

УДК 528.88(15), 528.85/.87(15)

**ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ АЛЬБЕДО ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПО ДАННЫМ КОСМИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ**

Академик НАН РК      У.М. Султангазин  
Канд. геогр. наук      А.Х. Ахмеджанов

*Знание особенностей переноса в атмосфере солнечной радиации, отраженной от земной поверхности, необходимо для повышения эффективности использования данных дистанционного зондирования из космоса. В статье изложен метод вычисления альбедо земной поверхности по данным спутниковой информации.*

Широкое применение современной аэрокосмической технологии в дистанционном зондировании земной поверхности предъявляет всё новые требования к теоретическому описанию переноса излучения земной поверхности до измерительных приборов на платформах спутников. В процессе переноса излучения в атмосфере, помимо прямой солнечной радиации, имеется также рассеянная солнечная радиация, распространяющаяся во всех возможных направлениях. Эта радиация является результатом многократного рассеяния. Теоретические основы решения задачи по определению альбедо земной поверхности с учетом многократного рассеяния излучения были описаны в [2, 4-6].

В настоящей работе представлена численная реализация восстановления альбедо земной поверхности по данным космического зондирования.

Уравнение переноса излучения в атмосфере можно записать в следующем виде:

$$\mu \frac{\partial I}{\partial z} + \sigma I = \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^1 \int_{-1}^1 g(\mu, \mu', \varphi, \varphi') I(z, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' + \sigma_s g(\mu, \mu_0, \varphi, \varphi_0) E_\lambda e^{-\frac{\tau_\lambda(z)}{\mu}} \quad (1)$$

где  $I(z, \mu, \varphi)$  – интенсивность излучения;  $\mu = \cos\theta$ ,  $\theta$  – угол зондирования ( $\mu > 0$  – соответствует нисходящему потоку,  $\mu < 0$  – восходящему);  $E_\lambda$  – поток солнечной радиации на верхней границе атмосферы;  $g(\mu, \mu', \varphi, \varphi')$  – индикатриса рассеяния;  $\mu_0, \varphi_0$  – направление распространения прямого

солнечного излучения;  $\sigma_s$  – коэффициент рассеяния излучения;  $\tau_\lambda(z)$  – оптическая толщина атмосферы;  $\sigma = \sigma_s + \sigma_n$ ;  $\sigma_n$  – коэффициент поглощения излучения;  $z$  – высота;  $\varphi, \theta$  – угловые координаты.

Полагая, что центр координат находится на верхней границе атмосферы высотой  $z = H$ , можем записать граничные условия в следующем виде:

$$I(0, \mu, \varphi) = 0 \quad \text{при } \mu > 0, \quad (2)$$

$$I(H, \mu, \varphi) = \frac{q}{\pi} \left( \int_0^{2\pi} \int_0^1 I(H, \mu', \varphi') \mu' d\mu' d\varphi' + \mu_0 E_\lambda e^{-\frac{\tau_\lambda(H)}{\mu}} \right) \quad \text{при } \mu < 0, \quad (3)$$

где  $q$  – альбедо земной поверхности,  $H$  – высота атмосферы.

Для решения (1)-(3) необходимо определить возможные значения входящих в эти соотношения параметров. Параметр  $E_\lambda$  является величиной потока солнечной радиации, поступающей на верхнюю границу атмосферы. В [3] дана таблица со значениями монохроматического потока солнечной радиации  $E_\lambda$  (вт/см<sup>2</sup>·мкм) на верхней границе атмосферы при значении солнечной постоянной  $I_0^* = 0,353$  квт/м<sup>2</sup> при длинах волн от 0,18 до 20 мкм., где для заданной длины волны можно определить необходимую величину  $E_\lambda$ .

Одной из важных оптических характеристик атмосферы является оптическая толщина атмосферы, показывающая степень ослабления солнечной радиации при прохождении атмосферы. На практике оптическая толщина экстинкции  $\tau_\lambda$  определяется в виде суммарного по высоте значения, хотя  $\tau_\lambda$  является изменяющейся по высоте функцией. Это проявляется в решении задач переноса излучения. В задаче переноса нисходящего излучения оптическая толщина растет от верхней границы, а для переноса восходящего излучения – от земной поверхности. Общее значение оптической толщины в обоих случаях одно и то же. По экспериментальным данным значение оптической толщины изменяется в пределах от 0,257 до 0,397 при среднем значении 0,350. Нами было принято общее значение оптической толщины  $\tau = 0,3$ .

В общем виде индикатриса рассеяния является функцией угла рассеяния  $\gamma$ :  $g = g(\cos \gamma)$ . Полный коэффициент рассеяния является суммой коэффициентов молекулярного (релеевского) и аэрозольного рассеяния. До высоты 3000 м рассеяние солнечной радиации обусловлено в основном аэрозольным, и только выше этой высоты молекулярная составляющая становится больше аэрозольной. Индикатриса при релеевском рассеянии описывается формулой:

$$g(\gamma) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \gamma).$$

Угол рассеяния  $\gamma$  связан с углом визирования  $\theta$  и азимутом  $\varphi$  соотношением [1]:

$$\cos \gamma = \cos \theta \cos \theta_0 + \sin \theta \sin \theta_0 \cos \varphi,$$

где  $\theta_0$  – зенитное расстояние Солнца. В условиях «нормальной» атмосферы (давление на уровне земной поверхности равно 760 мм, температура 0 °С) приближенной можно принять формулу по определению коэффициента рассеяния в виде  $\alpha_\lambda = 0,00821 \cdot \lambda^{-4}$ , где  $\lambda$  – длина волны в микронах. Коэффициент рассеяния зависит и от высоты над земной поверхностью. Анализ теоретических и опытных данных позволяет получить среднее значение коэффициентов молекулярного  $i_\lambda$  и аэрозольного  $j_\lambda$  рассеяния света. В [3] дается таблица значений коэффициентов рассеяния в зависимости от высоты. В удовлетворительном согласии с данными натуральных экспериментов эти коэффициенты описываются функциями вида  $i_\lambda(z) = \frac{c}{\lambda^4} \exp(-az)$ ,  $j_\lambda(z) = \frac{b}{\lambda^\beta} \exp(-bz)$ , где  $c$ ,  $\alpha$ ,  $b$ ,  $\beta$  – постоянные. Показатель  $\beta$  зависит от размеров аэрозольных частиц и принимает значения от 0 до 4. Среднее значение  $\beta = 0,9$  может соответствовать слабой и средней замутненности атмосферы.

К ослаблению потока солнечной радиации кроме процесса рассеяния приводит также процесс поглощения некоторой части излучения. В практических расчетах ослабления потоков солнечной радиации, обусловленного поглощением и рассеянием, учитывают суммарно путем введения общего коэффициента ослабления. Для определения этого коэффициента наиболее характерным является величина оптической толщины атмосферы при определенной длине волны. Этот параметр определяется следующим интегралом:

$$\tau_\lambda(z) = \int_0^z \rho \sigma dt,$$

где  $\rho = \rho(z)$  – плотность атмосферы,  $\sigma$  – массовый коэффициент ослабления. Плотность атмосферы может быть вычислена согласно следующему соотношению:

$$\rho(z) = \rho_0 \exp\left(-\frac{gz}{R_c T_0}\right),$$

где  $\rho_0$  – значение плотности воздуха на уровне земной поверхности;  $g$  – ускорение свободного падения;  $R_c$  – газовая постоянная;  $T$  – температура. Для настоящей задачи может быть взят стандартный профиль температуры. Полагая, что оптическая толщина по высоте зависит только от плотности можно предположить коэффициент ослабления постоянной величиной, тогда будем иметь

$$\tau_\lambda(z) = \sigma \sum_{i=1}^n \rho(z_i).$$

Для решения задачи (1)-(3) искомую величину  $I(z, \mu, \varphi)$  представим в виде

$$I = I^{(0)} + \Phi.$$

Тогда задача (1)-(3) разделится на две части. Первая будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial I^{(0)}}{\partial z} + \sigma I^{(0)} = \frac{\sigma_S}{4\pi} \left[ \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 g(\mu, \mu', \varphi, \varphi') I^{(0)}(z, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' + \right. \\ \left. + \sigma_S g(\mu, \varphi) E_\lambda e^{-\frac{\tau(z)}{\mu}} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

с граничными условиями

$$I^{(0)}(0, \mu, \varphi) = 0 \quad \text{при } \mu > 0, \quad (5)$$

$$I^{(0)}(H, \mu, \varphi) = 0 \quad \text{при } \mu < 0. \quad (6)$$

Вторая задача запишется в виде:

$$\mu \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \sigma \Phi = \frac{\sigma_S}{4\pi} \left[ \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 g(\mu, \mu', \varphi, \varphi') \Phi d\mu' d\varphi' \right] \quad (7)$$

при граничных условиях

$$\Phi(0, \mu, \varphi) = 0 \quad \text{при } \mu > 0 \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \Phi|_{z=H} = \frac{q}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 \Phi(H, \mu', \varphi') \mu' d\mu' d\varphi' + \\ + q\mu_0 E_\lambda e^{-\frac{\tau(H)}{\mu}} + \frac{q}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 I^{(0)}(H, \mu', \varphi') \mu' d\mu' d\varphi' \end{aligned} \quad \text{при } \mu < 0. \quad (9)$$

Если функцию  $\Phi(z, \mu, \varphi)$  представить в виде следующего выражения

$$\Phi(z, \mu, \varphi) = A\psi(z, \mu, \varphi), \quad (10)$$

То задача (7)-(9) переписется в следующем виде:

$$\mu \frac{\partial \psi}{\partial z} + \sigma \psi = \frac{\sigma_S}{4\pi} \left[ \int_0^{2\pi} \int_{-l}^l g(\mu, \mu', \varphi, \varphi') \psi(z, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' \right] \quad (11)$$

$$\psi(0, \mu, \varphi) = 0 \quad \text{при } \mu > 0 \quad (12)$$

$$\psi(H, \mu, \varphi) = I \quad \text{при } \mu < 0 \quad (13)$$

Общее решение задачи (1)-(3) можно (4) записать в следующем виде:

$$I(z, \mu, \varphi) = I^{(0)}(z, \mu, \varphi) + A\psi(z, \mu, \varphi), \quad (14)$$

где

$$A = \frac{q}{\pi} \frac{\mu_0 E_\lambda e^{-\frac{\tau(H)}{\mu_0}} + \int_0^{2\pi} \int_0^l I^{(0)}(H, \mu', \varphi') \mu' d\mu' d\varphi'}{1 - \frac{q}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^l \psi(H, \mu', \varphi') \mu' d\mu' d\varphi'}$$

Из (14) альbedo  $q$  определяется следующим образом:

$$q = \frac{\pi(I^* - I^{(0)})}{\psi \mu_0 E_\lambda e^{-\frac{\tau(H)}{\mu_0}} + \int_0^{2\pi} \int_0^l I^{(0)} \mu d\mu d\varphi + (I^* - I^{(0)}) \int_0^{2\pi} \int_0^l \psi \mu d\mu d\varphi}. \quad (15)$$

Если значение интенсивности  $I^*$  фиксируется на космическом аппарате, то используя выражение (15) можно вычислить значение альbedo земной поверхности, предварительно решив задачи (4)-(6) и (11)-(13).

Рассмотрим решение задачи (4)-(6). Уравнение (4) представим в виде конечно-разностной схемы с направленными разностями, а двойной интеграл в правой части уравнения в виде двойного ряда с использованием метода Симпсона для вычисления определенных интегралов.

$$\mu \frac{I_{i,j,k} - I_{i,j,k-l}}{dz} + \sigma I_{i,j,k} = \frac{\sigma_S}{2\pi} F I_{i,j,k} + F_{i,j,k} \quad \mu > 0, \quad (16)$$

$$\mu \frac{I_{i,j,k+1} - I_{i,j,k}}{dz} + \sigma I_{i,j,k} = \frac{\sigma_S}{2\pi} F I_{i,j,k} + F_{i,j,k} \quad \mu < 0, \quad (17)$$

где

$$F_{i,j,k} = \pi g_{i,j} E_\lambda e^{-\frac{\tau \lambda}{\mu} i} \quad \mu > 0$$

$$F_{i,j,k} = \pi g_{i,j} E_\lambda e^{\frac{\tau \lambda}{\mu} l} \quad \mu < 0$$

$$FI_{i,j,k} = \frac{2\pi}{M \cdot N} \left( \begin{aligned} & \sum_{m=1}^M g_{i,j,l,m} I_{l,m,k} + \sum_{m=1}^M g_{i,j,N,m} I_{N,m,k} + \\ & + 2 \sum_{n=2}^{N-1} g_{i,j,n,l} I_{n,l,k} + 2 \sum_{n=2}^{N-1} g_{i,j,n,M} I_{n,M,k} + 4 \sum_{m=2}^{M-1} \sum_{n=2}^{N-1} g_{i,j,n,m} I_{m,n,k} \end{aligned} \right)$$

Итерационный алгоритм по определению искомой функции  $I_{i,j,k}$  может быть записан в виде:

$$I_{i,j,k}^{n+1} = \left( \mu_i I_{i,j,k-1}^{n+1} + dz \frac{\sigma_S}{2\pi} FI_{i,j,k}(I^n) + F_{i,j,k} dz \right) / (\mu_i + \sigma dz), \mu > 0, \quad (18)$$

$$I_{i,j,k}^{n+1} = \left( -\mu_i I_{i,j,k+1}^{n+1} + \frac{\sigma_S}{2\pi} dz FI_{i,j,k}(I^n) + F_{i,j,k} dz \right) / (\sigma dz - \mu_i), \mu < 0. \quad (19)$$

Задачу (11)-(13) в конечных разностях можно переписать как и в задаче (4)-(6), тогда итерационный алгоритм запишется в виде:

$$\Psi_{i,j,k}^{(n+1)} = \left( \mu_i \Psi_{i,j,k-1}^{(n+1)} + \frac{\sigma_S dz}{2\pi} FI_{i,j,k}(\Psi^n) \right) / (\mu_i + \sigma dz), \mu > 0, \quad (20)$$

$$\Phi_{i,j,k}^{(n+1)} = \left( -\mu_i \Phi_{i,j,k+1}^{(n+1)} + \frac{\sigma_S dz}{2\pi} FI_{i,j,k}(\Psi^n) \right) / (\sigma dz - \mu_i), \mu < 0. \quad (21)$$

На первом этапе задача решается для  $\mu < 0$  с граничным условием (13). Определение  $\Phi_{i,j,k}$  для  $z = 0$  при  $\mu > 0$  сформирует правую часть уравнения (11) для второй части этой задачи при  $\mu > 0$ .

Согласно (14)-(15) были определены значения альbedo при некотором фиксированном значении  $E_\lambda = 0,194$  Вт/(см<sup>2</sup> мкм), соответствующей длине волны  $\lambda = 0,5$  мкм. На рис. 1 представлены графики зависимости значения измеряемого на спутнике монохроматического потока излучения от значений альbedo земной поверхности в случае многократного рассеяния излучения в атмосфере. На этом рис. наблюдается нелинейный характер рассматриваемой зависимости.

Для сравнения рассмотрим задачу однократного рассеяния излучения в атмосфере. Решение задачи по определению альbedo земной поверхности в видимой части спектра при условии однократного отражения в атмосфере можем записать в следующем виде:

$$J^\uparrow_\lambda = \frac{q_\lambda}{\pi} \left[ E_{\lambda 0} \cos \theta_0 e^{-\tau^\uparrow \lambda \sec \theta} + D^\downarrow_\lambda(0) \right] + \frac{E_{\lambda 0}}{\cos \theta} e^{-\tau \lambda \sec \theta} \int_0^{\tau \lambda} e^{-(\tau^n \lambda - t) \sec \theta} dt \quad (22)$$

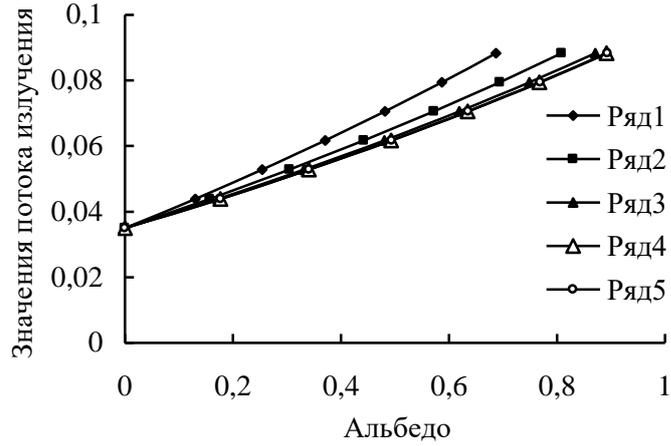


Рис 1. Зависимость значения измеряемого потока излучения (в  $\text{см}^{-2} \cdot \text{мкм}^{-1}$ ) от величины альbedo земной поверхности при многократном рассеянии (Ряды 1-5 соответствуют  $\cos \theta_i = -1 + (i - 1) / 4$  при  $i = 1, 2, 3, 4, 5$ ).

Из (22) можно определить альbedo земной поверхности при условии однократного рассеяния

$$q_{\lambda} = \pi \frac{J_{\lambda}^{\uparrow} - \frac{E_{\lambda}}{\cos \theta} e^{-\tau_{\lambda} \sec \theta} \int_0^{\tau_{\lambda} \Pi} e^{-(\tau^n \lambda - t) \sec \theta} dt}{E_{\lambda} \cos \theta_0 e^{-\tau \Pi \lambda \sec \theta_0} + D_{\lambda}^{\downarrow}(0)}, \quad (23)$$

$$D_{\lambda}^{\downarrow}(0) = \int_0^{2\pi} d\psi' \int_0^{\pi/2} J_{\lambda}^{\downarrow}(0, \vartheta, \psi') \cos \vartheta' \sin \vartheta' d\vartheta', \quad (24)$$

$$J_{\lambda}^{\downarrow} = \frac{E_{\lambda} \sec \vartheta}{\sec \vartheta_0 - \sec \vartheta} \left( e^{-(\tau \frac{\Pi}{\lambda} - \tau \lambda) \sec \vartheta} - e^{-(\tau \frac{\Pi}{\lambda} - \tau \lambda) \sec \vartheta_0} \right). \quad (25)$$

На рис. 2 представлены результаты расчета альbedo в случае однократного рассеяния излучения в атмосфере. Эта зависимость является линейной.

Для успешного решения задачи по определению альbedo земной поверхности необходимо выбрать спектральный диапазон, чтобы искажения, вносимые атмосферой в космические изображения, были минимальны. В последнее время на спутниках устанавливаются сканирующие системы, способные вести измерения в достаточно широкой полосе обзора с целью построения карт земной поверхности большого масштаба. В этом

случае измерения будут вестись под различными углами. Поэтому необходимо учитывать влияние углов визирования и азимута на альbedo земной поверхности при определенных направлениях распространения солнечной радиации.

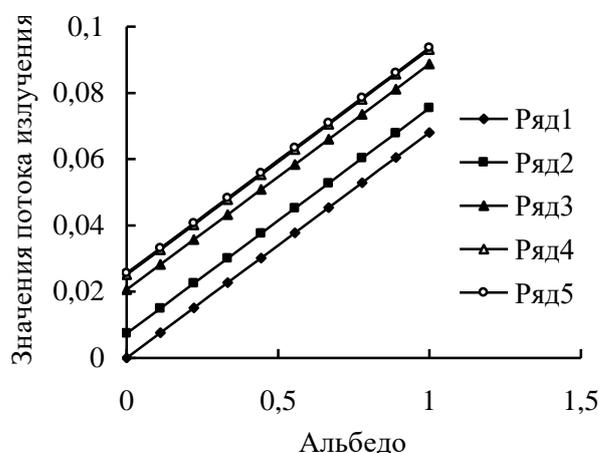


Рис 2. Зависимость значения измеряемого потока излучения ( $вт \cdot см^2 \cdot мкм^{-1}$ ) от величины альбедо земной поверхности при однократном рассеянии (Ряды 1-5 соответствуют  $\cos \theta_i = -1 + (i - 1) / 4$  при  $i = 1, 2, 3, 4, 5$ ).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кондратьев К.Я. Лучистая энергия Солнца – Л.: Гидрометиздат, 1954
2. Кузнецов Е.С. Избранные научные труды (под ред. Сушкевич Т.А.) - М., Физматгиз, 2003, 784с.
3. Матвеев Л.Т. Физика атмосферы – Л.: Гидрометиздат, 1976 – 477с.
4. Султангазин У.М. Математические проблемы построения алгоритмов атмосферной коррекции в дистанционном зондировании // Вестник Кыр. Гос. Ун-та, сер. 3, вып. 5, 2001, С. 15-26
5. Сушкевич Т.А. О теории оптического передаточного оператора системы: «Атмосфера – земная поверхность», Москва, 1999, Институт прикладной математики им. М.В. Келдышева, РАН, препринт, 20 с.
6. Sultangazin U.M. Mathematical problems connected with construction of algorithms for atmosphere correction in remote sensing. Journal of Inverse and ILL-Posed Problems. The Netherlands, Vol. 9, № 6, 2001, pp. 655-668.

Институт космических исследований

**ҒАРЫШТЫҚ БАРЛАУ МӘЛІМЕТТЕРІ БОЙЫНША ЖЕРДІҢ ҮСТІҢГІ  
ҚАБАТЫНЫҢ АЛЬБЕДОСЫН ҚАЛПЫНА КЕЛТІРУДІҢ БІР ӘДІСІ  
ЖАЙЫНДА**

ҚР ҰҒА академигі                      У.М. Сұлтағазин  
Геогр. ғылымд. канд.                А.Х. Ахмеджанов

*Жер бетінен шағылысқан күн радиациясының атмосферадағы тасымалдану ерекшеліктерін білу ғарыштан қашықтықтан жасалған барлаудың мәліметтерін пайдаланудың тиімділігін арттыру үшін қажет. Мақалада серіктік ақпарат мәліметтері бойынша жердің үстіңгі қабатының альбедосын есептеп шығару әдісі суреттелген.*