«Оптика атмосферы и океана», 5, № 11 (1992)

ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ ОПТИКИ АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА

УДК 551.521.535.31 : 535.36

И.В. Мишин

ВОССТАНОВЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ

Предлагается решение обратной задачи восстановления коэффициента отражения подстилающей поверхности по данным измерений яркости естественного излучения в видимом диапазоне. Постановка задачи формулируется в рамках модели переноса излучения над поверхностью с анизотропным неоднородным отражением. Измерения могут проводиться как на земной поверхности, так и дистанционными методами. Решение задачи достигается путем обращения оптического передаточного оператора атмосферы. Как частный случай рассматривается решение задачи с анизотропным однородным отражением.

Введение

В качестве основной отражательной характеристики земных ландшафтов принято использовать коэффициент отражения, зависящий только от физических свойств самой поверхности. Поскольку естественные и искусственные объекты земной поверхности обладают самыми разнообразными свойствами отражения, коэффициент отражения зависит, вообще говоря, от горизонтальных координат поверхности и угловых координат наблюдателя и внешнего источника освещения. В условиях естественного освещения коэффициент отражения нельзя определить непосредственно, так как отраженное излучение содержит рассеянные в атмосфере и переотраженные на поверхности фотоны. Измеряемыми величинами являются яркость уходящего излучения и коэффициент яркости системы «подстилающая поверхность — атмосфера», определяемые как отражательными свойствами поверхности, так и оптическим состоянием атмосферы. Изучение соотношений между отражательными и яркостными характеристиками поверхности необходимо для построения алгоритмов атмосферной коррекции данных наземных и дистанционных измерений.

Основой для постановки и решения обратной задачи восстановления коэффициента отражения по данным измерений служит модель переноса излучения в атмосфере над поверхностью с неоднородным анизотропным отражением. Математические аспекты модели переноса излучения рассматривались в ряде работ [1—6]. Обратная задача в различных постановках рассматривалась в [3, 5—9]. В самых общих чертах решение обратной задачи сводится к обращению оптического передаточного оператора атмосферы, преобразующего коэффициент отражения в поле яркости уходящего излучения. Метод определения коэффициента отражения поверхности по измеряемой яркости уходящего излучения или известному коэффициенту яркости системы «подстилающая поверхность — атмосфера» составляет предмет настоящего исследования.

Математическая модель переноса излучения

Спектральная яркость естественного излучения видимого диапазона $I \equiv I\ (z,\ r,\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}_0)$ в системе «подстилающая поверхность — атмосфера» удовлетворяет краевой задаче для интегро-дифференциального уравнения переноса [4]

$$LI = SI;\ I|_{\Gamma_0} = \pi S_\lambda \delta(\mathbf{s}-\mathbf{s}_0);\ I|_{\Gamma_h} = R_\rho I. \tag{1}$$

Здесь $L = (\nabla,\ \mathbf{s}) + \alpha(z)$ — оператор переноса; $\mathbf{S}$: $SI = \dfrac{\sigma(z)}{4\pi}\int\limits_{\Omega} f(z, \mathbf{s}, \mathbf{s}')I(z, r, \mathbf{s}', \mathbf{s}_0)d\mathbf{s}'$ — оператор рассеяния; R_ρ: $R_\rho I = \dfrac{1}{\pi}\int\limits_{\Omega_+} \rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}', \mathbf{s}_0)I(h, \mathbf{r}, \mathbf{s}', \mathbf{s}_0)d\mathbf{s}'$ — оператор отражения; $\alpha(z)$, $\sigma(z)$ — коэффициенты экстинкции и объемного рассеяния; $f(z,\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}')$ — индикатриса рассеяния; $\rho(\mathbf{r},\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}_0) \equiv \rho$ — коэффициент отражения, $0 < \rho < 1$; πS_λ — солнечная постоянная; λ — длина волны; $\Gamma_0 = \{z = 0,\ \ \mathbf{s} \in \Omega_+\}$; $\Gamma_h = \{z = h,\ \mathbf{s} \in \Omega_-\}$; Ω — единичная сфера; Ω_+, Ω_- — нижняя и верхняя полусферы; z — вертикальная координата; $\mathbf{r} = \{x,\ y\}$ — вектор горизонтальных координат; $z = 0,\ \ z = h$ — верхняя и нижняя границы атмосферы; $\mathbf{s} = \{\mu,\ s_\perp\}$ — единичный вектор распространения излучения; $\mathbf{s}_\perp = \sqrt{1-\mu^2}\{\cos\varphi, \sin\varphi\}$; $\mathbf{s}_0 = \{\zeta, \sqrt{1-\zeta^2}, 0\}$ — направление падения солнечных лучей; $\mu = \cos\theta$; θ, φ — зенитный и азимутальный углы; θ_0 — зенитный угол Солнца; $\zeta = \cos\tau_0$.

Представим коэффициент отражения в виде

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) = q(\mathbf{r}, \mathbf{s}_0) P(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0), \tag{2}$$

где $q(\mathbf{r}, \mathbf{s}_0) = \frac{1}{\pi}\int_{\Omega_-} \rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)\mu d\mathbf{s}$ — альбедо поверхности; $P(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$ — индикатриса отражения, удовлетворяющая условию $\frac{1}{\pi}\int_{\Omega_-} P(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)\mu d\mathbf{s} = 1$. Любую поверхность можно рассматривать как комбинацию N типов базисных физических поверхностей с известными индикатрисами отражения $P_n(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$, наличие которых в каждой точке поверхности регулируется функциями $q_n(\mathbf{r})$. Поэтому без ограничения общности полагаем

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) = \sum_{n=1}^{N} q_n(\mathbf{r}) P_n(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0). \tag{3}$$

Аналогично представляется коэффициент отражения однородной поверхности

$$\bar{\rho}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0) = \sum_{n=1}^{N} \bar{q}_n P_n(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0). \tag{4}$$

Здесь числа $\bar{q}_n$ представляют собой вес соответствующих мод. Определение предела суммирования N является самостоятельной задачей. При $n = 1$ из (3) имеем наиболее грубое представление

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) = q(\mathbf{r}) P(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0). \tag{5}$$

И для однородной поверхности

$$\bar{\rho}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0) = \bar{q} P(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0), \tag{6}$$

где $\bar{q}$ — среднее альбедо поверхности. Представление (5) содержит внутреннее противоречие. С одной стороны, поверхность характеризуется одной средней индикатрисой отражения $P(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$. С другой стороны, согласно (5) поверхность физически неоднородна, так как альбедо $q(\mathbf{r})$ является функцией $\mathbf{r}$. Поэтому при наличии только средней индикатрисы отражения $P(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$ ($n = 1$) представление (6) является физически более обоснованным и наиболее употребительным в приложениях.

Измеряемый коэффициент спектральной яркости земной поверхности определяется следующим образом [8]:

$$\rho_{\text{и}}(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) = \pi I(h, \mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)/E(\mathbf{r}, \mathbf{s}_0), \ \mathbf{s} \in \Omega_-, \tag{7}$$

где $E(\mathbf{r}, \mathbf{s}_0) = \int_{\Omega_+} I(h, \mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)\mu d\mathbf{s}$ — освещенность земной поверхности. Для направлений $s \in \Omega_+$ справедливо равенство

$$I = I' + I_{\text{пр}}, \tag{8}$$

где $I' \equiv I'(z, \mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$, $I_{\text{пр}} = \pi S_\lambda \delta(\mathbf{s} - \mathbf{s}_0) e^{-\tau/\zeta}$ — яркости рассеянной и нерассеянной в атмосфере составляющих излучения, $\tau = \int_0^z \alpha(z')dz'$ — оптическая координата, $\zeta = \cos\theta_0$. После подстановки (8) в (1) относительно яркости рассеянной составляющей, включающей в себя при $s \in \Omega_-$ прямое отраженное излучение, получаем

$$LI' = SI' + SI_{\text{пр}}; \ I'|_{\Gamma_0} = 0; \ I'|_{\Gamma_h} = R_\rho(I' + I_{\text{пр}}). \tag{9}$$

Подставляя нижнее краевое условие из (9) в (7) и учитывая, что при $s \in \Omega_-$ имеет место равенство $I = I'$, находим связь $\rho_{\text{и}}(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) = \rho_{\text{и}}$ с $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$:

$$\rho_{\text{и}}(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) = \pi R_\rho(I' + I_{\text{пр}})/E. \tag{10}$$

Или в развернутом виде

$$\rho_{\text{Н}}(\mathbf{r},\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}_0) = \frac{\pi}{E}\left[\rho(\mathbf{r},\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}_0)\,T' + \frac{1}{\pi}\int\limits_{\Omega_+}\rho(\mathbf{r},\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}')\,I(h,\,\mathbf{r},\,\mathbf{s}',\,\mathbf{s}_0)\,\mu'\,d\mathbf{s}'\right], \tag{11}$$

где $T' = \zeta S_\lambda T(\zeta)$, $T_0 = (\zeta) = e^{-\tau_0/\zeta}$, $\tau_0 = \int\limits_0^h \alpha(z')dz'$. Освещенность земной поверхности с учетом (8) равна $E(\mathbf{r},\mathbf{s}_0) = \pi T' + \int\limits_{\Omega+} I'(h,\mathbf{r},\mathbf{s}',\mathbf{s}_0)\mu' ds'$.

Чтобы найти связь $\rho(\mathbf{r},\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}_0)$ с яркостью уходящего излучения, на любой высоте $h-z$ над поверхностью необходимо решить краевую задачу (1) или (9). Методами кратных переотражений и пространственно-частотных характеристик решение краевой задачи (1) сводится к решению простейших краевых задач [5, 10—12]. Так, с помощью метода кратных переотражений решение краевой задачи (1) для $s \in \Omega_-$ представляется в виде [2, 6]

$$I = D + Z(\mathbf{r}-\tilde{\mathbf{r}},\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}_0)\,T(\mu) + \int\limits_{\Omega_-}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\tilde{O}_\delta(z,\,\mathbf{r}-\tilde{\mathbf{r}}-\mathbf{r}',\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}')\,Z(\mathbf{r},\,\mathbf{s}',\,\mathbf{s}_0)\,d\mathbf{r}'\,d\mathbf{s}', \tag{12}$$

где D — яркость атмосферной дымки; $Z(\mathbf{r},\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}_0) = I(h,\,\mathbf{r},\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}_0)$ — приземная яркость,

$$Z(\mathbf{r},\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}_0) = \sum_{n=0}^{\infty}(\mathrm{Q}_h R_\rho)^n R_\rho(D + I_{\text{пр}}) = (\hat{E} - R\Theta_h)^{-1}R_\rho(D + I_{\text{пр}}), \tag{13}$$

$\hat{E}$ — единичный оператор; Θ_h — интегральный оператор, действующий по правилу Θ_h: $\Theta_h Z = \int\limits_{\Omega_-}\int\limits_{-\infty}^{\infty} O(h)(\mathbf{r}-\mathbf{r}',\mathbf{s},\mathbf{s}')Z(\mathbf{r}',\mathbf{s}',\mathbf{s}_0)d\mathbf{r}'d\mathbf{s}'$,

$$T(\mu) = e^{-(\tau_0-\tau)/\eta};\quad \eta = |\mu|;\quad O_h(\mathbf{r},\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}') = O_\delta(h,\,\mathbf{r},\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}'),$$

$O_\delta(z,\,\mathbf{r},\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}')$ — импульсно-переходная функция системы переноса излучения с мононаправленным точечным источником на нижней границе

$$O_\delta(\mathrm{z},\,\mathbf{r},\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}') = T(\mu')\,\delta(\mathbf{r}-\tilde{\mathbf{r}})\,\delta(\mathbf{s}-\mathbf{s}')) + \tilde{O}_\delta(z,\,\mathbf{r}-\tilde{\mathbf{r}}-\mathbf{r}',\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}'). \tag{14}$$

$\tilde{O}_\delta(z,\mathbf{r},\mathbf{s},\mathbf{s}')$ — диффузная составляющая импульсно-переходной функции; $\tilde{\mathbf{r}} = \mathbf{s}_\perp(h-z)/\eta$ — вектор смещения. Функции D, $\tilde{O}_\delta$ удовлетворяют уравнениям

$$LD = SD + SI_{\text{пр}};\; L\tilde{O}_\delta = S\tilde{O}_\delta + \frac{\sigma(\mathrm{z})}{4\pi}T(\mu')\,\delta(\mathbf{r}-\tilde{\mathbf{r}})\,f(z,\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}')$$

с нулевыми граничными условиями.

Содержание представления (12) дополняют следующие аналитические представления:

$$R_\rho(D + I_{\text{пр}}) \equiv E_\rho(\,\mathbf{r},\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}_0) = 2\int\limits_0^1\rho^0(\mathbf{r},\,\mu,\,\mu')\,D^0(h,\,\mu',\,\mathrm{z})\,\mu'\,d\mu' + \zeta\rho(\mathbf{r},\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}_0)\,S_\lambda e^{-\tau_0/\xi}; \tag{15}$$

$$Z(\mathbf{r},\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}_0) \equiv E_\rho(\mathbf{r},\,\mathbf{s},\,\mathbf{s}_0) + \sum_{n=1}^{\infty}\underbrace{\int\limits_{\Omega_-}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\ldots\int\limits_{\Omega_-}\int\limits_{-\infty}^{\infty}}_{n} Q(r,\,r-r_1,\,s,\,s_1)\,Q(r_1,\,r_1-r_2,\,s_1,\,s_2)\ldots$$

$$\ldots Q_n(r_{n-1},\,\mathrm{r}_{n-1}-\mathrm{r}_n,\,\mathrm{s}_{n-1},\,\mathrm{s}_n)\,E_\rho(\mathrm{r}_n,\,\mathrm{s}_n,\,\mathrm{s}_0)\,dr_n\,d\mathrm{s}_n\ldots dr_1\,d\mathrm{s}_1,$$

где

$$Q(\mathbf{r}, \mathbf{r}-\mathbf{r}_1, \mathbf{s}, \mathbf{s}_1) = \frac{1}{\pi}\int\limits_{\Omega_+} \rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}_n, \mathbf{s}_0)\, O_h(\mathbf{r}-\mathbf{r}_1, \mathbf{s}', \mathbf{s}_1)\, \mu'\, ds',$$

$$\rho^0(\mathbf{r}, \mu, \zeta) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_0^{2\pi} \rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)\, d\varphi\,,\quad D^0(h, \mu, \zeta) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_0^{2\pi} D(h, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)\, d\varphi\,.$$

В случае однородной ламбертовской поверхности представление (12) преобразуется к следующему виду;

$$\bar{I} = D + \bar{Z}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0)\, T(\mu) + \int\limits_{\Omega_-} A_{\delta,0}(z, \mathbf{s}, \mathbf{s}')\, \bar{Z}(\mathbf{s}', \mathbf{s}_0)\, ds',\qquad (16)$$

где $\bar{I} = I\big|_{\rho=\bar{\rho}}$ — яркость излучения,

$$\bar{Z}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0) = E_{\bar{\rho}}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0) + \sum_{n=1}^{\infty}\underbrace{\int\limits_{\Omega_-}\ldots\int\limits_{\Omega_-}}_{n} \bar{Q}(s, s_1)\, \bar{Q}(s_1, s_2)\ldots\bar{Q}(s_{n-1}, s_n)\, E_{\bar{\rho}}(s_n, s_0)\, ds_n\ldots ds_1,\qquad (17)$$

$$E_{\bar{\rho}}(\mathbf{s}_n, \mathbf{s}_0) = 2\int\limits_0^1 \bar{\rho}_0(\mu, \mu')\, D^0(h, \mu', \zeta)\, \mu' d\mu' + \zeta\, S_\lambda \bar{\rho}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0) e^{-\tau_0/\xi},\quad \bar{Q}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_1) = \frac{1}{\pi}\int\limits_{\Omega_+} \bar{\rho}(\mathbf{s}, \mathbf{s}')\, \Psi_{\delta,0}(h, \mathbf{s}', \mathbf{s}_1) \mu' d\mathbf{s}',\qquad (18)$$

$$A_{\delta,0}(z, \mathbf{s}, \mathbf{s}') = \Psi_{\delta,0}(z, \mathbf{s}, \mathbf{s}') - \delta(\mathbf{s}-\mathbf{s}')\, T(\mu')\,,\quad \bar{\rho}^{\,0}(\mu, \mu') = \frac{1}{2\pi}\int\limits_0^{2\pi} \bar{\rho}(\mathbf{s}, \mathbf{s}')\, d\varphi\,,$$

$$\Psi_{\delta,0}(z, \mathbf{s}, \mathbf{s}') = \int\limits_{-\infty}^{\infty} O_\delta(z, \mathbf{r}', \mathbf{s}, \mathbf{s}')\, d\mathbf{r}'\,.$$

В предельном случае изотропного отражения представления (12), (16) и сопутствующие формулы дают известные результаты [10, 11].

Формулы (12), (16) компактны, однако расчет по ним включает вычисление многомерных сумм и интегралов. Чтобы упростить расчет, используют приближенные модели отражения. В приближенных моделях анизотропию коэффициента отражения учитывают только для нерассеянного отраженного излучения [13] либо в приближении однократного отражения [1, 5, 6]. Эти предположения позволяют упростить оператор решения прямой задачи.

Воспользуемся приближением однократного неламбертовского отражения, согласно которому однократно отраженное от поверхности излучение учитывается с коэффициентом отражения $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$, а многократное переотражение происходит на поверхности с альбедо $q(\mathbf{r}, \mathbf{s}_0)$. Как показано в [1], это приближение дает погрешность в расчетах яркости I не выше 1%. Для решения краевой задачи (1) применим метод пространственно-частотных характеристик. Чтобы применить этот метод, необходимо факторизовать зависимость от горизонтальных и угловых переменных. Такая факторизация задается разложением (3). В результате применения указанного метода в рамках приближения неламбертовского однократного отражения имеем

$$I = D + \sum_{n=1}^{N} \bar{q}_n \left[\bar{\Psi}_{\delta,0,n}(z, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) + \frac{\bar{q}\Psi_0(z, \mu)}{1-\bar{q}c_0}\bar{C}_{\delta,0,n}(\zeta)\right] +$$

$$+ \frac{1}{(2\pi)^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\sum_{n=1}^{N}\hat{q}_n(\mathbf{p})\left\{\bar{\Psi}_{\delta,n}(z, \mathbf{p}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) + \frac{\Psi(z, \mathbf{p}, \mathbf{s})}{1-\bar{q}C(\mathbf{p})}\left[\bar{q}\,\bar{C}_{\delta,n}(\mathbf{p}, \mathbf{s}_0) + \frac{\sum_{n'=1}^{N}\bar{q}_{n'}\bar{C}_{\delta,0,n'}(\zeta)}{1-\bar{q}c_0}\right]\right\} e^{-i(\mathbf{p},\mathbf{r})}\, d\mathbf{p},\qquad (19)$$

где

$$\overline{\Psi}_{\delta,0,n}(z,\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}_0) = \int\limits_{\Omega_-} \Psi_{\delta,0}(z,\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}')\, E_{P_n}(\mathbf{s}',\ \mathbf{s}_0)\, d\mathbf{s}',$$

$$\Psi_0(z,\ \mu) = 2\pi \int\limits_0^1 \Psi^0_{\delta,0}(z,\ \mu,\ \mu')\, d\mu',\ c_0 = 2\int\limits_0^1 \Psi_0(h,\ \mu)\, \mu d\mu,$$

$$\overline{C}_{\delta,0,n}(\zeta) = 2\int\limits_0^1 \overline{\Psi}^0_{\delta,0,n}(h,\ \mu',\ \zeta)\, \mu' d\mu',$$

$$E_{P_n}(\mathbf{s},\ \mathbf{s}_0) = 2\int\limits_0^1 P^0_n(\mu,\ \mu')\, D^0(h,\ \mu',\ \zeta)\, \mu' d\mu' + \zeta P_n(\mathbf{s},\ \mathbf{s}_0)\, S_\lambda\, e^{-\tau_0/\zeta},$$

$$\overline{\Psi}^0_{\delta,0,n}(z,\ \mu,\ \zeta) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_0^{2\pi} \overline{\Psi}_{\delta,0,n}(z,\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}_0)\, d\varphi,\ P^0_n(\mu,\ \zeta) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_0^{2\pi} P_n(\mathbf{s},\ \mathbf{s}_0)\, d\varphi,$$

$$\overline{q}_n = \langle q_n(\mathbf{r})\rangle,\ \tilde{q}_n(\mathbf{r}) = q_n(\mathbf{r}) - \overline{q}_n,\ \hat{\tilde{q}}_n(\mathbf{p}) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \tilde{q}_n(\mathbf{r})\, e^{i(\mathbf{p},\mathbf{r})}\, d\mathbf{r},$$

$$\overline{q} = \sum_{n=1}^{N} \overline{q}_n,\ \Psi^0_{\delta,0}(z,\ \mu,\ \mu') = \frac{1}{2\pi}\int\limits_0^{2\pi} \Psi_{\delta,0}(z,\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}')\, d\varphi',$$

$$\overline{\Psi}_{\delta,n}(z,\ \mathbf{p},\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}_0) = \int\limits_{\Omega_-} \Psi_\delta(z,\ \mathbf{p},\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}')\, E_{P_n}(\mathbf{s}',\ \mathbf{s}_0)\, d\mathbf{s}',$$

$$\overline{C}_{\delta,n}(\mathbf{p},\ \mathbf{s}_0) = \frac{1}{\pi}\int\limits_{\Omega_+} \overline{\Psi}_{\delta,n}(h,\ \mathbf{p},\ \mathbf{s}',\ \mathbf{s}_0)\, \mu' d\mathbf{s}',\ C(\mathbf{p}) = \frac{1}{\pi}\int\limits_{\Omega_+} \Psi(h,\ \mathbf{p},\ \mathbf{s})\, \mu d\mathbf{s},$$

$$\Psi(z,\ \mathbf{p},\ \mathbf{s}) = \int\limits_{\Omega_-} \Psi_\delta(z,\ \mathbf{p},\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}')\, d\mathbf{s}',$$

$\Psi_\delta(z, \mathbf{p}, \mathbf{s}, \mathbf{s}') = \int\limits_{-\infty}^{\infty} O_\delta(z, \mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}') e^{i(\mathbf{p},\mathbf{r})} d\mathbf{r}$ — основная пространственно частотная характеристика; $\mathbf{p} = \{p_x, p_y\}$ — двумерная пространственная частота.

В случае однородной ламбертовской поверхности из (19) непосредственно следует

$$\overline{I} = D + \sum_{n=1}^{N} \overline{q}_n \left[\overline{\Psi}_{\delta,0,n}(z,\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}_0) + \frac{\overline{q}\Psi_0(z,\ \mu)}{1 - \overline{q}c_0}\, \overline{C}_{\delta,0,n}(\zeta) \right]. \tag{20}$$

Если в (19), (20) и вспомогательных соотношениях опустить индексы n, n' и суммирование по n, n', получаем решение, соответствующее представлениям (5), (6).

Численный расчет яркости излучения в соответствии с представленными выше математическими моделями сводится к вычислению основных радиационных характеристик D, Ψ_0, Ψ, $\Psi_{\delta,0}$, Ψ_δ (или O_δ), входящих в состав решений (12), (16), (19), (20). Эти функции не зависят от ρ и определяют действие оптического передаточного оператора атмосферы. Методы вычислений этих характеристик и соответствующее программное обеспечение развиты в [5, 9, 11, 12, 14].

Совокупность представленных соотношений составляет математическую модель переноса излучения, которая используется ниже для постановки обратной задачи.

Восстановление коэффициента отражения по наземным измерениям

Чтобы восстановить коэффициент отражения ρ по данным измерений коэффициента яркости $\rho_{\text{и}}$, требуется решить интегральное уравнение

$$\rho(\mathbf{r},\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}_0) = -\frac{1}{\pi T'}\int\limits_{\Omega_+} \rho(\mathbf{r},\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}')\, I(h,\ \mathbf{r},\ \mathbf{s}',\ \mathbf{s}_0)\, \mu' d\mathbf{s}' + \frac{E(\mathbf{r},\ \mathbf{s}_0)}{\pi T'}\rho_{\text{и}}(\mathbf{r},\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}_0) \tag{21}$$

относительно $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$. Уравнение (21) следует из (11). При ламбертовском отражении $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) \equiv \rho(\mathbf{r}, \mathbf{s})$ уравнение (21) вырождается в тождество $q(\mathbf{r}) \equiv \rho_{\text{и}}(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$ и постановка задачи атмосферной коррекции данных наземных измерений $\rho_и$ теряет смысл. Тот же самый результат имеет место и в случае $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) \equiv \rho(\mathbf{r}, \mathbf{s})$. Следовательно, расхождение ρ и $\rho_и$ определяется только зависимостью ρ, $\rho_и$ от $\mathbf{s}_0$. Различие ρ и $\rho_и$ имеет важное следствие: данные подспутникового эксперимента на неламбертовской поверхности $\rho_и$ не тождественны результатам восстановления ρ по данным дистанционных измерений.

Интегральное уравнение (21) нелинейно, так как функции $I(h, \mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$, $E(\mathbf{r}, \mathbf{s}_0)$ неявно зависят от $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$. Решение уравнения отыскивается методом итераций. Прежде всего нужно исключить из уравнения неизвестную функцию $I(h, \mathbf{r}, \mathbf{s}', \mathbf{s}_0)$, которая находится из решения краевой задачи (9). Яркость излучения можно представить суммой $I = D + \sum_{n=1}^{\infty} I^{(n)}$, где $I^{(n)}$ — составляющие яркости, образованные фотонами, n раз отразившимися от поверхности. Численные расчеты показывают, что для реальных значений оптической толщины атмосферы и альбедо поверхности в нисходящей радиации ($\mathbf{s} \in \Omega_+$) достаточно учесть без заметной ошибки только $I^{(1)}$. Принимая во внимание это обстоятельство, используем сумму

$$I = D + I^{(1)}, \tag{22}$$

где составляющая $I^{(1)}$ находится из решения краевой задачи [8]

$$LI^{(1)} = SI^{(1)};\quad I^{(1)}|_{\Gamma_0} = 0;\quad I^{(1)}|_{\Gamma_h} = R_\rho(D + I_{пр}). \tag{23}$$

Подставляя (21) в (20), получаем

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) = -\frac{1}{\pi T'}\int_{\Omega_+} \rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}')\left[D(h, \mathbf{s}', \mathbf{s}_0) + I^{(1)}(h, \mathbf{r}, \mathbf{s}', \mathbf{s}_0)\right]\mu' d\mathbf{s}' +$$

$$+ \frac{E^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{s}_0)}{\pi T'}\rho_и(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0), \tag{24}$$

где

$$E^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{s}_0) = \pi T' + \int_{\Omega_+} \left[D(h, \mathbf{s}', \mathbf{s}_0) + I^{(1)}(h, \mathbf{r}, \mathbf{s}', \mathbf{s}_0)\right]\mu' d\mathbf{s}'.$$

Запишем вначале решение линеаризованного уравнения, пренебрегая величиной $I^{(1)}(h, \mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$:

$$\rho^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) = \frac{1}{\pi T'}\left[E^{(0)}(\mathbf{s}_0)\rho_и(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) + \int_{\Omega_+} E^{(0)}(\mathbf{s}')\rho_и(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}')\sum_{\kappa=1}^{\infty} D_\kappa(h, \mathbf{s}', \mathbf{s}_0)\mu' d\mathbf{s}'\right], \tag{25}$$

где

$$E^{(0)}(\mathbf{s}_0) = \pi T' + \int_{\Omega_+} D(h, \mathbf{s}', \mathbf{s}_0)\mu' d\mathbf{s}';$$

$$D_1(\mathbf{s}', \mathbf{s}_0) = -\frac{1}{\pi T'}D(h, \mathbf{s}', \mathbf{s}_0),\quad \mathbf{s}' \in \Omega_+;$$

$$D_\kappa(\mathbf{s}', \mathbf{s}_0) = \int_{\Omega_+} D_{\kappa-1}(\mathbf{s}, \mathbf{s}'')D(h, \mathbf{s}'', \mathbf{s}_0)\mu'' d\mathbf{s}'',\quad \kappa > 1.$$

Подставляя $\rho^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$ в (23), определяем приближенно функцию $I^{(1)}$, а затем $E^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{s}_0)$. Определив таким образом $I^{(1)}(h, \mathbf{r}, \mathbf{s}', \mathbf{s}_0)$ и $E^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{s}_0)$, находим решение интегрального уравнения (24):

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) \approx \rho^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) = \frac{1}{\pi T'}\Big[E^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{s}_0)\rho_и(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) +$$

$$+ \int_{\Omega_+} E^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{s}')\rho_и(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}')\sum_{\kappa=1}^{\infty} I_\kappa(h, \mathbf{r}, \mathbf{s}', \mathbf{s}_0)\mu' d\mathbf{s}'\Big], \tag{26}$$

где

$$I_1(\mathbf{r},\ \mathbf{s}',\ \mathbf{s}_0) = -\frac{1}{\pi T'}[D(h,\ \mathbf{s}',\ \mathbf{s}_0) + I^{(1)}(h,\ \mathbf{r},\ \mathbf{s}',\ \mathbf{s}_0)|_{\rho=\rho^{(0)}}],$$

$$I_\kappa(\mathbf{r},\ \mathbf{s}',\ \mathbf{s}_0) = \int_{\Omega_+} I_{\kappa-1}(\mathbf{r},\ \mathbf{s}',\ \mathbf{s}'')\, I_1(h,\ \mathbf{r},\ \mathbf{s}'',\ \mathbf{s}_0)\,\mu'' d\mathbf{s}'',\ \kappa > 1.$$

Наземные измерения проводятся в конкретной точке **r**. Влияние же бокового подсвета [15], обусловленного неоднородностями альбедо поверхности, весьма незначительно, так как яркость нисходящего излучения слабо зависит от горизонтальных координат. Поэтому целесообразно располагать решением для коэффициентов отражения и яркости, усредненных по горизонтальным координатам, $\bar{\rho}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$ и $\bar{\rho}_{\text{н}}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$. В случае однородной неламбертовской поверхности имеем

$$\bar{\rho}(\mathbf{s},\ \mathbf{s}_0) = \frac{1}{\pi T'}\Big[\bar{E}^{(1)}(\mathbf{s}_0)\,\bar{\rho}_{\text{н}}(\mathbf{s},\ \mathbf{s}_0) + \int_{\Omega_+} \bar{E}^{(1)}(\mathbf{s}')\,\bar{\rho}(\mathbf{s},\ \mathbf{s}')\sum_{\kappa=1}^{\infty}\bar{I}_\kappa(h,\ \mathbf{s}',\ \mathbf{s}_0)\,\mu' d\mathbf{s}'\Big], \tag{27}$$

где

$$\bar{\rho}^{(0)}(\mathbf{s},\ \mathbf{s}_0) = \frac{1}{\pi T'}\Big[E^{(0)}(\mathbf{s}_0)\,\bar{\rho}_{\text{н}}(\mathbf{s},\ \mathbf{s}_0) + \int_{\Omega_+} E^{(0)}(\mathbf{s}')\,\bar{\rho}_{\text{н}}(\mathbf{s},\ \mathbf{s}')\times$$

$$\times\sum_{\kappa=1}^{\infty} D_\kappa(h,\ \mathbf{s}',\ \mathbf{s}_0)\mu' d\mathbf{s}'\Big],$$

$$\bar{E}^{(1)}(\mathbf{s}_0) = \pi T' + \int_{\Omega_+}[D(h,\ \mathbf{s}',\ \mathbf{s}_0) + \bar{I}^{(1)}(h,\ \mathbf{s}',\ \mathbf{s}_0)]\,\mu' d\mathbf{s}',$$

$$\bar{I}_1(\mathbf{s}',\ \mathbf{s}_0) = -\frac{1}{\pi T'}[D(h,\ \mathbf{s}',\ \mathbf{s}_0) + \bar{I}^{(1)}(h,\ \mathbf{s}',\ \mathbf{s}_0)|_{\bar{\rho}=\bar{\rho}^{(0)}}],$$

$$\bar{I}_\kappa(\mathbf{s}',\ \mathbf{s}_0) = \int_{\Omega_+}\bar{I}_{\kappa-1}(\mathbf{s}',\ \mathbf{s}'')\,\bar{I}_1(h,\ \mathbf{s}'',\ \mathbf{s}_0)\,\mu'' d\mathbf{s}'',\ \kappa > 1.$$

функция $I^{(1)}$ определяется из решения краевой задачи

$$\{\bar{L}\bar{I}^{(1)} = S\bar{I}^{(1)};\ \bar{I}^{(1)}|_{\Gamma_0} = 0;\ \bar{I}^{(1)}|_{\Gamma_h} = \bar{R}_\rho(D + I_{\text{пр}})\},$$

$$\bar{L} = \mu\frac{d}{dz} + \alpha(z),\ \ \bar{R}_\rho\bar{I} = \frac{1}{\pi}\int_{\Omega_+}\bar{\rho}(\mathbf{s},\ \mathbf{s}')\,\bar{I}(h,\ \mathbf{s}',\ \mathbf{s}_0)\,\mu' d\mathbf{s}'.$$

Формулы (25) являются основными расчетными соотношениями для атмосферной коррекции данных наземных измерений при известных оптических параметрах атмосферы.

Восстановление коэффициента отражения по данным дистанционных измерений

Пусть известна яркость излучения $I(z, \mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$. Требуется определить коэффициент отражения $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$. Оптические параметры атмосферы считаем известными.

Воспользуемся моделью (12)–(15). Из (13) имеем

$$(\hat{E} - R_\rho\Theta_h)\,Z(\mathbf{r},\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}_0) = R_\rho(D + I_{\text{пр}}) = Z(\mathbf{r},\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}_0) - R_\rho\Theta_h Z(\mathbf{r},\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}_0).$$

Так как $R_\rho\Theta_h Z(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) = \frac{1}{\pi}\int_{\Omega_+}\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}')\int_{\Omega_-}\int_{-\infty}^{\infty} O_\delta(h, \mathbf{r}-\mathbf{r}', \mathbf{s}', \mathbf{s}'')d\mathbf{r}' d\mathbf{s}''\mu' d\mathbf{s}'$ на основании (15), получаем

$$2\int_0^1 \rho^0(\mathbf{r},\ \mu,\ \mu')\,D^0(h,\ \mu',\ \zeta)\,\mu' d\mu' + \zeta\rho(\mathbf{r},\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}_0)\,S_\lambda e^{-\tau_0\zeta} =$$

$$= -\frac{1}{\pi}\int_{\Omega_+}\rho(\cdot,\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}')\,J(h,\ \mathbf{r},\ \mathbf{s}',\ \mathbf{s}_0)\,\mu' d\mathbf{s}' + Z(\mathbf{r},\ \mathbf{s},\ \mathbf{s}_0), \tag{28}$$

где

$$J(h, \mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) = \int\limits_{\Omega_-} \int\limits_{-\infty}^{\infty} O_\delta(h, \mathbf{r}-\mathbf{r}', \mathbf{s}, \mathbf{s}')\, Z(\mathbf{r}', \mathbf{s}', \mathbf{s}_0)\, d\mathbf{r}' d\mathbf{s}'.$$

Равенство (12) перепишем в виде уравнения относительно функции $Z(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$:

$$Z(\mathbf{r}-\tilde{\mathbf{r}}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)\, T(\mu) + \int\limits_{\Omega_-} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \tilde{O}_\delta(z, \mathbf{r}-\tilde{\mathbf{r}}-\mathbf{r}', \mathbf{s}, \mathbf{s}')\, Z(\mathbf{r}', \mathbf{s}', \mathbf{s}_0)\, d\mathbf{r}' d\mathbf{s}' = I - D, \ \mathbf{s} \in \Omega_-. \quad (29)$$

Функция $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$ определяется в результате последовательного решения уравнений (28), (29).

При изотропном отражении $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) \equiv q(\mathbf{r})$ из (28), (29) следует известная формула [10]

$$q(\mathbf{r}) = \frac{U(\mathbf{r})}{E_0 + \int\limits_{-\infty}^{\infty} \bar{O}_h(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\, U(\mathbf{r}')\, d\mathbf{r}'}, \quad (30)$$

где

$$U(\mathbf{r}) = Z(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)\big|_{\rho \equiv q(r)},$$

$$E_0 = 2\int\limits_0^1 D^0(h, \mu, \zeta)\, \mu\, d\mu + \zeta S_\lambda\, e^{-\tau_0/\zeta},$$

$$\bar{O}_h(\mathbf{r}) = \frac{1}{\pi} \int\limits_{\Omega_+} \bar{O}(h, \mathbf{r}, \mathbf{s})\, \mu\, d\mathbf{s}, \quad \bar{O}(z, \mathbf{r}, \mathbf{s}) = \int\limits_{\Omega_-} O_\delta(z, \mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}')\, d\mathbf{s}'.$$

Уравнения (28), (29) являются новыми математическими объектами. Численные процедуры их решения пока не разработаны. Из (28), (29) очевиден следующий вывод: чтобы восстановить функцию $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$, необходимо обладать измерениями яркости излучения для всех $\mathbf{s} \in \Omega_-$. Современная аппаратура обеспечивает измерения для набора дискретных направлений $\{\mathbf{s}_i\}$, $\mathbf{s}_i \in \Omega_-$. Это необходимо учитывать, разрабатывая процедуру вычисления функций $Z(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$ и $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$. В случае $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) \equiv \bar{\rho}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$ уравнения для $\bar{Z}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$ и $\bar{\rho}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$ можно получить непосредственно из (18), (19) или пользуясь моделью (16)—(18). Указанные уравнения имеют вид

$$2\int\limits_0^1 \bar{\rho}^0(\mu, \mu')\, D^0(h, \mu', \zeta)\, \mu' d\mu' + \zeta S_\lambda\, \bar{\rho}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0)\, e^{-\tau_0/\zeta} =$$

$$= -\frac{1}{\pi} \int\limits_{\Omega_+} \bar{\rho}(\mathbf{s}, \mathbf{s}')\, \bar{J}(h, \mathbf{s}', \mathbf{s}_0)\, \mu' d\mathbf{s}' + \bar{Z}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0), \quad (31)$$

где

$$\bar{J}(h, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0) = \int\limits_{\Omega_-} \Psi_{\delta,0}(h, \mathbf{s}, \mathbf{s}')\, \bar{Z}(\mathbf{s}', \mathbf{s}_0)\, d\mathbf{s}'$$

и

$$\bar{Z}(\mathbf{s}, \mathbf{s}_0)\, T(\mu) + \int\limits_{\Omega} A_{\delta,0}(z, \mathbf{s}, \mathbf{s}')\, \bar{Z}(\mathbf{s}', \mathbf{s}_0)\, d\mathbf{s}' = \bar{I} - D, \ \mathbf{s} \in \Omega_-. \quad (32)$$

Более простой с вычислительной точки зрения подход к решению обратной задачи основывается на моделях (18), (19), построенных с использованием метода пространственно-частотных характеристик. Продемонстрируем метод восстановления коэффициента отражения на примере однородной поверхности. Рассмотрим (20). Чтобы определить N неизвестных $\bar{q}_n$, необходимо иметь N независимых угловых измерений $\bar{I}_i$. Индексом i далее снабжаем все величины, полученные для $\mathbf{s} = \mathbf{s}_i$. На основании (20) имеем систему уравнений

$$\sum_{n=1}^{N} \bar{q}_n \left[\bar{\Psi}_{\delta,0,n}(z, \mathbf{s}_i, \mathbf{s}_0) + \frac{\bar{q}\Psi_0(z, \mu_i)}{1 - qc_0} \bar{C}_{\delta,0,n}(\zeta) \right] = \bar{I}_i - D_i. \quad (33)$$

Для реальных значений τ_0, $\bar{q}$ справедливы неравенства $\bar{q}C_{\delta,0,n} \ll 1$, $\bar{q}c_0 \ll 1$, откуда

$$\frac{\bar{q}\Psi_0(z, \mu_i)}{1-\bar{q}c_0}\bar{C}_{\delta,0,n}(\zeta) \ll \bar{\Psi}_{\delta,0,n}(z, \mathbf{s}_i, \mathbf{s}_0).$$

Принимая во внимание последнее неравенство, решаем систему уравнений (33) итерационно, пренебрегая на первом шаге слагаемым $\frac{\bar{q}\Psi_0(z, \mu_i)}{1-\bar{q}c_0}\bar{C}_{\delta,0,n}(\zeta)$ в сравнении с $\bar{\Psi}_{\delta,0,n}(z, \mathbf{s}_i, \mathbf{s}_0)$. Заменим систему (33) следующей

$$A^{(j)}\bar{\mathbf{q}}^{(j)} = \mathbf{b}, \tag{34}$$

где $\bar{q}^{(j)} = \{\bar{q}_1, \ldots, \bar{q}_n\}$ — искомый вектор; $A^{(j)} = \{a_{i,n}^{(j)}\}$ — матрица $N\times N$ с элементами

$$a_{i,n}^{(j)} = \bar{\Psi}_{\delta,0,n}(z, \mathbf{s}_i, \mathbf{s}_0) + (1-\delta_{j-1,0})\frac{\bar{q}_n^{(j-1)}\Psi_0(z, \mu_i)}{1-\bar{q}_n^{(j-1)}c_0}\bar{C}_{\delta,0,n}(\zeta),$$

$\delta_{l,0} = \begin{cases}1, & l = 0\\ 0, & l \ge 1\end{cases}$ — символ Кронеккера; $\mathbf{b} = \{b_i\}$ — вектор с элементами $b_i = \bar{I}_i - D_i$, , $1 \le i \le N$, $j(j \ge 1))$ — номер итерации, $\bar{q}_n^{(0)}$ — произвольные ограниченные числа, например $\bar{\mathbf{q}}_n^{(0)} = 1$ для всех $n \ge 1$.

Решение системы (34) имеет вид

$$\bar{q}_n^{(j)} = \sum_{l=1}^{N} b_l\, A_{l,n}^{(j)}/\det A^{(j)},\ 1 \le n \le N, \tag{35}$$

где $A_{i,n}^{(j)}$ — алгебраическое дополнение элемента $a_{i,n}^{(j)}$. В пределе получаем решение системы (33): $\bar{q}_n = \lim_{j\to\infty}\bar{q}_n^{(j)}$, $1 \le n \le N$. Практически, ввиду слабой нелинейности системы (33), достаточно ограничиться второй итерацией, т. е. $\bar{q}_n \approx \bar{q}_n^{(2)}$, $1 \le n \le N$. После определения всех $\bar{q}_n$ коэффициент отражения вычисляется по формуле (4). Входящие в решение радиационные характеристики $\bar{\Psi}_{\delta,0,n}(z, \mathbf{s}_i, \mathbf{s}_0)$, $\Psi_0(z, \mu)$, c_0, $C_{\delta,0,n}(\zeta)$, D_i вычисляются доступными средствами численного анализа [7, 9, 11, 12, 14].

Для решения обратной задачи в общем случае неоднородной поверхности на базе модели (19) используется аналогичный подход.

Заключение

В статье представлена математическая модель переноса излучения в плоскопараллельной атмосфере над поверхностью с неоднородным неламбертовским отражением. Модель использована для постановки и решения обратной задачи восстановления коэффициента отражения подстилающей поверхности по фотометрическим измерениям. Для восстановления угловой структуры коэффициента отражения подстилающей поверхности необходимо использовать набор угловых измерений яркости уходящего излучения или коэффициента яркости системы «подстилающая поверхность — атмосфера». Алгоритм восстановления реализуется средствами численного анализа краевых задач теории переноса. Эти алгоритмы могут быть использованы при атмосферной коррекции наземных и аэрокосмических измерений.

Автор выражает благодарность Главному редактору журнала академику В.Е. Зуеву и ученому секретарю Института оптики атмосферы В.В. Белову за приглашение участвовать в настоящем номере журнала.

1. Diner D.J., Martonchik J.N. //JQSRT. 1984. V. 32. № 4. P. 279–304.
2. Мишин И.В. //Изв. АН СССР. Сер ФАО. 1987. Т. 23. № 6. С. 661–662.
3. Мишин И.В. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 12. С. 94–101.
4. Мишин И.В. //Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 10. С. 1011–1025.
5. Иолтуховский А.А. Моделирование переноса излучения в атмосфере с неоднородной и неортотропной подстилающей поверхностью. М.. 1991. 23 с. (Препринт /ИПМ АП СССР нм. М.В. Келдыша, № 84).
6. Мишин И.В. Математическая модель переноса видимого естественного излучения в атмосфере над поверхностью с анизотропным отражением. Изв. АН СССР. Сер ФАО. 1992. Т. 28. № 8. С. 890–891.

7. 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).
8. Мишин И.В. Атмосферная коррекция наземных измерений коэффициентов яркости подстилающей поверхности. Изв. вузов. Геодезия и аэрофотосъемка. 1992. № 1. С. 63–69.
9. Иолтуховский А.А. Обратная задача атмосферной оптики: определение отражательных свойств неоднородной и неортотропной поверхности. М.,1992. 16 с. (Препринт /ИПМ АН СССР им. М.В. Келдыша. № 25).
10. Золотухин В.Г., Мишин И.В., Усиков Д.А. и др. Методы построения оптического передаточного оператора атмосферы //Исслед. Земли из космоса. 1984. № 4. С. 14–22.
11. Креков Г.М., Орлов В.М., Белов В.В. и др. Имитационное моделирование в задачах оптического дистанционного зондирования. Новосибирск: Наука, 165 с.
12. Сушкевич Т.А., Стрелков С.А., Иолтуховский А.А. Метод характеристик в задачах атмосферной оптики. М.: Наука, 1990. 296 с.
13. Орлов В.М., Самохвалов И.В., Матвиенко Г.Г. и др. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация. Новосибирск: Наука, 1982. 225 с.
14. Джетыбаев Е.О., Мулдашев Т.З., Мишин И.В. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 11. С. 1135–1140.
15. Kaufman Y.J. //J. Geoph. Res. 1982. V. 87. № C2. P. 1287–1299.

Московский институт геодезии
аэрофотосъемки и картографии

Поступила в редакцию
13 июля 1992 г.

I.V. Mishin. **Reconstructing the Surface Reflectance from Measurements Data.**

The solution of inverse problem of reconstructing the underlying surface reflectance from measured radiance data in the visible spectral range is suggested. The wording of the problem is based on a model of radiative transfer above surface with non-Lambertian homogeneous reflectance. The measurements can be made both by the ground and remote sensing means. The solution of this problem is achieved by inversion of optical transmission operator. As particular case the solution of the problem with non-Lambertian homogeneous reflectance is considered.