

А.Н. Валентюк

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯРКОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ОТРАЖЕННОГО СИСТЕМОЙ «АТМОСФЕРА—ПОВЕРХНОСТЬ ЗЕМЛИ»

Разработан метод расчета средних значений и функций корреляции яркости излучения, отраженного системой «поверхность Земли—атмосфера» с учетом неровностей рельефа и наличия в атмосфере стохастического облачного поля.

Статистические характеристики флуктуаций яркости излучения, отраженного поверхностью Земли и атмосферой, необходимо знать при решении многих практических задач [1, 2]. Эти флуктуации обусловлены действием многих факторов: стохастическим изменением во времени и пространстве оптических свойств атмосферного аэрозоля [3, 4] и поверхности Земли [5, 6], наличием в атмосфере кучевой облачности, неровностью рельефа местности.

Данная статья посвящена разработке методов расчета средних значений и функций корреляции яркости отраженного излучения с учетом всех этих факторов.

Стохастический облачный слой атмосферы освещается солнечным излучением в направлении орта Ω_0 (рис. 1). Оптические свойства атмосферы будем описывать средними по горизонтали показателями ослабления $\langle \epsilon(z) \rangle$ и направленного светорассеяния на угол $\gamma \langle \sigma(z; \gamma) \rangle$ и функциями корреляции этих характеристик: $R_{\epsilon\epsilon}(\mathbf{r}_1; \mathbf{r}_2) = \langle \tilde{\epsilon}(\mathbf{r}_1) \tilde{\epsilon}(\mathbf{r}_2) \rangle$, $R_{\sigma\sigma}(\mathbf{r}_1; \mathbf{r}_2; \gamma) = \langle \tilde{\sigma}(\mathbf{r}_1; \gamma) \tilde{\sigma}(\mathbf{r}_2; \gamma) \rangle$.

Здесь и далее угловые скобки определяют операцию усреднения, знак « \sim » — отклонение случайной величины от среднего значения. Будем считать, что масштаб горизонтальных флуктуаций параметров рассеяния атмосферы L_{\perp} удовлетворяет условию локальной однородности [7–9]: $L_{\perp} \gg R_{\perp}$, где R_{\perp} — ширина функции Грина атмосферы. Считаем, что снизу атмосфера ограничена стохастической поверхностью, отражающей излучение квазидиффузно. Предположим, что стохастичность поверхности обусловлена двумя факторами: неровностями рельефа и случайным характером изменения по поверхности Земли коэффициента яркости. Требование квазидиффузности соответствует предположению, что в пределах угловой диаграммы яркости падающего на поверхность излучения коэффициент яркости изменяется незначительно. Для атмосферы Земли ширина угловой диаграммы яркости $\sim 10^\circ$, поэтому требованию квазидиффузности удовлетворяет большинство поверхностей, за исключением зеркально отражающих [5, 6].

Выражение для яркости излучения $B(\mathbf{p}; \Omega)$, отражаемого в точке \mathbf{p} стохастической поверхности в направлении Ω , записано в [10]:

$$B(\mathbf{p}; \Omega) = \int_{2\pi} \frac{d\Omega'}{\pi} \beta(\mathbf{p}; \Omega; \Omega') |\Omega' \cdot \mathbf{N}(\mathbf{p})| B_0(\mathbf{p}; \Omega'),$$

где $\beta(\mathbf{p}; \Omega; \Omega')$ — коэффициент яркости поверхности; $B_0(\mathbf{p}; \Omega)$ — яркость падающего излучения; $\mathbf{N}(\mathbf{p})$ — нормаль к поверхности в точке \mathbf{p} (рис. 1). В малоугловом приближении яркость квазидиффузно отражающей поверхности может быть записана в гораздо более простом виде. Так как $B_0(\mathbf{p}, \Omega')$ имеет пик в направлении Ω_0 , то для квазидиффузной поверхности $\beta(\mathbf{p}; \Omega; \Omega') \approx \beta(\mathbf{p}; \Omega; \Omega_0)$. Однако из-за сильной угловой анизотропии $B_0(\mathbf{p}; \Omega')$

$$\int_{2\pi} d\Omega' |\Omega' \cdot \mathbf{N}(\mathbf{p})| B_0(\mathbf{p}, \Omega') = \int_{2\pi} d\Omega' \frac{|\Omega' \cdot \mathbf{N}(\mathbf{p})|}{\mu'} \mu' B_0(\mathbf{p}; \Omega') \simeq \frac{|\Omega_0 \cdot \mathbf{N}(\mathbf{p})|}{\mu_0} E_0,$$

где $E_0 = \int_{2\pi} d\Omega' \mu' B_0(\mathbf{p}; \Omega')$ — освещенность, создаваемая Солнцем в точке \mathbf{p} в случае плоской поверхности, μ' и μ_0 — направляющие косинусы векторов Ω' и Ω_0 с осью z . Таким образом, для квазидиффузно отражающих поверхностей в малоугловом приближении имеем

$$B(\mathbf{p}; \Omega) \simeq \frac{\beta(\mathbf{p}; \Omega; \Omega_0) C(\mathbf{p}) E(\mathbf{p})}{\pi}, \quad (1)$$

где

$$C(\mathbf{p}) = \frac{|\boldsymbol{\Omega}_0 \cdot \mathbf{N}(\mathbf{p})|}{\mu_0}. \quad (2)$$

С учетом (1) яркость излучения на верхней границе атмосферы

$$I(\mathbf{p}; \boldsymbol{\Omega}) = D(\mathbf{p}; \boldsymbol{\Omega}) + \int d\mathbf{p}' f(\mathbf{p}'; \boldsymbol{\Omega}_0; \boldsymbol{\Omega}) E(\mathbf{p}') G_0(\mathbf{r}; \mathbf{p}'; \boldsymbol{\Omega}), \quad (3)$$

где $f(\mathbf{p}; \boldsymbol{\Omega}_0; \boldsymbol{\Omega}) = \frac{\beta(\mathbf{p}; \boldsymbol{\Omega}_0; \boldsymbol{\Omega}) C(\mathbf{p})}{\pi}$; $G_0(\mathbf{r}; \mathbf{p}'; \boldsymbol{\Omega})$ – функция Грина атмосферы для диффузных излучателей; $D(\mathbf{p}, \boldsymbol{\Omega})$ – яркость атмосферной дымки.

При выполнении в атмосфере условия локальной однородности горизонтальный масштаб изменения освещенности $E(\mathbf{p}')$ порядка L_\perp и много больше ширины функции Грина $G_0(\mathbf{r}; \mathbf{p}'; \boldsymbol{\Omega})$. На основании этого выражение (3) можно упростить:

$$I(\mathbf{p}, \boldsymbol{\Omega}) = D(\mathbf{p}; \boldsymbol{\Omega}) + E_0(\mathbf{p}) U(\mathbf{p}), \quad (4)$$

где

$$U(\mathbf{p}) = \int d\mathbf{p}' f(\mathbf{p}'; \boldsymbol{\Omega}_0; \boldsymbol{\Omega}) G_0(\mathbf{r}; \mathbf{p}'; \boldsymbol{\Omega}), \quad (5)$$

$$E_0(\mathbf{p}) = E(\mathbf{p} - \mathbf{b}z_s), \quad (6)$$

$\mathbf{b} = \boldsymbol{\Omega}_\perp / |\mu|$, $\boldsymbol{\Omega}_\perp$ – проекция $\boldsymbol{\Omega}$ на верхнюю границу атмосферы; μ – направляющий косинус $\boldsymbol{\Omega}$ с осью z .

Из (4) легко могут быть записаны выражения для среднего значения яркости отраженного излучения $\langle I \rangle$ и второго момента этой величины $M_{ii}(\mathbf{p}_1; \mathbf{p}_2) = \langle I(\mathbf{p}_1; \boldsymbol{\Omega}) I(\mathbf{p}_2; \boldsymbol{\Omega}) \rangle$:

$$\langle I(\mathbf{p}) \rangle = \langle D(\mathbf{p}) \rangle + M_{eu}(\mathbf{p}; \mathbf{p}),$$

$$M_{ii}(\mathbf{p}_1; \mathbf{p}_2) = M_{dd}(\mathbf{p}_1; \mathbf{p}_2) + M_{deu}(\mathbf{p}_1; \mathbf{p}_2) + M_{deu}(\mathbf{p}_2; \mathbf{p}_1) + M_{eueu}(\mathbf{p}_1; \mathbf{p}_2), \quad (7)$$

где $M_{eu}(\mathbf{p}_1; \mathbf{p}_2) = \langle E_0(\mathbf{p}_1) U(\mathbf{p}_2) \rangle$, $M_{deu}(\mathbf{p}_1; \mathbf{p}_2) = \langle D(\mathbf{p}_1) E_0(\mathbf{p}_2) U(\mathbf{p}_2) \rangle$,

$M_{eueu}(\mathbf{p}_1; \mathbf{p}_2) = \langle E_0(\mathbf{p}_1) U(\mathbf{p}_1) E_0(\mathbf{p}_2) U(\mathbf{p}_2) \rangle$ – моменты второго, третьего и четвертого порядка функций $E_0(\mathbf{p})$, $U(\mathbf{p})$, $D(\mathbf{p})$. Выражения для $E_0(\mathbf{p})$ и $D(\mathbf{p})$ получены в [7, 8] и имеют вид

$$E_0(\mathbf{p}) = E_0 \exp \left[- \int_0^{z_s} k^*(\mathbf{r}_u) \frac{du}{\mu_0} \right],$$

$$D(\mathbf{p}) = \int_0^{z_s} \frac{dz_1}{|\mu|} \sigma(\mathbf{p} - \mathbf{b}z_1; z_1; \boldsymbol{\Omega}; \boldsymbol{\Omega}_0) E(\mathbf{p} - \mathbf{b}z_1; z_1) T(\mathbf{p}; \boldsymbol{\Omega}; z_1),$$

где E_0 – освещенность верхней границы атмосферы; z_s – толщина атмосферного слоя; $\mathbf{r}_u = \{\mathbf{p} - \alpha(z_s - u); u\}$; $\alpha = \boldsymbol{\Omega}_{\perp 0} / \mu_0$, $\boldsymbol{\Omega}_{\perp 0}$ – проекция $\boldsymbol{\Omega}_0$ на верхнюю границу атмосферы; $\sigma(\mathbf{p}; z; \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\Omega}_0)$ – показатель направленного светорассеяния в точке $\mathbf{r} = \{\mathbf{p}; z\}$ среды, описывающий рассеяние излучения из направления $\boldsymbol{\Omega}_0$ в направлении $\boldsymbol{\Omega}$, $E(\mathbf{p}, z)$ – освещенность среды в точке $\{\mathbf{p}; z\}$, $T(\mathbf{p}; \boldsymbol{\Omega}; z_1)$ стохастический коэффициент пропускания среды, определяющий яркость излучения в точке $\{\mathbf{p}; z\}$ в направлении $\boldsymbol{\Omega}$, создаваемую диффузным пространственно неограниченным излучателем, находящимся в плоскости $z = z_1$, $k^*(\mathbf{r})$ – эффективный показатель поглощения среды [8]. Дальнейший анализ мы проведем для описанной в работах [7–9] гауссовой модели стохастической атмосферы, которая может применяться для описания распространения излучения в безоблачной атмосфере, тумане и перистой облачности при вертикальных масштабах неоднородностей $L_\perp \ll z_s$. В этом случае на основании центральной предельной теоремы [11] можно утверждать, что величины $U(\mathbf{p})$ и $D(\mathbf{p})$ приближенно являются гауссовскими. Для гауссовой модели, как нетрудно показать, флуктуации $E_0(\mathbf{p})$ описываются, строго говоря, логарифмически нормальной функцией распределения. Однако, как пока-

зывают оценки, для оптических толщин атмосферы $\tau \lesssim 5$ величина $\tau_k^* = \int_0^{z_s} k^*(\mathbf{r}_u) du$, определяющая значения освещенности, много меньше единицы. В этом случае логарифмически нормальное распределение близко к нормальному и поэтому $E_0(\mathbf{p})$ также можно приближенно считать нормальной случайной величиной. Для нормальных величин $E_0(\mathbf{p})$, $U(\mathbf{p})$ и $D(\mathbf{p})$ моменты третьего и четвертого порядков легко выражаются через моменты второго порядка [11]. В результате в случае горизонтально однородных флуктуаций оптических параметров атмосферы и отражающей поверхности получим

$$M_{deu}(\Delta) = \langle E_0 \rangle M_{du}(\Delta) + \langle U \rangle M_{de}(\Delta) + \langle D \rangle M_{eu}(0) - 2 \langle D \rangle \langle E_0 \rangle \langle U \rangle, \quad (8)$$

$$M_{euue}(\Delta) = M_{eu}(0) M_{eu}(0) + M_{ee}(\Delta) M_{uu}(\Delta) + M_{eu}(\Delta) M_{eu}(-\Delta) - 2 \langle U \rangle^2 \langle E_0 \rangle^2, \quad (9)$$

где

$$M_{de}(\Delta) = \langle D(\mathbf{p}_1) E_0(\mathbf{p}_2) \rangle, \quad M_{ee}(\Delta) = \langle E_0(\mathbf{p}_1) E_0(\mathbf{p}_2) \rangle; \\ M_{du}(\Delta) = \langle D(\mathbf{p}_1) U(\mathbf{p}_2) \rangle, \quad \Delta = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2.$$

Очевидно, что входящая в (3) случайная функция $f(\cdot)$ не коррелирует с другими случайными функциями $D(\mathbf{p})$, $E_0(\mathbf{p})$, $G_0(\mathbf{r}; \rho; \Omega)$. С учетом этого, как нетрудно убедиться,

$$\langle U \rangle = \langle f \rangle \langle T(\mathbf{p}; \Omega) \rangle, \quad M_{du}(\Delta) = \langle f \rangle M_{dt}(\Delta),$$

$$M_{eu}(\Delta) = \langle f \rangle M_{et}(\Delta), \quad (10)$$

где $T(\mathbf{p}; \Omega) = \int d\mathbf{p}' G_0(\mathbf{r}; \mathbf{p}'; \Omega)$ — коэффициент диффузного пропускания атмосферы; $M_{dt}(\Delta) = \langle D(\mathbf{p}_1) T(\mathbf{p}_2; \Omega) \rangle$, $M_{et}(\Delta) = \langle E_0(\mathbf{p}_1) T(\mathbf{p}_2; \Omega) \rangle$. Достаточно просто может быть найден и момент $M_{uu}(\mathbf{p}_1; \mathbf{p}_2)$. Из определения случайной функции $U(\mathbf{p})$ следует

$$M_{uu}(\mathbf{p}_1; \mathbf{p}_2) = \iint d\mathbf{p}' d\mathbf{p}'' M_{ff}(\mathbf{p}', \mathbf{p}'') M_{gg}(\mathbf{p}'; \mathbf{p}''; \mathbf{p}_1; \mathbf{p}_2), \quad (11)$$

где $M_{gg}(\mathbf{p}'; \mathbf{p}''; \mathbf{p}_1; \mathbf{p}_2) = \langle G_0(\mathbf{p}_1; \mathbf{p}'; z) G_0(\mathbf{p}_2; \mathbf{p}''; z) \rangle$, $M_{ff}(\mathbf{p}'; \mathbf{p}'') = \langle f(\mathbf{p}') f(\mathbf{p}'') \rangle$ — вторые моменты функции Грина и входящей в (3) функции $f(\mathbf{p})$. При выполнении условия локальной однородности и при горизонтально однородных флуктуациях параметров рассеяния атмосферы и отражательных свойств поверхности

$$M_{uu}(\Delta) = \int \frac{d\omega}{4\pi^2} \hat{M}_{ff}(\omega) M_{tt}(\omega; \Delta) e^{i\omega \cdot \Delta}, \quad (12)$$

где $\hat{M}_{ff}(\omega)$ — Фурье спектр функции $M_{ff}(\Delta)$; $M_{tt}(\omega; \Delta) = \langle T(\omega; \mathbf{p}_1) T(\omega; \mathbf{p}_2) \rangle$ — второй момент локальной ненормированной оптической передаточной функции (ОПФ) облачной среды $T(\omega; \mathbf{p})$ [9].

Таким образом, выполненный анализ показывает, что для расчета статистических характеристик яркости излучения необходимо знать первые моменты $\langle f \rangle$, $\langle E_0 \rangle$, $\langle D \rangle$, $\langle T(\mathbf{p}, \Omega) \rangle$, а также вторые моменты $M_{dt}(\Delta)$, $M_{et}(\Delta)$, $M_{ee}(\Delta)$, $M_{dd}(\Delta)$, $M_{de}(\Delta)$, $M_{gg}(\mathbf{p}'; \mathbf{p}'', \Delta)$ и $M_{ff}(\Delta)$. Методика расчета моментов первого порядка $\langle E_0 \rangle$, $\langle D \rangle$, $\langle T(\mathbf{p}, \Omega) \rangle$ и ряда моментов второго порядка, например $M_{ee}(\Delta)$, $M_{dd}(\Delta)$, описана в [7–9]. Остальные необходимые для расчета моменты могут быть найдены аналогично. Ввиду громоздкости конечных выражений мы их здесь приводить не будем, а ограничимся рассмотрением более частного случая, когда для расчетов статистических характеристик достаточно приведенных здесь и опубликованных в литературе данных.

Результаты расчетов световых полей в атмосфере [7–9, 12] показывают, что флуктуации освещенности, коэффициента диффузного пропускания и яркости атмосферной дымки определяются величиной флуктуаций эффективной оптической толщины поглощения атмосферы $\tau_k^* = \int_0^{z_s} k^*(\mathbf{r}) dz$, где

$k^* = k + \sigma\Phi$ — эффективный показатель поглощения; k и σ — показатели поглощения и рассеяния облачной среды; Φ — доля света, рассеиваемого назад в однократном акте рассеяния. В то же время

флуктуации локальной ОПФ определяются флуктуациями оптической толщи атмосферы $\tau = \int_0^{z_s} \varepsilon(\mathbf{r}) dz$.

Для облачной среды в видимом диапазоне величина τ_k^* примерно в 20 раз меньше τ , поэтому при наличии в атмосфере полупрозрачной облачности, для которой $\tau_k^* \ll 1$, можно пренебрегать флуктуациями яркости атмосферной дымки, освещенности и коэффициента диффузного пропускания по сравнению с флуктуациями локальной ОПФ. Тогда, заменяя случайные величины E , $T(p; \Omega)$ и D их средними значениями, получим:

$$\langle I \rangle = \langle D \rangle + \langle f \rangle \langle E_0 \rangle \langle T(p; \Omega) \rangle, \quad (13)$$

$$M_{ii}(\Delta) = \langle D \rangle^2 + 2 \langle E_0 \rangle \langle D \rangle \langle U \rangle + \langle E_0 \rangle^2 M_{uu}(\Delta). \quad (14)$$

Отсюда следует простое выражение для корреляционной функции яркости отраженного излучения $R_{ii}(\Delta) = M_{ii}(\Delta) - \langle I \rangle^2$:

$$R_{ii}(\Delta) = \langle E_0 \rangle^2 R_{uu}(\Delta), \quad (15)$$

где $R_{uu}(\Delta) = M_{uu}(\Delta) - \langle u \rangle^2$ — корреляционная функция $U(p)$.

Мы привели здесь выражения для горизонтально однородных флуктуаций параметров атмосферы и подстилающей поверхности. Обобщение на случай горизонтально неоднородных флуктуаций очевидно и не вызывает никаких затруднений.

При $\tau_k^* \ll 1$ достаточно просто может быть найдена и дисперсия флуктуаций яркости σ_i^2 в рамках пуассоновской модели стохастической атмосферы [12]. В этом случае из (4) следует

$$\sigma_i^2 = \langle E_0 \rangle^2 \sigma_u^2, \quad (16)$$

где σ_u^2 — дисперсия случайной величины $U(p)$. Очевидно, что

$$\sigma_u^2 = \int \frac{d\omega}{4\pi^2} \hat{M}_{ff}(\omega) \hat{M}_{tt}(\omega; 0) - \langle U \rangle^2. \quad (17)$$

Функции $\langle f \rangle$ и $M_{ff}(\Delta)$, определяющие статистические свойства отражающей поверхности, могут быть найдены на основании (1). Очевидно, что в данном случае случайные функции $\beta(\cdot)$ и $C(\cdot)$, описывающие два статистически независимых процесса — изменение по поверхности коэффициента яркости и рельефа местности, между собой не коррелируют, поэтому

$$\langle f \rangle = \frac{\langle \beta \rangle \langle C \rangle}{\pi}, \quad M_{ff}(\Delta) = \frac{M_{\beta\beta}(\Delta) M_{cc}(\Delta)}{\pi^2},$$

где $M_{\beta\beta}(\Delta)$ и $M_{cc}(\Delta)$ — вторые моменты коэффициента яркости поверхности и функции $C(p)$, характеризующей профиль земной поверхности.

В рамках пуассоновской модели облачности второй момент ненормированной локальной ОПФ $\hat{M}_{tt}(\omega, 0)$ может быть найден по методике [12]:

$$\hat{M}_{tt}(\omega; 0) = \exp \left\{ \frac{\bar{M}}{z} \int_0^z dt \left[\chi_\varepsilon \left(2i \int_0^z \eta_0(t-t') F_\omega(t') dt' \right) - 1 \right] \right\}, \quad (18)$$

где \bar{M} — среднее значение числа облаков на отрезке $0-z$; $\chi_\varepsilon(\cdot)$ — характеристическая функция, определяющая флуктуации показателя ослабления облака ε ; $\eta_0(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x < \Delta_0, \\ 0 & \text{при } x > \Delta_0 \end{cases}$ — индикаторная

функция; Δ_0 — размер облака вдоль оси z ; $F_\omega(t) = 1 - \Lambda^* Q(\omega t)$; $Q(\omega t) = \frac{1}{2} \int_0^\infty \gamma^i(\gamma) J_0(\omega t \gamma) d\gamma$;

$\Lambda^* = \Lambda(1 - \Phi)$; Λ — вероятность выживания кванта света в однократном акте рассеяния; $i(\gamma)$ — индикатриса рассеяния среды. Например, для индикатрисы рассеяния среды, описываемой малоугловой аппроксимацией индикатрисы Хенни — Гринштейна [12]

$$i(\gamma) = 2\alpha(\alpha^2 + \gamma^2)^{-3/2},$$

где $\alpha = (1 - \bar{\mu})\bar{\mu}^{-1/2}$; $\bar{\mu}$ — средний косинус угла рассеяния,

$$Q(\omega t) = e^{-\alpha p}. \quad (19)$$

Рассмотрим для примера стохастическую облачную среду, описываемую экспоненциальной функцией распределения показателя рассеяния облаков. Характеристическая функция $\chi_\varepsilon(v)$ для этой модели равна:

$$\chi_\varepsilon(v) = \frac{1}{1 - i\varepsilon_0 v}, \quad (20)$$

где $i = \sqrt{-1}$, ε_0 — среднее значение показателя ослабления облака. Для модели рассеивающей среды, описываемой соотношениями (19), (20), и пространственных частот, удовлетворяющих условию $\alpha\omega z \ll 1$, может быть получено простое выражение для момента $\widehat{M}_{tt}(\omega; 0)$:

$$\widehat{M}_{tt}(\omega; 0) = \exp \left\{ -\frac{\bar{M}b_2}{1 + b_2} \left[1 - \frac{1}{b_2 g} \ln \left[1 + \frac{b_2 \Lambda^*}{S_2} (1 - e^{-g}) \right] \right] \right\}, \quad (21)$$

где $b_n = n\varepsilon_0 \Delta$; $S_n = 1 + b_n(1 - \Lambda^*)$, $g = \alpha\omega z$. Область применимости формулы (21) для расчета флуктуаций яркости легко может быть найдена из выражения (17). Так как ширина Фурье спектра $\widehat{M}_{ff}(\omega)$ порядка масштаба флуктуаций отражающих свойств поверхности — δ_f , то, очевидно, что формула (21) может использоваться для анализа флуктуаций яркости излучения, отражаемого поверхностями с крупномасштабными неоднородностями отражающих свойств, удовлетворяющих условию $p^* = \frac{\alpha z}{\delta_f} \approx 1$.

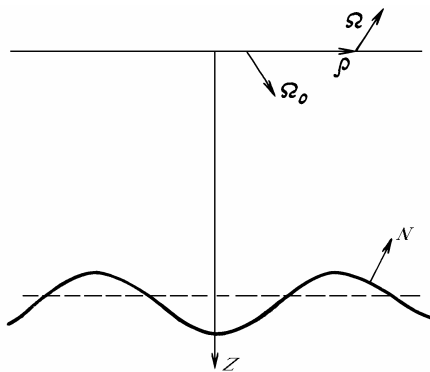


Рис. 1. Геометрия задачи

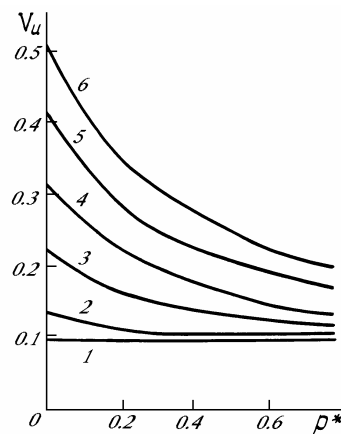


Рис. 2. Относительные флуктуации яркости излучения, отраженного системой «атмосфера — поверхность земли», вычисленные при $Mb_1 = 5$, $b_1 = 0,5$, $V_f = 0$ (1), 0,1 (2), 0,3 (3), 0,4 (4), 0,5 (5)

Для модели (20) могут быть записаны и простые выражения для первых двух моментов коэффициента диффузного пропускания:

$$\langle T \rangle = \exp \left[-\frac{\bar{M}b_1}{1 + b_1} \left(1 - \frac{\Lambda^*}{S_1} \right) \right]; \quad (22)$$

$$\langle T^2 \rangle = \exp \left[-\frac{\bar{\Lambda}b_2}{1 + b_2} \left(1 - \frac{\Lambda^*}{S_2} \right) \right]. \quad (23)$$

Методы нахождения функции $M_{ff}(\Delta)$ в зависимости от статистических характеристик рельефа местности и структуры ландшафта описаны в указанной выше монографии «Оптическое изображение при дистанционном наблюдении». В настоящей статье мы рассмотрим простую модель поверхности,

допускающую аналитическое решение задачи и позволяющую качественно рассмотреть основные особенности формирования поля радиации:

$$M_{ff}(\Delta) = \frac{\sigma_f^2 \sigma_f^2}{(\Delta^2 + \delta_f^2)^{3/2}}, \quad (24)$$

где σ_f^2 — дисперсия $f(p)$. В этом случае на основании (17), (21), (24) для относительных флуктуаций яркости V_u получим

$$V_u = \left[V_f^2 \frac{\langle T^2 \rangle}{\langle T \rangle^2} \frac{1}{(1 + \Psi p^*)^2} + V_i^2 \right]^{1/2}, \quad (25)$$

где V_f — относительные флуктуации $f(p)$;

$$V_i = \left[\frac{\langle T^2 \rangle - \langle T \rangle^2}{\langle T \rangle^2} \right]^{1/2}$$

— относительные флуктуации коэффициента диффузного пропускания облачного слоя;

$$\Psi = \frac{M b_2}{1 + b_2} \frac{\Lambda^*}{2S_2}.$$

Зависимость относительных флуктуаций яркости отраженного излучения от безразмерного параметра p^* иллюстрируется рис. 2. Из него видно, что с ростом p^* значения V_u монотонно падают. Это означает, что величина относительных флуктуаций яркости убывает при уменьшении углового масштаба флуктуаций поверхности и степени вытянутости индикатрисы рассеяния. С ростом V_f величина V_u монотонно увеличивается. Физическая интерпретация этих зависимостей достаточно наглядна и связана с рассеянием света, отраженного от поверхности облачной среды. Очевидно, что с уменьшением углового масштаба неоднородностей поверхности и вытянутости индикатрисы рассеяния «размытие» изображения элементов поверхности в результате рассеяния будет возрастать, а дисперсия яркости будет падать.

1. Якушенков Ю. Г., Луканцев В. Н., Колосов М. П. Методы борьбы с помехами в оптико-электронных приборах. М.: Радио и связь, 1981. 180 с.
2. Мирошников М. М. Теоретические основы оптико-электронных приборов. Л.: Машиностроение, 1983. 696 с.
3. Креков Г. М., Кавкянов С. И., Крекова М. М. Интерпретация сигналов оптического зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987. 184 с.
4. Малкевич М. С. Оптические исследования атмосферы со спутников. М.: Наука, 1973. 303 с.
5. Федченко П. П., Кондратьев К. Я. Спектральная отражательная способность некоторых почв. Л.: Гидрометеоздат, 1981. 231 с.
6. Толчельников Ю. С. Оптические свойства ландшафта (применительно к аэросъемке). Л.: Наука, 1974. 252 с.
7. Валентюк А. Н. // Перенос изображения в земной атмосфере. Томск: Томский филиал СО АН СССР, 1988. С. 11–18.
8. Валентюк А. Н. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1988. Т. 31. № 7. С. 881–883.
9. Валентюк А. Н. Исследование Земли из космоса. 1987. № 3. С. 91–99.
10. Мулламаа Ю.-А. Р., Сулев М. А., Тылдмаа В. К. и др. Стохастическая структура полей облачности и радиации. Тарту, 1972. 281 с.
11. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Часть 1. М.: Наука, 1976. 494 с.
12. Валентюк А. Н. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 1. С. 103–105.

Институт физики АН БССР,
г. Могилёв

Поступила в редакцию
11 декабря 1990 г.

A. N. Valentyuk. **Statistical Properties of the Brightness of Radiation Reflected from the Atmosphere-Earth's Surface System.**

The method of calculation of mean values and correlation function of brightness of radiation reflected by Earth's surface-atmosphere system is developed with the account for rough relief and stochastic cloudy field.