

И.В. Мишин

ТРЕХМЕРНЫЕ МОДЕЛИ ПЕРЕНОСА СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Рассматриваются трехмерные модели переноса естественного видимого излучения в атмосфере и их приложения в исследовании передаточных свойств атмосферы и решении задач оптического дистанционного зондирования. Модели основываются на теории краевых задач для интегродифференциального уравнения переноса излучения в системе подстилающая поверхность – атмосфера. Дана классификация краевых задач, связанная с учетом неоднородностей альbedo и анизотропии отражения поверхности, горизонтальной неоднородности рассеивающей среды и поляризации излучения.

Приложения трехмерных моделей теории переноса, включенные в обзор, содержат: методы построения оптического передаточного оператора атмосферы; расчеты функции размытия точки и оптической пространственно-частотной характеристики слоя мутной среды, профилей яркости и контрастов природных объектов, наблюдаемых через атмосферу; расчеты пространственной разрешающей способности спутниковых изображений с учетом бокового подсвета; исследования закономерностей переноса излучения в горизонтально-неоднородных облаках и построение алгоритмов фильтрации полупрозрачной облачности; методы решения обратных задач восстановления двумерного альbedo, индикатрисы отражения и матрицы отражения земной поверхности; вопросы реализации блока учета влияния атмосферы в системе цифровой обработки данных дистанционных измерений.

Введение

Современное состояние теории переноса солнечного излучения в атмосфере в значительной мере определяется развитием трехмерного моделирования. Трехмерные модели служат для описания световых полей при наличии горизонтальных неоднородностей оптических параметров среды и отражательных характеристик подстилающих поверхностей и основываются на решениях краевых задач для интегродифференциального уравнения переноса. В [1–3] рассматривалась трехмерная задача переноса излучения над ламбертовой поверхностью с неоднородным альbedo и связанные с ней вопросы вычисления оптических передаточных функций атмосферы. В обзорах [4, 5] рассматривался достаточно широкий круг моделей, но авторы ссылаются главным образом на собственные работы, не упоминая зарубежные источники. В периодике также мало внимания уделяется сравнениям отечественных и зарубежных исследований, что нередко приводит к неверному представлению о новизне получаемых результатов. В настоящей статье сделана попытка обобщить исследования в области переноса солнечного излучения в трехмерной среде, исключая разорванную облачность, по материалам работ, опубликованных за последнее десятилетие.

1. Классификация и архитектура краевых задач

Краевые задачи теории переноса – основа трехмерных моделей, классифицируются по степени сложности, определяемой рядом физических факторов. К этому ряду относятся анизотропия и горизонтальная неоднородность коэффициентов яркости естественных поверхностей, горизонтальная неоднородность слоя атмосферы, поляризация излучения при распространении в среде. Архитектурой называется конструирование решений сложных краевых задач, исходя из решений простейших, базисных. Наглядный пример такого конструирования дан в [6].

Возможные варианты классификации скалярных и векторных задач приводятся в табл. 1, 2. Классификации включают одномерные краевые задачи, естественным образом связанные с трехмерными. В табл. 1, 2 обозначено: $D, \bar{I}, \bar{I}', D', \bar{J}, J$ – лучевые яркости; $\mathbf{D}, \bar{\mathbf{I}}, \bar{\mathbf{I}}', \mathbf{I}, \mathbf{I}', \mathbf{D}', \bar{\mathbf{J}}, \mathbf{J}$ – векторы Стокса; Ψ, Ψ', Ψ, Ψ' – скалярные, векторная и матричная оптические пространственно-частотные характеристики; $\Psi_0, \Psi'_0, \Psi_0, \Psi'_0$ – их значения при $\mathbf{p} = 0$; πS_λ – солнечная постоянная; $\bar{L} = \mu \frac{d}{dz} + \bar{\alpha}(z)$, $L = (\mathbf{s}, \nabla) + \bar{\alpha}(z)$, $\tilde{L} = (\mathbf{s}, \nabla) + \alpha(z, \mathbf{r})$, $\hat{L} = \mu \frac{d}{dz} - i(\mathbf{p}, \mathbf{s}_\perp) + \bar{\alpha}(z)$ – дифференциальные операторы переноса;

$$\begin{aligned} \bar{S}: \bar{S}\Psi_0 &= \frac{\bar{\sigma}(z)}{2} \int_{-1}^1 \Psi_0(z, \mu') f^0(\mu, \mu') d\mu', \quad S: S\bar{I} = \frac{\bar{\sigma}(z)}{4\pi} \int_{\underline{\Omega}} \bar{I}(z, \mathbf{s}') f(\mathbf{s}, \mathbf{s}') d\mathbf{s}', \\ \tilde{S}: \tilde{S}J &= \frac{\sigma(z, \mathbf{r})}{4\pi} \int_{\underline{\Omega}} J(z, \mathbf{r}, \mathbf{s}') f(\mathbf{s}, \mathbf{s}') d\mathbf{s}', \\ \bar{P}: \bar{P}\Psi_0 &= \frac{\bar{\sigma}(z)}{2} \int_{-1}^1 \Psi_0(z, \mu') F^0(\mu, \mu') d\mu', \\ P: P\bar{I} &= \frac{\bar{\sigma}(z)}{4\pi} \int_{\underline{\Omega}} \bar{I}(z, \mathbf{s}') F(\mathbf{s}, \mathbf{s}') d\mathbf{s}', \quad \tilde{P}: \tilde{P}J = \frac{\bar{\sigma}(z, \mathbf{r})}{4\pi} \int_{\underline{\Omega}} J(z, \mathbf{r}, \mathbf{s}') F(\mathbf{s}, \mathbf{s}') d\mathbf{s}' \end{aligned}$$

– интегральные операторы многократного рассеяния;

$$\begin{aligned} \bar{R}: \bar{R}\bar{I} &= \frac{\bar{q}}{\pi} \int_{\underline{\Omega}_+} \bar{I}(h, \mu') \mu' d\mathbf{s}', \quad \bar{R}': \bar{R}'\bar{I}' = \frac{1}{\pi} \int_{\underline{\Omega}_+} \bar{\rho}(\mathbf{s}, \mathbf{s}') \bar{I}'(h, \mathbf{s}') \mu' d\mathbf{s}', \\ R: RI &= \frac{q(\mathbf{r})}{\pi} \int_{\underline{\Omega}_+} I(h, \mathbf{r}, \mathbf{s}') \mu' d\mathbf{s}'; \quad R: RI' = \frac{1}{\pi} \int_{\underline{\Omega}_+} \rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}') I'(h, \mathbf{r}, \mathbf{s}') \mu' d\mathbf{s}'; \\ \bar{\Gamma}: \bar{\Gamma}\bar{I} &= \frac{\bar{q}}{\pi} \int_{\underline{\Omega}_+} \bar{\Gamma} \bar{I}(h, \mathbf{s}') \mu' d\mathbf{s}'; \quad \bar{\Gamma}': \bar{\Gamma}'\bar{I}' = \frac{1}{\pi} \int_{\underline{\Omega}_+} \bar{\Lambda}(\mathbf{s}, \mathbf{s}') \bar{I}'(h, \mathbf{s}') \mu' d\mathbf{s}'; \\ \Gamma: \Gamma I &= \frac{q(\mathbf{r})}{\pi} \int_{\underline{\Omega}_+} \Gamma I(h, \mathbf{r}, \mathbf{s}') \mu' d\mathbf{s}', \\ \Gamma': \Gamma' I' &= \frac{1}{\pi} \int_{\underline{\Omega}_+} \Lambda(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}') I'(h, \mathbf{r}, \mathbf{s}') \mu' d\mathbf{s}' \end{aligned}$$

– интегральные операторы отражения; $\mathbf{I} = \{1, 0, 0, 0\}$; $\bar{\alpha}(z), \bar{\sigma}(z), \alpha(z, \mathbf{r}) = \bar{\alpha}(z) + \alpha'(z)\bar{\alpha}(\mathbf{r}), \sigma(z, \mathbf{r}) = \bar{\sigma}(z) + \bar{\sigma}'(z)\bar{\sigma}(\mathbf{r})$ – средние и горизонтально-неоднородные коэффициенты ослабления и рассеяния; $f(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$ – индикатриса рассеяния; $F(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$ – угловая матрица; $q(\mathbf{r}), \rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0), \Lambda(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$ – альbedo, коэффициент яркости и матрица отражения подстилающей поверхности; $\bar{q}, \bar{\rho}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0), \bar{\Lambda}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$

– те же величины, усредненные по горизонтальным координатам; $f^0(\mu, \zeta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0) d\varphi$;

$$F^0(\mu, \zeta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0) d\varphi; \quad \bar{\Gamma} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ – матрица изотропного отражения; } E \text{ – единичная матрица}$$

рица; $\mathbf{s} = \{\mu, \mathbf{s}_\perp\}$ – единичный вектор; $\mu = \cos\theta$; $\mathbf{s}_\perp = \sqrt{1-\mu^2} \{\cos\varphi, \sin\varphi\}$; θ, φ – зенитный и азимутальный углы; $\mathbf{s}_0 = \{\zeta, \mathbf{s}_{0\perp}\}$ – направление падения солнечных лучей; $\zeta = \cos\theta_0$; $\mathbf{s}_{0\perp} = \{\sqrt{1-\zeta^2}, 0\}$; θ_0 – зенитный угол Солнца; Ω – единичная сфера; Ω_+, Ω_- – нижняя и верхняя полусферы; z – вертикальная координата; $\mathbf{r} = \{x, y\}$ – вектор горизонтальных координат; $\mathbf{p} = (p_x, p_y)$ – вектор пространственных частот; h – высота атмосферы; $z = 0, z = h$ – уровни верхней границы атмосферы и подстилающей поверхности.

В таблицах опущены некоторые промежуточные комбинации, а также более сложные, несущественные для приложений. На рис. 1 показано иерархическое дерево, ветви которого можно достраивать в соответствии с постановкой краевой задачи.

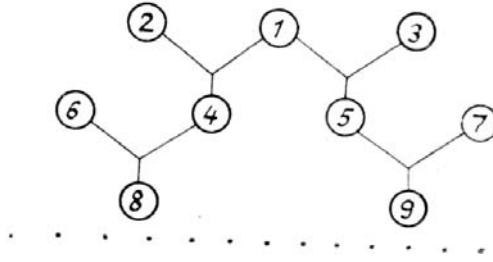


Рис. 1. Архитектура скалярных краевых задач теории переноса

Т а б л и ц а 1

Классификация скалярных краевых задач теории переноса

$$\begin{cases} \bar{L}D = SD; D|_{z=0} = \pi S_\lambda \delta(\mathbf{s} - \mathbf{s}_0); \\ D|_{z=h} = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Плоский слой, ограниченный поглощающей поверхностью.

$$\begin{cases} \bar{L}\Psi'_0 = S\Psi'_0; \Psi'_0|_{z=0} = 0; \\ \Psi'_0|_{z=h} = \delta(\mathbf{s} - \mathbf{s}'). \end{cases} \quad (3)$$

Плоский слой с анизотропным источником на нижней границе.

$$\begin{cases} \bar{L}\bar{I}' = S\bar{I}'; \bar{I}'|_{z=0} = \pi S_\lambda \delta(\mathbf{s} - \mathbf{s}_0); \\ \bar{I}'|_{z=h} = \bar{R}'\bar{I}'. \end{cases} \quad (5)$$

Плоский слой, ограниченный анизотропно отражающей поверхностью.

$$\begin{cases} \hat{L}\Psi' = S\Psi'; \Psi'|_{z=0} = 0; \\ \Psi'|_{z=h} = \delta(\mathbf{s} - \mathbf{s}'). \end{cases} \quad (7)$$

Трехмерный слой с анизотропным источником на нижней границе.

$$\begin{cases} LI' = SI'; I'|_{z=0} = \pi S_\lambda \delta(\mathbf{s} - \mathbf{s}_0); \\ I'|_{z=h} = RI'. \end{cases} \quad (9)$$

Трехмерный слой, ограниченный неоднородно и анизотропно отражающей поверхностью.

$$\begin{cases} \tilde{L}\bar{J} = \tilde{S}\bar{J}; \bar{J}|_{z=0} = \pi S_\lambda \delta(\mathbf{s} - \mathbf{s}_0); \\ \bar{J}|_{z=h} = \bar{R}\bar{J}. \end{cases} \quad (11)$$

Горизонтально-неоднородный слой, ограниченный однородно отражающей поверхностью.

$$\begin{cases} \bar{L}\Psi_0 = S\Psi_0; \Psi_0|_{z=0} = 0; \\ \Psi_0|_{z=h} = 1. \end{cases} \quad (2)$$

Плоский слой с единичным источником на нижней границе.

$$\begin{cases} \bar{L}\bar{I} = S\bar{I}; \bar{I}|_{z=0} = \pi S_\lambda \delta(\mathbf{s} - \mathbf{s}_0); \\ \bar{I}|_{z=h} = \bar{R}\bar{I}. \end{cases} \quad (4)$$

Плоский слой, ограниченный изотропно отражающей поверхностью.

$$\begin{cases} \hat{L}\Psi = S\Psi; \Psi|_{z=0} = 0; \\ \Psi|_{z=h} = 1. \end{cases} \quad (6)$$

Трехмерный слой с единичным источником на нижней границе.

$$\begin{cases} LI = SI; I|_{z=0} = \pi S_\lambda \delta(\mathbf{s} - \mathbf{s}_0); \\ I|_{z=h} = RI. \end{cases} \quad (8)$$

Трехмерный слой, ограниченный неоднородно отражающей ламбертовой поверхностью.

$$\begin{cases} \tilde{L}D' = \tilde{S}D'; D'|_{z=0} = \pi S_\lambda \delta(\mathbf{s} - \mathbf{s}_0); \\ D'|_{z=h} = 0. \end{cases} \quad (10)$$

Горизонтально-неоднородный слой, ограниченный поглощающей поверхностью.

$$\begin{cases} \tilde{L}J = \tilde{S}J; J|_{z=0} = \pi S_\lambda \delta(\mathbf{s} - \mathbf{s}_0); \\ J|_{z=h} = RJ. \end{cases} \quad (12)$$

Горизонтально-неоднородный слой, ограниченный неоднородно отражающей поверхностью.

Классификация векторных краевых задач теории переноса

$$\begin{cases} \bar{L}D = PD; D|_{z=0} = \pi S_\lambda I \delta(s - s_0); \\ D|_{z=h} = 0. \end{cases} \quad (13)$$

Плоский слой, ограниченный поглощающей поверхностью.

$$\begin{cases} \bar{L}\Psi'_0 = P\Psi'_0; \Psi'_0|_{z=0} = 0; \\ \Psi'_0|_{z=h} = E \delta(s - s'). \end{cases} \quad (15)$$

Плоский слой с матричным анизотропным источником на нижней границе.

$$\begin{cases} \bar{L}\bar{I}' = P\bar{I}'; \bar{I}'|_{z=0} = \pi S_\lambda I \delta(s - s_0); \\ \bar{I}'|_{z=h} = \bar{I}'\bar{I}'. \end{cases} \quad (17)$$

Плоский слой, ограниченный поверхностью с однородным матричным отражением.

$$\begin{cases} L\Psi' = P\Psi'; \Psi'|_{z=0} = 0; \\ \Psi'|_{z=h} = E \delta(s - s'). \end{cases} \quad (19)$$

Трехмерный слой с матричным анизотропным источником на нижней границе.

$$\begin{cases} LI' = PI'; I' = \pi S_\lambda I \delta(s - s_0); \\ I'|_{z=h} = \Gamma I'. \end{cases} \quad (21)$$

Трехмерный слой, ограниченный поверхностью неоднородным анизотропным матричным отражением.

$$\begin{cases} \bar{L}\bar{J} = \bar{P}\bar{J}; \bar{J}|_{z=0} = \pi S_\lambda I \delta(s - s_0); \\ \bar{J}|_{z=h} = \bar{I}\bar{J}. \end{cases} \quad (23)$$

Горизонтально-неоднородный слой, ограниченный поверхностью с однородной матрицей отражения.

$$\begin{cases} \bar{L}\Psi_0 = \bar{P}\Psi_0; \Psi_0|_{z=0} = 0; \\ \Psi_0|_{z=h} = I. \end{cases} \quad (14)$$

Плоский слой с единичным векторным источником на нижней границе.

$$\begin{cases} \bar{L}I = PI; I|_{z=0} = \pi S_\lambda I \delta(s - s_0); \\ I|_{z=h} = \bar{I}I. \end{cases} \quad (16)$$

Плоский слой, ограниченный изотропно отражающей поверхностью.

$$\begin{cases} L\Psi = P\Psi; \Psi|_{z=0} = 0; \\ \Psi|_{z=h} = I. \end{cases} \quad (18)$$

Трехмерный слой с единичным векторным источником на нижней границе.

$$\begin{cases} LI = PI; I|_{z=0} = \pi S_\lambda I \delta(s - s_0); \\ I|_{z=h} = \Gamma I. \end{cases} \quad (20)$$

Трехмерный слой, ограниченный неоднородно отражающей ламбертовой поверхностью.

$$\begin{cases} \bar{L}D' = \bar{P}D'; D'|_{z=0} = \pi S_\lambda I \delta(s - s_0); \\ D'|_{z=h} = 0. \end{cases} \quad (22)$$

Горизонтально-неоднородный слой, ограниченный поглощающей поверхностью.

$$\begin{cases} \bar{L}J = \bar{P}J; J|_{z=0} = \pi S_\lambda I \delta(s - s_0); \\ J|_{z=h} = \Gamma J. \end{cases} \quad (24)$$

Горизонтально-неоднородный слой, ограниченный поверхностью с неоднородной матрицей отражения.

Аналогично можно изобразить архитектурные связи векторных моделей. Рассмотрим наиболее характерные примеры. Решение краевой задачи (4) для $s \in \Omega_{\bar{I}}$ выражается через решения простейших (1) и (2) в виде [7, 8]

$$\bar{I} = D + \frac{\bar{q}E_0\Psi_0}{1 - \bar{q}c_0}, \quad (25)$$

где

$$E_0 = 2 \int_0^1 D^0(h, \mu, \zeta) \mu d\mu + \zeta S_\lambda e^{-\tau_0/\zeta};$$

$$D^0(h, \mu, \zeta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} D(h, s) d\varphi; c_0 = 2 \int_0^1 \Psi_0(h, \mu) \mu d\mu; \tau_0 -$$

оптическая толщина атмосферы.

Решения краевой задачи с анизотропным отражением (5) исследовались в [1, 7, 9–13]. Целесообразно представить \bar{I} как сумму трех слагаемых

$$\bar{I} = D + \bar{I}_1 + \bar{I}_\Sigma. \quad (26)$$

Слагаемые \bar{I}_1 , \bar{I}_Σ удовлетворяют краевым задачам

$$\{\bar{L}\bar{I}_1 = S\bar{I}_1; \bar{I}_1|_{z=0} = 0; \bar{I}_1|_{z=h} = \bar{R}'D + \bar{R}'I_{\text{пп}}\},$$

$$I_{\text{пп}} = \pi S_\lambda \delta(\mathbf{s} - \mathbf{s}_0) e^{-\tau/\lambda}, \quad \tau = \int_0^z \bar{\alpha}(z') dz',$$

$$\{\bar{L}\bar{I}_\Sigma = S\bar{I}_\Sigma; \bar{I}_\Sigma|_{z=0} = 0; \bar{I}_\Sigma|_{z=h} = \bar{R}'\bar{I}_\Sigma + \bar{R}'\bar{I}_1\}.$$

В [11] показано, что замена естественного отражения $\bar{\rho}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$ ламбертовым q при расчетах I_Σ вносит ошибку $< 1\%$. Полагая $\bar{R}'\bar{I}_\Sigma \approx \bar{R}'\bar{I}_\Sigma$, $\bar{R}'I_1 \approx \bar{R}'\bar{I}_1$, имеем

$$\bar{I}_\Sigma \approx \frac{\Psi_0 \bar{R}'\bar{I}_1}{1 - q c_0}. \quad (27)$$

Представление (26), (27) позволяет существенно упростить решение краевой задачи (5) с сохранением точности расчетов.

Задача с неоднородным ламбертовым отражением (8) исследовалась в [1, 6, 10, 11, 14–25]. Ее решение представляется через (4) и (6) следующим образом:

$$I = \bar{I} + \tilde{I} + \tilde{I}_\Sigma, \quad (28)$$

где

$$\tilde{I} = \frac{E_0}{1 - \bar{q}c_0} \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Psi(z, \mathbf{p}, \mathbf{s})}{1 - \bar{q}C(\mathbf{p})} \hat{q}(\mathbf{p}) e^{-i(\mathbf{p}, \mathbf{r})} d\mathbf{p}; \quad (29)$$

$$C(\mathbf{p}) = \frac{1}{\pi} \int_{\Omega_+} \Psi(h, \mathbf{p}, \mathbf{s}) \mu ds;$$

$$\hat{q}(\mathbf{p}) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{q}(\mathbf{r}) e^{-i(\mathbf{p}, \mathbf{r})} d\mathbf{r}; \quad \tilde{q}(\mathbf{r}) = q(\mathbf{r}) - \bar{q}.$$

Функция $\Psi \equiv \Psi(z, \mathbf{p}, \mathbf{s})$ играет фундаментальную роль в теории видения в мутных средах. Радиационные характеристики D , E_0 , c_0 , $C(\mathbf{p})$, Ψ_0 , Ψ определяют действие оптического передаточного оператора, переводящего альbedo подстилающей поверхности $q(\mathbf{r}) = \bar{q} + \tilde{q}(\mathbf{r})$ в яркость уходящего излучения. Величина \tilde{I}_Σ нелинейно зависит от $\tilde{q}(\mathbf{r})$. Ее точное выражение найдено в [20, 26]. Для реальных значений оптической толщины слоя атмосферы τ_0 и среднего альbedo \bar{q} вклад \tilde{I}_Σ в общую яркость I не превосходит 1%.

Вопросы совместного учета анизотропии отражения и неоднородностей альbedo подстилающей поверхности исследовались в [10, 11, 13]. Для случая $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) = \bar{\rho}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0) + q(\mathbf{r})\rho'(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$ предлагается следующее приближение:

$$I = \bar{I} + \tilde{I}' + \tilde{I}'_\Sigma, \quad (30)$$

где $\tilde{I}' = \frac{\Psi'_0}{\Psi_0} \tilde{I}$. Выражение \tilde{I}'_Σ приведено в [13]. В общем случае $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) = \sum_{m=1}^M q_m(\mathbf{r})\rho_m(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$ решение может быть построено аналогично. Как и в примерах, приведенных выше, решение краевой задачи (9) сводится к решениям более простых (5), (7), (2), (3).

Горизонтальная неоднородность атмосферы задается коэффициентами $\alpha(z, \mathbf{r}) = \bar{\alpha}(z) + \bar{\alpha}'(z)\tilde{\alpha}(\mathbf{r})$, $\sigma(z, \mathbf{r}) = \bar{\sigma}(z) + \bar{\sigma}'(z)\tilde{\sigma}(\mathbf{r})$ [27, 26]. Краевая задача (10) применялась для описания переноса излучения в горизонтально-неоднородных облаках [27–31], причем множители $\tilde{\alpha}(\mathbf{r})$, $\tilde{\sigma}(\mathbf{r})$ представлялись отрез-

ками гармонического ряда. В случае произвольных $\tilde{\alpha}(\mathbf{r})$, $\tilde{\sigma}(\mathbf{r})$ и $q(\mathbf{r}) \neq 0$ решения (10) рассматривались в [24, 26, 32].

Архитектура векторных и скалярных краевых задач весьма схожа [33–36], поэтому соответствующие примеры здесь опускаем.

Из изложенного ясен принцип классификации краевых задач по степени сложности, определяемой детализацией оптических свойств атмосферы и подстилающей поверхности. Пользуясь принципом построения решений сложных задач при помощи решений элементарных, можно построить модель, в которой одновременно учитывались бы все формирующие пространственно-угловую структуру полей яркости факторы: анизотропия и неоднородность отражения подстилающей поверхности, горизонтальная неоднородность рассеивающей среды и поляризация излучения. Однако при решении практических задач те или иные факторы оказываются несущественными. Поэтому в подавляющем большинстве работ рассматриваются упрощенные модели.

II. Методы решения краевых задач

Остановимся на методах конструирования решений трехмерных краевых задач в плоскопараллельной геометрии.

1. Метод оптических пространственно-частотных характеристик (Ψ -представление)

Физический смысл метода состоит в описании процесса переноса оптического изображения с точки зрения теории линейных систем. Такое описание сводится к вычислению импульсно-переходной функции либо частотной характеристики системы [2]. Методы расчета полей яркости от самосветящихся объектов в рассеивающей среде с использованием частотно-контрастной характеристики среды были предложены в [37, 38]. Идея линейно-системного подхода развивалась далее в [39–42]. Из решений краевых задач частотно-контрастные характеристики были получены в [23, 43–45]. Метод оптических пространственно-частотных характеристик в рамках краевых задач теории переноса определен в [17], получил развитие в [19–21, 24] и был обобщен на случай горизонтально-неоднородной атмосферы в [26, 24, 46], а также на задачи с поляризацией в [36].

Система переноса оптического изображения в горизонтально-однородной атмосфере интерпретируется как нелинейная система, описываемая набором передаточных функций $\{\Psi_n\}$. Ψ -представление удобно для анализа и вычислений, так как решение представляется суммой средней по горизонтальным координатам, вариационной и нелинейной относительно $\tilde{q}(r)$ составляющих. Нелинейная составляющая определяется переотражением фотонов на оптических неоднородностях отражающей поверхности (см. формулы (26), (28)). Эффект влияния подложки мал и характеризуется знаменателем правой части равенства $W = \frac{\Psi}{1 - \tilde{q}C(\mathbf{p})}$, где W – оптическая пространственно-частотная характеристика рассеивающего слоя с альбедо $\tilde{q} \neq 0$. Наиболее общая интерпретация метода представлена в [5, 26].

2. Метод кратных переотражений (O -представление)

Метод заключается в подсчете фотонов, отраженных от поверхности определенное количество раз [16, 21, 47, 48]. Этот метод развит для решения скалярной и векторной задач в горизонтально-однородной атмосфере [16, 35, 48] и может быть обобщен на случай горизонтально-неоднородной среды. В [21] прямой проверкой установлено, что Ψ и O -представления дают одинаковое решение прямой задачи переноса излучения над поверхностью с неоднородным альбедо (8).

Суммирование фотонов по кратности переотражения от поверхности позволяет представить решение краевой задачи (8) в виде

$$I = D + \int_{-\infty}^{\infty} O(z, \mathbf{r} - \mathbf{r}', \mathbf{s}) Z(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (31)$$

где $Z(\mathbf{r}) = R(E - RO_h)^{-1}(D + I_{\text{пр}})$ – приземное распределение яркости; E – единичный оператор; $I_{\text{пр}} = \pi S_\lambda \cdot e^{-\tau_0/\zeta}(\mathbf{s} - \mathbf{s}_0)$ – сингулярная составляющая падающего излучения; O_h – линейный интегральный оператор типа свертки с ядром $O(h, \mathbf{r}, \mathbf{s})$; $O \equiv O(z, \mathbf{r}, \mathbf{s})$ – функция размытия точки, удовлетворяющая краевой задаче $\{LO = SO; O|_{z=0} = 0; O|_{z=h} = \delta(\mathbf{r})\}$, связанная с Ψ преобразованием Фурье по координатам $\mathbf{r} = \{x, y\}$. Подробно метод раскрыт в [48, 35]. Входящие в (31) функции (и соответствующие им операторы) связываются с представлениями о траекториях фотонов и имеют вероятностное истолкование (рис. 2). Так, $A_0 = \int_{-\infty}^{\infty} O(z, \mathbf{r}, \mathbf{s}) d\mathbf{r}$, $c_0 = \int_{-\infty}^{\infty} O_h(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$ – вероятности попадания рассеянного фотона от точечного источника на поверхности соответственно к наблюдателю и вновь на поверхность. В [16, 49] приводятся аналитические представления функций $O(\mathbf{r})$, $A(\mathbf{p})$.

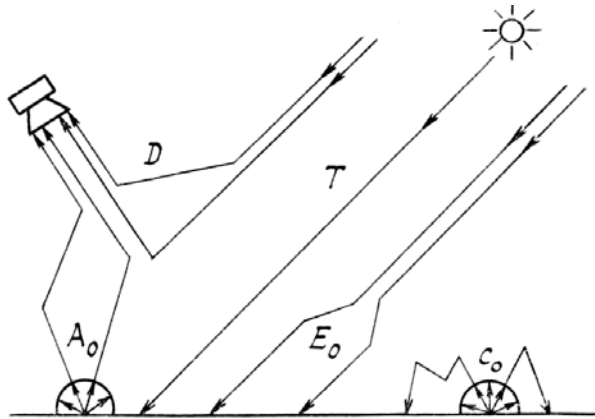


Рис. 2. Непересекающиеся классы траекторий фотонов

3. Численные методы

Суть численных методов заключается в расчете конкретных функций, через которые выражены решения краевых задач. К ним относятся функция размытия точки O , оптическая пространственно-частотная характеристика Ψ , яркость дымки D , сферическое альbedo c_0 , освещенность нижней границы слоя πE и другие передаточные функции.

В процессе исследования трехмерных моделей были разработаны различные алгоритмы на базе методов Монте-Карло [2, 16, 21, 38, 40, 41, 47, 48, 50, 51], итераций [4, 17, 19, 24, 25, 52], сферических гармоник [53–55], малоугловых [37, 39, 42, 56], функции источника [2, 49, 54], дискретных ординат [57]. Наиболее гибким, позволяющим проводить моделирование с произвольными оптическими параметрами среды, является метод Монте-Карло. Другим мощным вычислительным средством является метод интегрирования уравнения переноса по характеристикам с итерациями и квадратурами на единичной сфере, позволяющий одновременно получать значения искомых функций во всех точках разностной сети по угловым и пространственным переменным. Численные исследования большинства задач продвинуты в настоящее время именно этими методами, имеющими контролируемую точность. Недостатком этих методов являются относительно высокие вычислительные затраты, особенно при больших оптических толщинах, заставляющие отыскивать средства ускорения счета и использовать приближения, снижающие точность расчетов.

Расчеты в малоугловом приближении носят приближенный характер и справедливы для сильно вытянутых индикатрис рассеяния. Последние исследования по малоугловому приближению позволили расширить область его применения [42, 56, 58]. Многие алгоритмы на базе методов сферических гармоник, функции источников и дискретных координат имеют неконтролируемую точность, которая обычно оценивается с помощью сравнительных численных тестов. Сравнение расчетов, выполненных различными численными методами, является обычным элементом многих работ. Наиболее представительные сравнения выполнены в [52, 54, 55]. Преимуществом указанной группы методов является относительно высокое быстродействие.

Актуальность новых разработок обусловлена требованиями более высокого быстродействия и точности алгоритмов. Появление новых методов и модификаций, уже разработанных, должно сопровождаться сопоставлением с имеющимися расчетными данными.

III. Исследование передаточных свойств атмосферы

В соответствии с (25), (28), (29) атмосферные искажения складываются из наложения атмосферной дымки D , переотражения на подстилающей поверхности, описываемого в среднем множителем $(1 - \bar{q} c_0)^{-1}$, с последующим ослаблением в атмосфере в соответствии с $E_0 \Psi_0$ и действием Ψ . Совокупность этих факторов приводит к падению контраста изображения и уменьшению реального разрешения объектов местности. Последнее является следствием бокового подсвета, вызванного диффузией фотонов в атмосфере в сторону пространств над слабо отражающими участками земной поверхности.

Трехмерными передаточными функциями рассеивающего горизонтально-однородного слоя является оптическая пространственно-частотная характеристика $\Psi = [Ae^{i\Phi} + T]e^{i(\mathbf{p}, \tilde{\mathbf{r}})}$, $\tilde{\mathbf{r}} = (h - z)\mathbf{s}_\perp / |\mu|$ и соответствующая ей импульсно-переходная характеристика $N = O(z, \mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}}, \mathbf{s}) + T\delta(\mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}})$, $T = \exp(-(\tau_0 - \tau) / |\mu|)$, где A , Φ — амплитудная и фазовая характеристики. В первых исследованиях A рассчитывалась по приближенной формуле в малоугловом приближении [37]. Затем была исследована функция W для модели однородной атмосферы, освещенной Солнцем и ограниченной однородной подстилающей поверхностью, для различных τ_0 , $f(\mathbf{s}, \mathbf{s}')$ и \bar{q} [15, 17, 19]. В дальнейшем расчеты

функций W , Ψ , O выполнялись различными численными методами [21, 25, 38, 40, 52, 54, 55, 57] с использованием моделей реальной атмосферы. В [52, 54, 55] представлены таблицы значений функций A и Φ для моделей континентального аэрозоля.

Боковой подсвет $H_6 = \frac{E_0}{1 - \bar{q}c_0} \int_{-\infty}^{\infty} O(z, \mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}} - \mathbf{r}', \mathbf{s}) \tilde{q}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \mathbf{s}$ является мерой излучения, попадающего в

детектор с направления \mathbf{s} , отраженного от участков местности вне точки прямого наблюдения [49, 59, 60]. В [14, 25, 44, 45, 49] исследуется боковой подсвет от реальных природных образований на подстилающей поверхности с использованием тест-объектов. Боковой подсвет существует над темными объектами, окруженными ярким фоном. Этот достаточно физически очевидный факт оценен количественно. Влияние фона зависит от размеров объекта и разности альbedo объекта и фона. Чем меньше объект и больше указанная разность, тем сильнее боковой подсвет в случае превышения яркости фона над объектом.

Трехмерная модель переноса излучения, по-видимому, впервые применялась к анализу взаимодействия радиационных образов объекта и фона в [14], где моделировалось поле яркости уходящего излучения при наблюдении в надира на длинах волн $\lambda = 0,5; 0,65; 0,75; 0,95$ мкм, значениях метеорологической дальности видимости $V = 3; 10; 40$ км при различных соотношениях альbedo объекта (размером 80 м) и фона. Было показано, что яркость излучения над пшеницей и почвой изменяется на 25 и 80% соответственно, если однородный с объектом окружающий земной покров заменить травой. В [45] приводится пример имитации двумерного поля (участок с $\bar{q} = 0,4$, окруженный полем с $\bar{q} = 0,0$) на верхней границе атмосферы ($\lambda = 0,55$ мкм, $\tau_0 = 0,64$), который наглядно показывает эффект размазывания границ участка с $\bar{q} = 0,4$ на изображении. При этом H_6 почти не зависит от высоты аэрозольной атмосферы, но увеличивается с ростом τ_0 . В безоблачной атмосфере горизонтальная диффузия фотонов мало искажает изображения природных объектов, более ярких, чем окружающая местность [2,61]. Существенные искажения появляются при наблюдении через туман или полупрозрачные облака [41]. Влияние фазовой характеристики Φ исследовалось в [62]. Было показано, что в случае слабозамутненной атмосферы влияние фазовой характеристики пренебрежимо мало. Для случая сильного замутнения такие оценки не проводились. Таким образом, трехмерная модель переноса излучения позволила обобщить теорию передачи яркостных контрастов через атмосферу.

При наблюдении протяженных объектов понятие контраста имеет смысл вблизи границ этих объектов. Отсюда интерес к расчету профилей яркости отраженного излучения над границей раздела двух природных сред с различными альbedo. Точная формула профиля яркости над границей двух изотропно отражающих полуплоскостей с разностью альbedo Δq имеет вид

$$I = \bar{I} + \frac{\Delta q}{2} \frac{E_0}{1 - \bar{q}c_0} \left[T \text{sign}(x - \tilde{x}) + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{A(p_x) \sin[p_x(x - \tilde{x}) - \Phi(p_x)]}{p_x} dp_x \right], \quad (32)$$

где \tilde{x} — составляющая вектора смещения $\tilde{\mathbf{r}}$ по оси x . При расчетах, которые проводились в [11, 15, 17, 18, 22, 25, 43–45, 63, 64], применялись самые разнообразные численные схемы. Сравнения расчетных и экспериментальных изображений LANDSAT границы суша–море были выполнены в [43–45]. Теоретические расчеты получили экспериментальное подтверждение и получено хорошее согласие результатов. В данном случае согласие результатов определялось также правильным подбором оптических параметров атмосферы. Наиболее подробные исследования для различных моделей атмосферы выполнены в [43, 64].

Известно, что в атмосфере существуют подвижные аэрозольные слои и полупрозрачные облака. Поэтому понятен интерес к исследованию возможностей видения через эти рассеивающие объекты. В [59] выяснялось влияние положения рассеивающего слоя на боковой подсвет в системах видения. В [40, 41] исследовалось влияние на качество изображения объекта положения рассеивающего слоя между объектом и приемником излучения. Экспериментально и теоретически доказано, что при движении рассеивающего слоя от источника к приемнику видимость объекта изменяется, причем это изменение немонотонно. Указанное явление возникает при наблюдении как малоразмерных, так и протяженных объектов [60]. Полученные результаты дают основание сделать вывод о влиянии положения аэрозольных слоев в атмосфере на качество аэрокосмического изображения земной поверхности.

В [65] моделировалось влияние атмосферы на пространственную структуру космического изображения. В [44] вычислена частотно-контрастная характеристика системы «датчик–атмосфера», используемая для оценки действительного разрешения снимков. Показано, что 30-метровое разрешение тематических карт LANDSAT ухудшается до 100 м за счет атмосферного замутнения (аэрозольная оптическая толщина $\tau_a = 0,5$). Следовательно, при дистанционном зондировании и классификации полей диаметром $d > 200$ м улучшать разрешение датчика излишне без проведения атмосферной коррекции. В [66, 67] показано, что составной эффект атмосферного рассеяния и неоднородности альbedo поверхности сильно влияет на точность классификации полей на земной поверхности. В некоторых работах пространственные искажения структуры изображения исследовались с помощью

функции размытия точки O . В [68] методом Монте-Карло функция O была вычислена для модели реальной атмосферы ($\tau_a = 0,16$ и $\tau_a = 0,32$). Найдено, что влияние O при имитации изображения сельского ландшафта незначительно. По мнению авторов, это объясняется тем, что O имеет острый центральный пик и широкие крылья. Однако предполагается, что даже незначительное размытие изображения может привести к ухудшению классификации.

Весьма сложной является реализация численных схем в моделях с горизонтальной неоднородностью и поляризацией. Задача переноса излучения в горизонтально-неоднородных облаках вначале была поставлена без привлечения оптической пространственно-частотной характеристики для частных случаев зависимости $\bar{\alpha}(\mathbf{r})$ и $\bar{\sigma}(\mathbf{r})$ от \mathbf{r} . Были получены первые порядки возмущений яркости излучения при отражении от полубесконечного слоя при изотропном рассеянии [28], асимптотика функций отражения и пропускание света для горизонтально-неоднородного слоя [30], вычислен коэффициент отражения от горизонтально-неоднородного оптически плотного облака с анизотропным рассеянием. Оказалось, что пространственное распределение поля яркости в облаке может менять фазу, т. е. максимумы яркости становятся минимумами и наоборот [31]. Привлечение понятия оптической пространственно-частотной характеристики позволило продвинуть исследование этой многомерной задачи. Оптическая пространственно-частотная характеристика горизонтально-неоднородного облака была вычислена в [69]. Получены оценки нелинейных искажений космического изображения за счет горизонтальной неоднородности безоблачной атмосферы [46] и разработана простая модель переноса излучения в полупрозрачной облачности [5]. Заметим, что пока еще не создан универсальный алгоритм, пригодный для исследования горизонтально-неоднородных облаков любой оптической толщины.

Модели с поляризацией имеют пока ограниченное применение в связи с их громоздкостью и недостатком экспериментального материала. Тем не менее анализ моделей позволяет найти простые соотношения, связывающие степень поляризации измеряемого излучения с оптическими параметрами среды и отражающей поверхности [70, 71]. Эти соотношения могут быть использованы для дешифрирования и индикации горизонтальных вариаций аэрозоля по измерениям I вблизи надира.

VI. Задачи дистанционного зондирования

Простые соотношения между искомыми и измеряемыми величинами, получаемые в результате решения прямых задач теории переноса, естественно использовать в дистанционном зондировании. К таким соотношениям относятся, например, формулы связи степени поляризации отраженного излучения с величиной альбедо поверхности или степенью горизонтальной неоднородности атмосферы. Во многих случаях, однако, обращение прямого оператора является вычислительной проблемой и приходится обращаться к постановке обратных задач. Важным приложением трехмерных моделей является решение обратных задач дистанционного зондирования о восстановлении двумерного альбедо, индикатрисы и матрицы отражения земной поверхности по данным дистанционных измерений. Указанные решения являются этапом обработки спутниковой информации с целью дешифрирования и определения состояния природных ресурсов.

Наиболее разработаны решения задачи в предположении изотропии отражения земной поверхности [6, 8, 16, 17, 21, 25, 61, 72, 73]. В [61] предложена итерационная процедура восстановления скачкообразного альбедо, зависящего от одной координаты. Эта процедура успешно опробована при восстановлении альбедо вблизи границы раздела суша—море по снимкам LANDSAT. В [8, 17, 21] решение получено для двумерного случая методом оптических пространственно-частотных характеристик. Оно использовалось при моделировании блока атмосферной коррекции спутниковых изображений [72] и при обработке спутниковых изображений NOAA [74]. Точное решение задачи получено в [16, 21]:

$$q(\mathbf{r}) = \frac{Z(\mathbf{r})}{E_0 + \int_{-\infty}^{\infty} \bar{O}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') Z(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'}, \quad (33)$$

где

$$Z(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\hat{Y}(\mathbf{p}) e^{-i\mathbf{p} \cdot (\mathbf{r} + \tilde{\mathbf{r}})}}{T + A e^{i\mathbf{p} \cdot \tilde{\mathbf{r}}}} d\mathbf{p}; \quad (34)$$

$$\bar{O}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\pi} \int_{\Omega_+} O(h, \mathbf{r}, \mathbf{s}) \mu ds,$$

$\hat{Y}(\mathbf{p}) = \int_{-\infty}^{\infty} Y(\mathbf{r}) e^{-i(\mathbf{p}, \mathbf{r})} d\mathbf{r}$, $Y(\mathbf{r}) = -D$. Согласно (33) решение достигается в два приема. Сначала вычисляется приземная яркость $Z(\mathbf{r})$ с применением алгоритма быстрого преобразования Фурье. Затем рас-

считывается интеграл свертки в (33) и определяется функция $q(\mathbf{r})$. Решение устойчиво к ошибкам измерений, а при $q(\mathbf{r}) \equiv \bar{q} = \text{const}$ переходит в известные формулы. Действие входной оптики можно учесть с помощью формул связи углов прихода с точками изображения. Одномерная задача восстановления \bar{q} решена в [7, 8, 25], где разработаны соответствующие численные алгоритмы. Алгоритм восстановления \bar{q} с учетом поляризации изложен в [21].

Разработаны алгоритмы восстановления среднего альbedo с учетом анизотропии отражения поверхности [74]. Корректная постановка задачи определения коэффициента яркости подстилающей поверхности включает вопрос о восстановлении индикатрисы отражения. Соответствующая обратная задача рассматривалась в [13]. Ее решение связано со стереосъемкой либо сканерными угловыми измерениями.

Методом кратных переотражений задача может быть сведена к решению двух уравнений

$$Y(z, \mathbf{r}, \mathbf{s}) = Z(\mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}})T + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{O}(z, \mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}} - \mathbf{r}', \mathbf{s}, \mathbf{s}') Z(\mathbf{r}', \mathbf{s}') d\mathbf{r}' d\mathbf{s}' \quad (35)$$

и

$$Z(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Q(\mathbf{r}, \mathbf{r} - \mathbf{r}', \mathbf{s}, \mathbf{s}') Z(\mathbf{r}', \mathbf{s}') d\mathbf{s}' + \\ + 2 \int_0^1 \rho^0(\mathbf{r}, \mu, \mu') D^0(h, \mu', \zeta) \mu' d\mu' + \zeta \rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) e^{-\tau_0/\zeta}, \quad (36)$$

где

$$\tilde{O}(z, \mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}}, \mathbf{s}, \mathbf{s}') = O(z, \mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}') - T\delta(\mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}}); \\ Q(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \mathbf{s}, \mathbf{s}') = \frac{1}{\pi} \int_{\Omega_+} \rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}'') O(h, \mathbf{r}', \mathbf{s}'', \mathbf{s}') \mu'' d\Omega''; \\ \rho^0(\mathbf{r}, \mu, \zeta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) d\varphi, \quad D^0(z, \mu, \zeta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} D(z, \mathbf{s}) d\varphi; \\ Y(z, \mathbf{r}, \mathbf{s}) = I(z, \mathbf{r}, \mathbf{s}) - D(z, \mathbf{s}).$$

При $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}') \equiv q(\mathbf{r})$ формулы (35), (36) преобразуются в (33), (34). В случае произвольных коэффициентов яркости нужно решать последовательно многомерные уравнения (35), (36). Более простое решение состоит в использовании приближенного соотношения (26) в случае однородно отражающего дна или (30) в случае неоднородного альbedo подстилающей поверхности. Алгоритмы решений уравнений (35), (36) пока не разработаны. Аналогичные рассуждения справедливы для векторных задач. В [36] рассматривался вопрос восстановления матрицы отражения. Однако трехмерные задачи с поляризацией пока далеки от практического применения. Кроме того, учет поляризации уточняет расчеты поля яркости восходящей радиации в среднем не более чем на 1% [9]. Отсюда меньшая практическая значимость постановки поляризационных задач по сравнению со скалярными.

Реальные сюжеты аэрокосмической съемки обладают рельефом с существенным превышением одних элементов местности над другими, что приводит к затенениям некоторых элементов и искажениям отраженного рассеянного излучения. Учет этих эффектов может быть приближенно осуществлен при расчетах полей яркостей. Точные решения уравнения переноса в слое с неровной нижней границей пока не получены.

Заключение

Достигнут необходимый для приложений уровень сложности трехмерных моделей переноса солнечного излучения в атмосфере, предназначенных для расчета световых полей с учетом горизонтальных неоднородностей коэффициентов яркости подстилающей поверхности в рассеивающей среде. Основным приложением трехмерных моделей в дистанционном зондировании является создание алгоритмов восстановления отражательных характеристик земной поверхности по данным дистанционных измерений. Эти алгоритмы используются при дешифрировании природных объектов в процессе цифровой обработки видеoinформации.

К настоящему времени получено точное решение задачи о восстановлении двумерного альbedo изотропно отражающей подстилающей поверхности по космическому изображению. Трехмерная модель переноса излучения над поверхностью с неоднородным альbedo в различных модификациях бы-

ла использована для экспериментальной обработки информации с советских и зарубежных спутников. Общий вывод проведенных исследований заключается в том, что учет оптической передаточной функции атмосферы повышает вероятность распознавания наблюдаемых объектов. Созданы версии цифровых моделей блока атмосферной коррекции для системы обработки видеoinформации.

В связи с широким использованием сканирующих систем остается актуальной задача создания эффективных алгоритмов учета анизотропии отражения поверхности в рамках общей постановки обратной задачи. Малоисследованной областью является перенос излучения над неровной поверхностью.

1. Малкевич М. С. Оптические исследования атмосферы со спутников. М.: Наука, 1973. 303 с.
2. Креков Г. М., Орлов В. М., Белов В. В. Имитационное моделирование в задачах оптического дистанционного зондирования. Новосибирск: Наука, 1988. 165 с.
3. Каргин Б. А. Статистическое моделирование поля солнечной радиации в атмосфере. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1984. 206 с.
4. Сушкевич Т. А. //Перенос изображения в земной атмосфере Томск: ИОА СО АН СССР, 1988. С. 112–121.
5. Мишин И. В. //Перенос изображения в земной атмосфере. Томск: ИОА СО АН СССР? 1988. С. 91–103
6. Гермогенова Т. А. //ДАН СССР. 1985. Т. 285. № 5. С. 1091–1096.
7. Соболев В. В. Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, 1972. 336 с.
8. Малкевич М. С., Мишин И. В. //Исследование Земли из космоса. 1983. № 3. С. 105–112.
9. Минин И. Н. Теория переноса излучения в атмосферах планет. М.: Наука, 1988. 264 с.
10. Tapre D., Herman M., Deschamps P. Y. //Appl. Opt. 1979. V. 18. № 21. P. 3587–3594
11. Diner D. J., Martonchik J. V. //JQSRT. 1984. V. 32. № 4. P. 279–304.
12. Kaufman Y. J., Lee T. Y. //IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 1988. V. 26. № 4. P. 441–450.
13. Мишин И. В. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 12. С. 94–101.
14. Turner R. E. //Proc. 10th Int. Symp. Remote Sens. Environ. 1975. V. 2. P. 671–675.
15. Мишин И. В., Орлов В. М. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1979. Т. 15. № 3. С. 266–274.
16. Золотухин В. Г., Усиков Д. А., Грушин В. А. //Исследование Земли из космоса. 1980. № 3. С. 58–68.
17. Мишин И. В., Сушкевич Т. А. //Исследование Земли из космоса. 1980. № 4. С. 69–80.
18. Tapre D., Herman M., Deschamps P. Y. //Appl. Opt. 1981. V. 20. № 20. P. 3676–3684.
19. Сушкевич Т. А., Мишин И. В. //ДАН СССР. 1982. Т. 263. № 1. С. 60–63.
20. Мишин И. В. //Исследование Земли из космоса. 1982. № 6. С. 80–85.
21. Золотухин В. Г., Мишин И. В., Усиков Д. А. и др. //Исследование Земли из космоса. 1984. № 4. С. 14–22.
22. Diner D. J., Martonchik J. V. //JQSRT. 1984. V. 31. № 2. P. 97–125.
23. Diner D. J., Martonchik J. V. //IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 1985. V. 23. № 5. P. 618–624.
24. Сушкевич Т. А., Мишин И. В., Иолтуховский А. А. //ЖВМ и МФ. 1984. Т. 24. № 1. С. 92–108.
25. Численное решение задач атмосферной оптики. М.: ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР. 1984. 234 с.
26. Мишин И. В. //Исследование Земли из космоса. 1982. № 4. С. 95–104.
27. Романова Л. М. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1978. Т. 14. № 12. С. 1258–1267.
28. Романова Л. М., Тарабухина И. М. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1981. Т. 17. № 1. С. 27–38.
29. Романова Л. М. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1985. Т. 21. № 8. С. 830–840.
30. Тарабухина И. М. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1985. Т. 21. № 5. С. 498–506.
31. Миронова Г. В. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1983. Т. 19. № 6. С. 603–612.
32. Мишин И. В. //Исследование Земли из космоса. 1983. № 3. С. 72–76.
33. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. М.: ИЛ, 1953. 431 с.
34. Domke H., Yanovitskij E. G. //JQSRT. 1986. V. 36. № 3. P. 175–186.
35. Мишин И. В., Усиков Д. А., Фоменкова М. Н. Точное представление переходного оператора системы переноса поляризованного излучения в плоском рассеивающем слое. М., 1983. 31 с. (Препринт/ИКИ АН СССР. № 833).
36. Мишин И. В., Фоменкова М. Н. Об определении матрицы отражения земной поверхности по данным дистанционных измерений. М., 1986. 14 с. (Препринт/ ИКИ АН СССР, № 1149).
37. Браво-Животовский Д. М., Долин Л. С., Лучинин А. Г. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1969. Т. 5. № 7. С. 672–684.
38. Белов В. В., Креков Г. М. //Космические исследования. 1981. Т. 19. № 1. С. 139–143.
39. Дрофа А. С., Кацев И. Л. //Метеорология и гидрология. 1981. Т. 19. № 1. С. 101–109.
40. Зуев В. Е., Белов В. В., Борисов Б. Д. и др. //ДАН СССР. 1983. Т. 268. № 2. С. 321–324.
41. Белов В. В., Борисов Б. Д., Генин В. Н. и др. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1982. Т. 18. № 12. С. 1303–1314.
42. Зеге Э. П., Иванов А. П., Кацев И. Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника, 1985. 327 с.
43. Kaufman Y. J. //J. Geoph. Res. 1982. V. 87. № C6. P. 4137–4147.
44. Kaufman Y. J. //Appl. Opt. 1984. V. 23. № 22. P. 4164–4172.
45. Kaufman Y. J., Fraser R. S. //Adv. Spec. Res. 1983. V. 2. № 5. P. 147–155.
46. Мишин И. В. //Исследование Земли из космоса. 1984. № 3. С. 72–76.
47. Спиридонов Ю. Г. //Тр. ГосНИЦИПР. 1980. Вып. 10. С. 98–106.
48. Thomas R. W. //Adv. Space. Res. 1983. V. 2. № 5. P. 157–166.
49. Мишин И. В., Тищенко А. П. //Исследование Земли из космоса. 1981. № 1. С. 48–57.
50. Каргин Б. А. //Космические методы изучения природной среды Сибири и Дальнего Востока. Новосибирск, 1983. С. 169–174.

51. Каргин Б.А. Моделирование полей излучения в задачах космической спектрофотографии. Новосибирск: Наука, 1986. С. 73–80.
52. Иолгуховский А.А., Стрелков С.А., Сушкевич Т.А. Тестовые модели численного решения уравнений переноса. 1988. 25 с. (Препринт /ИМП им. М.В. Келдыша АН СССР, № 150).
53. Мулдашев Т.З. Метод сферических гармоник для расчета оптической пространственно-частотной характеристики атмосферы. Деп. в ВИНТИ. 1987. № 1879-B87. 9 с.
54. Джетыбаев Е.О., Мишин И.В., Мулдашев Т.З. и др. Расчет оптических передаточных характеристик атмосферы. 1989. 59 с. (Препринт/ИКИ АН СССР, № 1475).
55. Джетыбаев Е.О., Мишин И.В., Мулдашев Т.З. //Оптика атмосферы. Т. 2. № 11. С. 1135–1140.
56. Будаков В.П. //Сборник научных трудов МЭИ. 1986. № 106. С. 20–25.
57. Martonchik J.V., Diner D.J. //JQSRT. 1985. V. 34. № 2. P. 133–148.
58. Ремизович В.С., Рогозкин Д.Б., Разанов М.И. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1983. Т. 19. № 10. С. 1052–1061.
59. Белов В.В., Борисов Б.Д., Макушкина И.Ю. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 2. С. 18–24.
60. Белов В.В. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 9. С. 17–24.
61. Mekler Y., Kaufman Y.J. //Appl. Opt. 1982. V. 21. № 2. С. 310–316.
62. Мишин И.В. //Исследование Земли из космоса. 1983. № 6. С. 28–29.
63. Каргин Б.А., Кузнецов С.В., Михайлов Г.А. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1979. Т. 15. № 10. С. 1027–1035.
64. Kaufman Y.J. //Appl. Opt. 1981. V. 20. № 9. С. 1525–1531.
65. Белохвостиков А.В., Булычев Е.В., Мишин И.В., Орлов В.М. // Изв. вузов. Геодезия и аэрофотосъемка. 1989. № 1. С. 131–140.
66. Kaufman Y.J. //Remote Sens. Environ. 1985. V. 18. № 3. P. 21–34.
67. Kaufman Y.J., Fraser R.S. //Remote Sens. Environ. 1984. V. 5. № 6. P. 95–101.
68. Kiang R.K. //17-th Int. Symp. Remote Sens. Environ. Ann Arbor, Michigan. 1983. P. 1301–1309.
69. Мишин И.В., Розенблюм С.А. //Перенос изображения в земной атмосфере. Томск. 1988. С. 122–125.
70. Ливенцов-Ковнеристов А.В., Стрелков С.А. //Численное решение задач атмосферной оптики. М.: ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР. 1984. С. 165–183.
71. Мишин И.В. Перенос поляризованного излучения в горизонтально-неоднородной атмосфере. Деп. в ВИНТИ, 1987. № 153-B87. 16 с.
72. Булычев Е.В., Мишин И.В. //Изв. вузов. Геодезия и аэрофотосъемка. 1989. № 4. С. 68–78.
73. Антюфеев В.С., Керимли У.Т., Кудинов О.И. и др. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 5. С. 487–491.
74. Lee T.Y., Kaufman Y.J. //IEEE Trats. Geos. Remote Sens. 1986. V. GE-24. № 5. P. 699–707.

Московский институт инженеров геодезии, аэрофотосъемки и картографии
(МИИГАиК)

Поступила в редакцию
14 июня 1990 г.

I. V. Mishin. Three-Dimensional Solar Visible Radiative Transfer Models of the Atmosphere.

Three-dimensional solar visible radiative transfer models of the atmosphere and their application to research of the atmospheric transfer properties and solution of the optical remote sensing problems are considered. The models are based on the theory of the radiative transfer boundary problems. The classification of the boundary problems connected with the account for the nonuniform reflectance and bidirectional reflectance function, horizontally inhomogeneous and polarized atmospheric radiation.

The applications of the three-dimensional models are the following: constructing the methods for the atmospheric optical transfer operator, calculations of the atmospheric modulation transfer function and point-spreading function, brightness contrast of the natural objects, observed through the atmosphere; research of the radiative transfer regularities in the horizontally inhomogeneous clouds and construction of the algorithms for filtering semitransparent clouds methods for solving the inverse problem on restoration of the inhomogeneous albedo, bidirectional function and matrix of surface reflectance; the questions of the atmospheric correction of the remote sensing data.