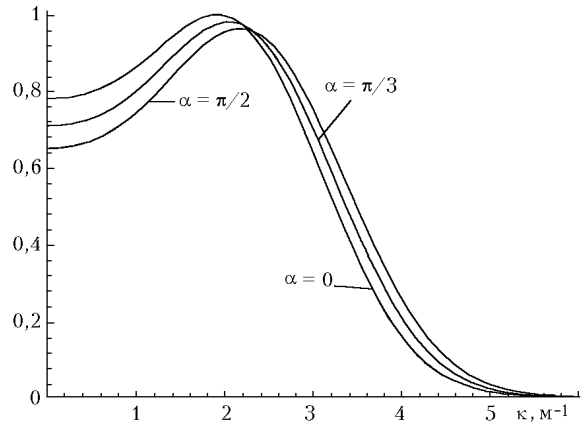


Рис. 2. Нормированные 1D спектры мерцаний для различных направлений движения приемника

О перспективах восстановления параметров атмосферных неоднородностей

Непосредственное обращение соотношений (16), (17) принципиально возможно, если восстанавливаемая функция $\tilde{B}_n(\mathbf{r}_0, \kappa)$, как и все весовые функции в (16), могут быть сведены к функциям, зависящим от двух скалярных переменных. Возможное наличие радиальной зависимости корреляционной функции неоднородностей показателя преломления определяет выбор одной из них ($|\mathbf{r}_0|$), вторая должна быть выбрана в соответствии с предполагаемой зависимостью $\tilde{B}_n(\mathbf{r}_0, \kappa)$ от быстрой переменной. Экспериментальные данные [6] свидетельствуют о значительной анизотропии крупномасштабных неоднородностей, в то время как неоднородности малых размеров, по-видимому, являются локально изотропными. Описание такой зависимости как однопараметрической принципиально невозможно. Таким образом, остаются две возможности – восстанавливать крупномасштабную и мелкомасштабную составляющие по отдельности, примирившись с неточностью в переходной области спектра, или провести параметризацию спектра неоднородностей показателя преломления, основываясь на некоей априорной информации о его структуре, и оценивать параметры при помощи метода максимального правдоподобия.

Заключение

Предлагаемый метод моделирования распространения оптического излучения сквозь атмосферу Земли на высотах 25÷75 км пригоден для анализа данных, принимаемых как с борта космической станции, так и со стратосферных зондов, и охватывает, таким образом, все существующие на сегодняшний день возможности наблюдения мерцаний звезд при покрытии их атмосферой Земли. Метод учитывает как на-

личие вертикальной стратификации неоднородностей показателя преломления, так и глобальную сферическую симметрию атмосферы и может служить средством отработки механизмов восстановления параметров атмосферы по характеристикам прошедшего излучения.

Свойства регулярной составляющей атмосферы, выступающей в качестве фильтра при преобразовании спектра неоднородностей показателя преломления в одномерный спектр мерцаний, приводят к зависимости последнего от направления движения приемника. Их следствием является также некоторое подавление маломасштабной части спектра.

Аналитическое восстановление корреляционной функции неоднородностей показателя преломления представляется невозможным вследствие значительной зависимости степени ее анизотропии от пространственной частоты. Однако параметризация спектров может позволить извлечь информацию о структуре неоднородностей атмосферы из спектров мерцаний.

Работа поддержана грантом РФФИ № 02-05-64310.

1. Гурвич А.С. Флуктуации при наблюдении внеземных источников из космоса через атмосферу Земли // Изв. вузов. Радиофиз. 1984. Т. XXVII. № 8. С. 951–959.
2. Гурвич А.С. Спектры мерцания при наблюдениях покрытия звезд атмосферой Земли // Оптика атмосфер. 1989. Т. 2. № 3. С. 239–245.
3. Gurvich A.S. and Brekhovskikh V.L. Study of the turbulence and inner waves in the stratosphere based on the observations of stellar scintillations from space: a model of scintillation spectra // Waves Random Media. 2001. V. 11. P. 163–181.
4. Справочник по геофизике. Гл. 13. М.: Наука, 1965.
5. Исмаири А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2. М.: Мир, 1981.
6. Александров А.П., Гречко Г.М., Гурвич А.С., Кан В., Манаров М.Х., Пахомов А.И., Романенко Ю.В., Савченко С.А., Серова С.И., Титов В.Г. Спектры вариаций температуры в стратосфере по наблюдениям мерцаний звезд из космоса // Изв. АН СССР. Физика атмосфер. и океана. 1990. Т. 26. № 1. С. 5–16.

D.A. Marakassov. Stellar scintillation spectra at star coverage by the Earth's atmosphere in the first approximation of the method of smooth perturbations.

Spatial stellar scintillation spectra are considered in the case of star coverage by the Earth's atmosphere. A relationship between the spatial correlation functions of inhomogeneities of the atmospheric refractive index and the log intensity of fluctuations of the passed radiation is found within the first approximation of the method of smooth perturbations. The property of the atmosphere as a filter is considered using inhomogeneities with the isotropic Gaussian correlation function as an example.