«Оптика атмосферы», **3**, № 11 (1990)

РАССЕЯНИЕ И ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН
В АТМОСФЕРЕ

УДК 551.521.535.31 : 535.36

И.В. Мишин

МЕТОДЫ АТМОСФЕРНОЙ КОРРЕКЦИИ ДАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ДИСТАНЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Определена атмосферная коррекция данных оптических дистанционных измерений как процедура восстановления текущих значении оптических параметров атмосферы с последующим обращением оптического передаточного оператора, преобразующего коэффициенты яркости подстилающих поверхностей в яркости уходящего излучения. Предложена классификация методов атмосферной коррекции изображений океана и суши. В результате классификации различают методы: подбора, спектральные, угловые, вариационные и пр. Дана общая характеристика каждого класса. Наиболее разработанные методы рассмотрены отдельно. Рассмотрен вопрос параметризации оптических свойств атмосферы. Сделаны общие выводы о принципах построения алгоритмов атмосферной коррекции.

Введение

Аэрокосмическая видеоинформация о природных ресурсах Земли, доставляемая самолетами, спутниками и пилотируемыми орбитальными станциями, содержит искажения, связанные с погрешностями ориентации, шумами измерительной аппаратуры, атмосферными эффектами. Атмосферная коррекция является составной частью системы цифровой наземной обработки аэрокосмических данных и к настоящему времени составляет самостоятельный раздел дистанционного зондирования.

Обзоры методов атмосферной коррекции [1—4] касаются учета влияния атмосферы при исследовании изображений океана и охватывают меньшую часть опубликованных работ. Цель настоящей статьи состоит в более широком освещении методов учета влияния атмосферы при дистанционном оптическом зондировании естественных поверхностей.

Задача атмосферной коррекции состоит в устранении искажении, которые вносит рассеивающая и поглощающая среды, при дистанционном определении коэффициентов яркости подстилающих поверхностей. Решение задачи при известном состоянии атмосферы достигается с помощью обращения оптического передаточного оператора атмосферы [5], переводящего коэффициент яркости подстилающей поверхности в поле яркости излучения, отраженного системой «подстилающая поверхность—атмосфера». Поскольку пространственно-временная нестабильность атмосферного аэрозоля [6] приводит к необходимости восстановления его оптических параметров в момент съемки, под атмосферной коррекцией данных дистанционных измерений будем понимать процедуру восстановления текущих значений оптических параметров атмосферы с последующим обращением оптического передаточного оператора.

Модели переноса излучения

В общем виде модель переноса солнечного излучения в земной атмосфере над поверхностью суши формируется с помощью краевой задачи для уравнения переноса [5, 7]

$$LI = SI;\ I\Big|_{\substack{z=0\\ \mathbf{s}\in\Omega_+}} = \pi S_\lambda\,\delta(\mathbf{s}-\mathbf{s}_0);\ I\Big|_{\substack{z=h\\ \mathbf{s}\in\Omega_-}} = RI. \tag{1}$$

Здесь $L = (\mathbf{s}, \nabla) + \alpha(z)$ — дифференциальный оператор; $S : SI = \dfrac{\sigma(z)}{4\pi}\int\limits_{\Omega} I(z, \mathbf{r}, \mathbf{s}')f(\cos\gamma)d\mathbf{s}'$ и $R : RI = \int\limits_{\Omega_+} R_\text{п}(\mathbf{s}, \mathbf{s}')I(h, \mathbf{r}, \mathbf{s}')\mu' d\mathbf{s}'$ — интегральные операторы рассеяния и отражения; $I \equiv I^\lambda \equiv I(\mathbf{z}, \mathbf{r}, \mathbf{s})$ — спектральная яркость излучения; λ — длина волны; z — вертикальная координата; $\mathbf{r} = \{x, y\}$ — вектор горизонтальных координат; $\mathbf{s} = \{\mu, \mathbf{s}_\perp\}$ — вектор распространения излучения; $\mathbf{s}_\perp = \sqrt{1-\mu^2}\{\cos\varphi, \sin\varphi\}$, $\mu = \cos\Theta$. Θ, φ — зенитный и азимутальный углы; $\mathbf{s}_0$ — направление распространения солнечных лучей; Ω — единичная сфера; Ω_-, Ω_+ — верхняя и нижняя полусферы; h — высота рассеивающей атмосферы; $z = 0$, $z = h$ — уровни верхней границы атмосферы и подстилающей поверхности; πS_λ — солнечная постоянная; $\alpha(z)$, $\sigma(z)$ — коэффициенты ослабления и рассеяния; $f(\cos\gamma) \equiv f$ — индикатриса рассеяния; $\cos\gamma = \mathbf{s} \cdot \mathbf{s}'$; γ — угол рассеяния; $R_п(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$ — коэффициент яркости подстилающей поверхности. При изотропном отражении оптические свойства поверхности характеризуются альбедо $q \equiv q(\mathbf{r}, \mathbf{s}_0) = \frac{1}{\pi}\int_\Omega R_п(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)\mu d\mathbf{s}$. В этом случае $RI = \frac{q(\mathbf{r}, \mathbf{s}_0)}{\pi}\int_\Omega I(h, \mathbf{r}, \mathbf{s}')\mu' d\mathbf{s}'$, причем часто используется упрощающее предположение $q(\mathbf{r}, \mathbf{s}_0) \equiv q(\mathbf{r})$.

При изотропном отражении решение краевой задачи (1) исследовано в [5, 8]. В частном случае $q(\mathbf{r}) \equiv \bar{q} = \text{const}$. Это решение выражается известной формулой [9, 10]

$$\bar{I} = D + \bar{q}\mathbf{E}\Psi_0(1 - \bar{q}c_0)^{-1}, \tag{2}$$

где $\bar{I}$ — яркость излучения, усредненная по горизонтальным координатам; D — яркость атмосферной дымки; $\mathbf{E}$, Ψ_0 — одномерные передаточные функции: $\pi\mathbf{E}$ — средняя освещенность нижней границы, Ψ_0 — норма оптической пространственно-частотной характеристики; c_0 — сферическое альбедо слоя атмосферы при $\bar{q} = 0$.

В [11, 5] альбедо $q(\mathbf{r})$ выражено через измеряемую на верхней границе $z = 0$ яркость излучения I следующим образом:

$$q(\mathbf{r}) = Z(\mathbf{r})\left[E - \int_{-\infty}^{\infty} \bar{O}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') Z(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'\right]^{-1}. \tag{3}$$

В частном случае $q(\mathbf{r}) \equiv \bar{q} = \text{const}$, формула (3) упрощается [10, 5]:

$$\bar{q} = (\bar{I} - D)\left[E\Psi_0 + c_0(\bar{I} - D)\right]^{-1}. \tag{4}$$

Легко заметить, что (2) и (4) взаимообратны. В (3) обозначено:

$\bar{O}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\pi}\int_{\Omega_+} O(h, \mathbf{r}, \mathbf{s})\mu d\mathbf{s}$; $O(z, \mathbf{r}, \mathbf{s})$ — функции размытия точки;

$Z(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^2}\int_{-\infty}^{\infty} \Psi^{-1}(O, \mathbf{p}, \mathbf{s})\hat{U}(\mathbf{p})\exp[-i\mathbf{p}(\mathbf{r} + \tilde{\mathbf{r}})]d\mathbf{p}$; $\hat{U}(\mathbf{p}) = \int_{-\infty}^{\infty} (I - D)\exp[i(\mathbf{p}, \mathbf{r})]d\mathbf{r}$; $\Psi(z, \mathbf{p}, \mathbf{s})$ — оптическая пространственно-частотная характеристика атмосферы.

Радиационные характеристики D, $\mathbf{E}$, Ψ_0, c_0, Ψ, O, определяющие действия оптического передаточного оператора, не зависят от $q(\mathbf{r})$, поэтому использование формул (3), (4) является принципиальным в алгоритмах атмосферной коррекции. Если эти формулы не используются, качество алгоритмов восстановления $q(\mathbf{r})$ снижается [12, 13]. Вместо (3) может быть использована формула метода пространственно-частотных характеристик [5, 8]. Соотношения, аналогичные (3) и (4), справедливы для любого уровня в атмосфере. Описание численных методов расчета функций D, $\mathbf{E}$, Ψ_0, c_0, O можно найти в [8, 14–16].

Учет анизотропии отражения подстилающей поверхности значительно усложняет решение обратной задачи восстановления коэффициента яркости $R_п(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}')$, так как последний зависит от угловых переменных [17]. Методы обращения оптического передаточного оператора атмосферы в этом случае разработаны недостаточно [17–19].

Неоднородности альбедо поверхности океана пренебрежимо малы. Формулы (2), (4) применимы, если исключено попадание в приемник излучения, отраженного от поверхности океана [20,21]. Коэффициент яркости океана $r_0 \simeq \bar{q}$ связан с яркостью выходящего из водной толщи излучения $I_в$: $I_в = r_0\mathbf{E}(1 - r_0c_0)^{-1} \approx r_0\mathbf{E}$. Корректный учет взаимодействия излучения с взволнованной поверхностью океана и водной толщей [22, 23] предполагает более сложную формулировку нижнего краевого условия в (1) и порождает в правой части (2) слагаемые, отвечающие отраженному и преломленному на поверхности излучениям.

Параметрические модели атмосферы

Рассмотрим оптические модели атмосферы, используемые в алгоритмах коррекции. Оптические свойства атмосферы определяются составом аэрозольных и газовых субстанций [24, 25] и характеризуются макропараметрами $\tau_0 = \int_0^h \alpha(z)dz$, $\alpha(z)$, $\sigma(z)$, $f(\cos\gamma)$, которые являются входными величинами для моделей переноса излучения. Математическая формулировка обратных задач восстановления истинных значений указанных величин по данным дистанционных измерений зависит от способа параметризации функций $\alpha(z)$, $\sigma(z)$, $f(\cos\gamma)$. Область их значений является основной априорной информацией при постановке обратных задач.

Коэффициенты ослабления целесообразно представить суммой

$$\alpha(z) = \alpha_A(z) + \alpha_M(z) = \alpha_A(z) + \sigma_M(z) + \beta_M(z),$$

слагаемые которой соответствуют аэрозольному ослаблению и молекулярному рассеянию и поглощению, выделяя тем самым наиболее сложно определяемый коэффициент аэрозольного ослабления $\alpha_A(z)$. Последний складывается из аэрозольного рассеяния и поглощения: $\alpha_A(z) = \sigma_A(z) + \beta_A(z)$. Оптическая толщина атмосферы рассчитывается по формуле $\tau_0 = \tau_A + \tau_M = \tau_A^p + \tau_M^p + \tau_0^п$, где $\tau_0^п = \tau_A^п + \tau_M^п$, $\tau_A = \int_0^h \alpha_A(z)dz$, $\tau_M = \int_0^h \alpha_M(z)dz$, $\tau_A^p = \int_0^h \sigma_A(z)dz$, $\tau_M^p = \int_0^h \sigma_M(z)dz$, $\tau_A^п = \int_0^h \beta_A(z)dz$, $\tau_M^п = \int_0^h \beta_M(z)dz$. Величина $\beta_M(z)$ определяется поглощением озона O_3, а также H_2O и CO_2 [26, 27]. Как правило, поглощением H_2O и CO_2 пренебрегают: $\beta_M(z) \approx \beta_{O_3}(z)$. Нередко также пренебрегают поглощением O_3, полагая $\beta_M(z) = 0$. Среднестатистические профили $\alpha_A(z)$, $\sigma_M(z)$, $\beta_{O_3}(z)$ даны в [28—30]. Наиболее распространенными являются представления $\alpha_A(z)$, $\sigma_M(z)$ с помощью экспонент $\alpha_A(z) = \alpha_0^A \exp(-z / H_A)$, $\sigma_M(z) = \sigma_0^M \exp(-z / H_M)$ [31, 33]. Величины $H_A = \dfrac{1}{\tau_A}\int_0^{\tau_A} z(\tau'_A)d\tau'_A$, $H_M = \dfrac{1}{\tau_M}\int_0^{\tau_M} z(\tau'_M)d\tau'_M$, где τ'_A, τ'_M — соответствующие оптические переменные, имеют смысл центров тяжести аэрозольного и молекулярного слоев над подстилающей поверхностью. В [34] показано, что процедура восстановления альбедо поверхности $q(\mathbf{r})$ кроме τ_A, τ_M^p зависит от H_A, H_M, но не зависит от $\alpha_A(z)$, $\sigma_M(z)$. Этим обосновывается целесообразность параметризации реальных высотных распределений при известных τ_A, τ_M^p числами H_A, H_M. В [34] указаны типичные значения над континентом $H_M = 8$ км, $H_A = 0{,}8$ км, а в [33, 35] над океаном $H_A \simeq 1 \ldots 1{,}7$ км, $H_M \simeq 8 \ldots 9{,}2$ км. Истинное поглощение $1 - \omega_0 = \tau_0^п / \tau_0$ часто не учитывают либо полагают постоянным по высоте. В [36] приведены значения $\omega_A = \tau_A^p / \tau_A = \mathrm{const}$, характерные для городского $(0{,}54 \le \omega_A \le 0{,}64)$, пригородного $(0{,}78 \le \omega_A \le 0{,}87)$ и сельского $(0{,}89 \le \omega_A \le 1{,}0)$ аэрозолей.

Большое значение во многих алгоритмах коррекции имеет спектральная зависимость $\tau_0^\lambda = \tau_0^{p,\lambda} + \tau_0^{п,\lambda} = \tau_A^{p,\lambda} + \tau_M^{p,\lambda} + \tau_A^{п,\lambda} + \tau_M^{п,\lambda}$. Величина $\tau_M^{p,\lambda}$ стабильна и может быть вычислена по формуле [1, 27] $\tau_M^{p,\lambda} = 0{,}00879 \cdot \lambda^{-4{,}09}$. Значения $\tau_M^{п,\lambda} = \tau_{O_3}^\lambda$ для различных λ заданы в таблице [1, 31]. Порядок величины $\tau_A^{п,\lambda}$ указан в [1]. В случае юнговского распределения аэрозольных частиц по размерам $d\bar{n} / d\log\bar{r} \sim \bar{r}^{-\nu}$, где $\bar{n}$, $\bar{r}$ — плотность и радиус частиц, $\nu > 0$, имеем $\tau_A^\lambda = A \cdot \lambda^{-B}$, где $A = 0{,}01 \ldots 0{,}24$, $B = 0{,}8 \ldots 1{,}5$. В [37] предлагается аппроксимация, суммирующая спектральные зависимости τ_A^λ и τ_M^λ: $\tau_0^\lambda \simeq a + b\lambda^{-1} + c\lambda^{-4}$. В некоторых моделях τ_A^λ связывают с метеорологической дальностью видимости S_M. Простейшая формула для расчета ее: $S_M = 3{,}9 / \sigma_0^A$ [6].

Взвешенная по высоте индикатриса рассеяния при каждой λ представляется в виде $f = uf_M + (1-u)f_A$, где $f_M = 0{,}7629 + 0{,}7113 \cdot \cos^2\gamma$ и f_A — рэлеевская и аэрозольная индикатрисы рассеяния, $u = \tau_M^{p,\lambda} / (\tau_M^{p,\lambda} + \tau_A^{p,\lambda})$. Функцию f_A можно аппроксимировать суммой $f_A = 1 + \sum_{i=1}^{N} x_i P_i(\cos\gamma)$, $(1 < N \le 3)$; $P_i(\cos\gamma)$ — полином Лежандра [9, 38]. Однако более точной является аппроксимация $f_A^{g_1,g_2} = vf_{g_1} + (1-v)f_{g_2}$, где $f_g = (1 - g^2)/(1 + g^2 - 2g\cos\gamma)^{3/2}$ — индикатриса Хеньи—Гринстейна [39, 33]. При $v = 0{,}983$, $g_1 = 0{,}82$, $g_2 = -0{,}55$ $f_A^{g_1 g_2}$ хорошо аппроксимирует индикатрису морского аэрозоля [26], а при некоторых других значениях v, g_1, g_2 — индикатрису континентального аэрозоля [29]. Во многих работах f_A вычисляется по теории Ми [34, 36]. В этом случае проблема восстановления подменяется проблемой восстановления показателя ν. Если параметризовать индикатрису числами u, v, g_1, g_2 и учитывать истинное поглощение $1 - \omega_0^\lambda = \tau_0^{п,\lambda} / \tau_0^\lambda$, то величина оказывается зависимой $u = \tau_M^{p,\lambda} / \omega_0^\lambda\tau_0^\lambda$. В качестве априорной информации можно использовать зависимости τ_A^λ и f_A [40]: $f_A = C(\gamma)[\tau_A^\lambda]^{K(\gamma)-1}$, $C(\gamma)$, $K(\gamma)$определены там же [41]; $\bar{\mu}(\gamma)\tau_0^\lambda - f_M\tau_M^{p,\lambda} = C(\gamma)[\tau_0^\lambda - \tau_M^{p,\lambda}]^{K(\gamma)}$, $\bar{\mu}(\gamma)$ — индикатриса яркости ($\tau_A^{n,\lambda} \approx 0$).

Таким образом, оптическая модель атмосферы параметризуется известными числами $\tau_M^{p,\lambda}$, H_M^λ и неизвестным вектором оптических параметров $\mathbf{Y}^\lambda$. Одним из возможных представлений вектора является $\mathbf{Y}^\lambda = \{\tau_A^\lambda, \omega_0^\lambda, v, g_1, g_2, H_A^\lambda\}$. Процедура определения $\mathbf{Y}^\lambda \equiv \mathbf{Y}$ из дистанционных данных составляет часть алгоритма атмосферной коррекции.

Классификация методов восстановления оптических параметров атмосферы

М е т о д ы   п о д б о р а. Простейшим методом подбора является использование среднестатистических моделей атмосферы, характерных для данного региона [11, 42, 43]. Более совершенный подбор значений **Y** осуществляется на основании численных решений прямой задачи (1), которые достигаются разнообразными вычислительными методами теории переноса: Монте-Карло [5, 11], последовательных приближений [14, 16], сферических гармоник [44], функции источника [19, 27, 8] и др. При решении (1) обычно применяются предположения об изотропном отражении либо отсутствии горизонтальных неоднородностей альбедо поверхности. По данным расчетов I при различных $(\bar{q}, \mathbf{Y})$ составляется таблица и производится сравнение измеренных и вычисленных значений I [3, 45]. Затем по таблице определяются те значения $(\bar{q}, \mathbf{Y})$, при которых зарегистрированные аппаратурой и вычисленные яркости уходящего излучения совпадают. Например, в [46] сравнивались самолетные измерения I с решениями прямой задачи в предположении ламбертовского отражения от поверхности. Из сравнения подбиралась τ_A. Индикатриса рассеяния рассчитывалась на основании стандартного распределения частиц по размерам, $\omega_A = 0{,}96$. Измерения производились над темным объектом (лес, вода) для того, чтобы уменьшить ошибку задания $\bar{q}$.

Основной недостаток методов подбора **Y** заключается в отсутствии математических гарантий единственности решения. Поэтому необходимо обладать априорной информацией о типе подстилающей поверхности и состоянии атмосферы.

В а р и а ц и о н н ы е   м е т о д ы. Пусть $J_\kappa(q, \mathbf{Y})$, $1 \le \kappa \le K$ — регистрируемые измерительной аппаратурой функционалы поля излучения, зависящие от оптического состояния системы «подстилающая поверхность—атмосфера» $(q, \mathbf{Y})$. Под $J_\kappa(q, \mathbf{Y})$ можно подразумевать потоки излучения, измеряемые приборами с различными угловым, спектральным и пространственным разрешениями. Стандартное (невозмущенное) состояние системы и ее состояние в момент съемки (возмущенное) характеризуются соответственно вектор-параметрами $\mathbf{Z}_0 = (q_0, \mathbf{Y})$ и $\mathbf{Z}' = (q', \mathbf{Y}')$.

В [47] сформулирована задача для определения вариаций искомых параметров $\delta Z_m = \{\delta \mathbf{Z}\}_m$, $1 \le m \le M$ по известным вариациям функционалов $\delta J_\kappa = J_\kappa(\mathbf{Z}_0) - J_\kappa(\mathbf{Z}')$. Определив из опыта отклонения δJ_κ и решив указанную вариационную задачу относительно $\delta\mathbf{Z} = (\delta q, \delta\mathbf{Y})$, находим искомые значения $(q, \mathbf{Y}) = (q_0, \mathbf{Y}_0) + (\delta q, \delta\mathbf{Y})$.

Вариационная задача сформулирована в предположении малости $\delta\mathbf{Z}$ с привлечением линейной теории возмущений и аппарата сопряженных функций. Вариации δJ_κ связаны с δJ_m функциями чувствительности $W_{\kappa,m}$, которые, в свою очередь, выражаются через функции ценности метеорологической информации I_κ^* [47, 7]. Функции ценности I_κ^* находятся из решения краевых задач, связанных с (1). В [7] показано, что в линейном приближении теории возмущений уравнения относительно **Y** и вариаций альбедо $\tilde{q}(\mathbf{r})$ разделяются, что упрощает постановку задачи.

Вариационный метод, успешно применяемый в нейтронной физике, не получил пока распространения в практике обработки спутниковой информации. К достоинствам этого весьма перспективного метода следует отнести то, что функции чувствительности могут быть использованы для выбора наиболее информативных функционалов J_κ.

С п е к т р а л ь н ы е   м е т о д ы являются наиболее представительными [1, 31, 20, 48, 49]. Основная идея заключается в использовании спектральных особенностей атмосферных субстанций и подстилающей поверхности. В [20] используется факт поглощения океаном солнечного излучения в красной области $\lambda_0 \ge 0{,}67$. В [49] используется полоса поглощения кислорода в окрестности $\lambda_0 = 0{,}76$ мкм, стабильная при различных атмосферных условиях. Реализация спектральных методов подразумевает использование спектральных зависимостей оптических параметров атмосферы, позволяющих связать $\mathbf{Y}^\lambda$ с $\mathbf{Y}^{\lambda_0}$. Спектральные зависимости дают возможность определить $\mathbf{Y}^\lambda$ для всего оптического диапазона, что необходимо при определении спектральной передаточной функции [50].

У г л о в ы е   м е т о д ы. Вектор **Y** определяется по измерениям яркости излучения в различных направлениях. Наиболее удобны для этой цели сканерные измерения, но не исключается использование и фотографических изображений ввиду наличия разности углов прихода световых лучей в различные точки изображения. Впервые угловые спутниковые измерения были использованы для определения τ_0 [51] с применением приближенного решения уравнения переноса. Исходя из точных решений (1), в [52, 53] продолжены исследования углового метода, которые показали, что наиболее выгодным является наблюдение под различными углами одного и того же участка местности, так как в этом случае уравнение относительно **Y** формируется независимо от q. В противоположность спектральным методам, расчеты производятся независимо для каждой точки спектрального диапазона λ. Это избавляет от необходимости использовать приближенные спектральные соотношения искомых оптических параметров.

П р о ч и е   м е т о д ы. Ряд методов в свете предложенной классификации следует отнести к смешанному типу. Например, метод подбора [46] основан на идее [20], которая, в свою очередь, может сочетаться с итерационной процедурой [1]. Часто вопрос определения **Y** стремятся обойти, пытаясь найти непосредственно радиационные характеристики, входящие в алгоритмы коррекции изображений. С этой целью в [54] применяется регрессионный анализ изображений, полученных в нескольких каналах; в [55] используются тестовые участки местности, позволяющие перенести атмосферные условия на всю дешифрируемую территорию; метод [20, 33, 56] сводится к определению отношения $\tau_A^{\lambda} / \tau_A^{\lambda_0}$. В [57, 58] ставилась задача восстановления закона рассеяния по известным значениям I на верхней и нижней границах рассеивающего слоя, что не отвечает задаче дистанционного зондирования, в которой I задается только на верхней границе.

Во многих работах [53, 43, 59, 60] исследовалось влияние атмосферы на качество распознавания природных объектов и даны количественные оценки эффекта атмосферной коррекции для самых различных подстилающих поверхностей.

Адаптивная коррекция. В силу неадекватности оптических моделей атмосферы точное решение задачи о восстановлении **Y** не обязательно приведет к наилучшему решению более общей задачи распознавания природных объектов. Поэтому в системе обработки спутниковой информации следует предусмотреть обратные связи по вариациям оптических параметров, которые должны вносить дополнительные поправки в значение **Y** с целью увеличения вероятности распознавания. Алгоритм атмосферной коррекции, поставленный в зависимость от качества распознавания природных объектов, становится адаптивным [10].

В [61] представлена принципиальная схема блока радиационной коррекции спутниковых изображений с обратными связями и показана ее работа в разомкнутом режиме. В качестве критерия распознавания взят модуль разности исходного q^* и восстановленного q^{δ} альбедо поверхности $\delta q = \left|q^{\delta} - q^*\right|$. Если замкнуть отрицательные обратные связи по возмущающим воздействиям, в роли которых выступают составляющие вектора $\delta\mathbf{Y}$, достигается абсолютная точность восстановления $\delta q = 0$. Действие обратных связей осуществляется путем вариации $\delta\mathbf{Y}$. При этом необходимо знать альбедо тестового участка q^*.

Примером адаптивной коррекции может служить также итерационный алгоритм [1, 62], где критерием качества распознавания является количество восстанавливаемых градаций $C_{хл}$ или разность между восстановленными и измеренными значениями яркости выходящего из океана излучения $I_{в}$. Другие критерии основаны на представлениях кластерного анализа.

Атмосферная коррекция изображений океана

Поверхность океана имеет свои особенности. Альбедо океана мало ($\bar{q} \sim 0{,}03$), и атмосферная дымка может превосходить полезный сигнал в 5—10 раз [50, 63]. Поверхность океана устроена проще с точки зрения переноса излучения на границе двух сред, что дает возможность построить содержательную модель коэффициента яркости океана r_0. Эта модель учитывает выходящее из толщи воды излучение I, френелевское отражение, влияние пены, а также связь r_0 с биологическими параметрами морской воды. Связь r_0 с концентрацией хлорофилла $C_{хл}$ позволяет рассматривать r_0 как промежуточный результат атмосферной коррекции, измеряемой I, на пути к количественному определению биопродуктивности акватории океана. Отражение от поверхности океана прямого солнечного излучения образует в отраженном поле яркости солнечную дорожку, которая обычно исключается техническими средствами, а именно выбором поля зрения прибора и зенитных углов наблюдения. Вопросы математического описания r_0 и его связи с $C_{хл}$ изложены в [1, 4, 63].

Метод Гордона. Предложенный в [20] метод получил широкое распространение. Его идеи развиты во многих публикациях, среди которых следует отметить [1, 2—4, 32, 33, 48, 56, 62, 64—66]. Метод прошел проверку при обработке данных CZCS (цветной сканер береговой зоны на спутнике NIMBUS-7). Основные положения метода состоят в следующем.

1. Измеряемая в надир яркость излучения представляется в виде

$$I^{\lambda} = D_{М}^{\lambda} + D_{А}^{\lambda} + T^{\lambda} \cdot I_{в}^{\lambda}, \tag{5}$$

где $D_{М}^{\lambda}$, $D_{А}^{\lambda}$ — составляющие дымки, вызванные рассеянием соответственно на молекулах воздуха и аэрозоле; T^{λ} — передаточная функция. Согласно (2) $T^{\lambda} = \Psi_0$, в простейшем приближении $T^{\lambda} = \exp(-\tau_0 / |\mu|)$. Величина $D_{А}^{\lambda}$ определяется в приближении однократного рассеяния.

2. В открытом спокойном океане с чистой водой ($C_{хл} < 0{,}3$ мг/л) на некоторой длине волны λ_0($\lambda_0 = 0{,}67$ или 0,75 мкм) падающее излучение полностью поглощается.

3. Индикатриса $f_{А}$ не зависит от λ.

4. Предполагается существование коэффициента пропорциональности между $D_{А}^{\lambda}$ и $D_{А}^{\lambda_0}$:

$$D_{А}^{\lambda} = \tilde{\alpha}(\lambda, \lambda_0)\, D_{А}^{\lambda_0}. \tag{6}$$

В (5) не учитывается солнечная дорожка. Это справедливо при $\Theta_0 \gtrsim 30°$ [31]. Использование приближения однократного рассеяния для расчета $D_A^{\lambda_0}$ оправдано, так как в данной точке спектра величина $\tau_A^{\lambda_0}$ невелика (~ 0,1). При $\lambda = \lambda_0$, очевидно,

$$I^{\lambda_0} = D_M^{\lambda_0} + D_A^{\lambda_0}. \tag{7}$$

Из (5)–(7) следует

$$T^\lambda \cdot I_в^\lambda = I^\lambda - D_M^\lambda - \tilde{\alpha}(\lambda, \lambda_0)(I^{\lambda_0} - D_M^{\lambda_0}), \tag{8}$$

откуда искомая величина $I_в^\lambda$ выражается через T^λ, I^λ, I^{λ_0}, D_M^λ, $D_M^{\lambda_0}$ и $\tilde{\alpha}(\lambda, \lambda_0)$. В (8) величины I^λ, I^{λ_0} – измеряемые, D_M^λ, $D_M^{\lambda_0}$, T^λ – вычисляемые. В принятых предположениях в [20, 2, 33] установлен явный вид коэффициента $\tilde{\alpha}(\lambda, \lambda_0)$:

$$\tilde{\alpha}(\lambda_0, \lambda) = \varepsilon(\lambda, \lambda_0) S_\lambda / S_{\lambda_0}, \tag{9}$$

где $\varepsilon(\lambda, \lambda_0) = \omega_A^\lambda \cdot \tau_A^\lambda \cdot f_A^\lambda / \omega_A^{\lambda_0} \cdot \tau_A^{\lambda_0} \cdot f_A^{\lambda_0}$, в силу предположения (3) и приближенного равенства $\omega_A \simeq 1$ имеем $\varepsilon(\lambda, \lambda_0) \simeq \tau_A^\lambda / \tau_A^{\lambda_0}$. Если использовать закон Ангстрема $\tau_A^\lambda \sim \lambda^{-\nu}$, то $\tau_A^\lambda = (\lambda / \lambda_0)^\nu \cdot \tau_A^{\lambda_0}$ и функция $\varepsilon(\lambda, \lambda_0)$ преобразуются к виду

$$\varepsilon(\lambda, \lambda_0) = \tau_A^\lambda / \tau_A^{\lambda_0} = (\lambda_0/\lambda)^\nu, \tag{10}$$

где $0 < \nu < 1$. Из (10) следует, что для расчета $\tilde{\alpha}(\lambda, \lambda_0)$ нужно знать ν либо отношение $\tau_A^\lambda / \tau_A^{\lambda_0}$. Способ определения $\tilde{\alpha}(\lambda, \lambda_0)$ из спутниковых данных указан в [65]. Для чистой воды в желтом, зеленом и красном каналах CZCS можно приблизительно предположить:

$$I_в^\lambda = I_{в,i}^\lambda \zeta \exp\left\{-\frac{1}{\zeta}\left[\tau_M^{p,\lambda}/2 + \tau_0^{п,\lambda}\right]\right\}, \ (\tau_0^{п,\lambda} \simeq \tau_{O_3}^{п}),$$

где $I_{в,i}^\lambda = 0{,}498$; 0,30 и < 0,015(мВ/см^2 · мкм · стер) для λ_i = 0,52; 0,55; 0,67 мкм соответственно. Тогда с помощью экстраполяции из (8) определяются $\tilde{\alpha}$ (0,52; 0,67), $\tilde{\alpha}$ (0,67; 0,67), а затем $\tilde{\alpha}$ (0,443; 0,67).

Для реально существующей ситуации в зоне мутных вод $I_в^{0,67} > 0$ метод модифицирован следующим образом [1,62].

1. Выбирается наиболее темный пиксел вблизи центра скана, соответствующий чистой воде, для которого первоначально полагается $I_в^{0,67} = 0$, $\varepsilon(\lambda_i; 0{,}67) = 0{,}67/\lambda_i = 1$. По формуле (8) вычисляются $I_в^{0,443}$, $I_в^{0,52}$, $I_в^{0,55}$.

2. Применяется итерационная процедура. Величина $I_в^{0,67}$ уточняется согласно

$$I_в^{0,67} = I_в^{0,443} \cdot 0{,}0829 \cdot [I_в^{0,443}/I_в^{0,55}]^{-1,661}.$$

Из (8) отыскиваются $\tilde{\alpha}$ (0,52; 0,67), $\tilde{\alpha}$ (0,55; 0,67), $\tilde{\alpha}$ (0,443; 0,67), а затем вычисляются $I_в^{0,443}$, $I_в^{0,52}$, $I_в^{0,55}$. Схема повторяется до сходимости $I_в^{0,67}$ и $I_в^{\lambda_i}$ к своим предельным значениям.

Совместный учет молекулярного и аэрозольного рассеяний приводит к требованию [21, 33] вместо $\varepsilon(\lambda_1, \lambda_0)$ учитывать $\varepsilon'(\lambda_1, \lambda_0)$ в коротковолновом канале

$$\varepsilon'(\lambda, \lambda_0) \simeq \varepsilon(\lambda_1, \lambda_0)\left[1 + C_{M,A}^{\lambda_1}/D_A^{\lambda_1}\right], \tag{11}$$

где $C_{M,A}^{\lambda} = I^{\lambda_1} - D_M^{\lambda_1} - D_A^{\lambda_1}$. Такимобразом, метод сводится к вычислению отношения аэрозольных оптических толщин $\varepsilon(\lambda_1, \lambda_0)$ или $\varepsilon'(\lambda_1, \lambda_0)$. Искомая величина $I_в^\lambda$ находится из соотношения (8). Концентрация $C_{хл}$ определяется по индексу цветности $I_ц = \lg[I_в^{0,443} / I_в^{0,55}]$.

В [32] модификация метода применялась для обработки самолетных экспериментов. Сравнения восстановленных значений с полученными в ходе подспутниковых экспериментов подтверждают эффективность метода.

Метод Халтурина. В [31, 67] предложена усовершенствованная модификация метода определения коэффициента яркости моря r_0 [48] по спутниковым измерениям I^λ в надир, позволяющая вычислить τ_A^λ в каждой точке траектории. В [67,68] методика апробирована в ходе самолетных экспериментов. Основная идея заключается в нахождении величины $\tau_A^{\lambda_0}$ (λ_0 = 0,745 мкм) с последующей спектральной интерполяцией $\tau_A^\lambda = \tau_A^{0,745} \cdot (\lambda / \lambda_0)^{0,08/\tau_A^{\lambda 0}}$. Используется основное положение метода Гордона: $I_{\text{в}}^{\lambda 0} = 0$.

Измеренный в надир коэффициент яркости системы «океан—атмосфера» может быть приближенно записан в виде [48, 1]

$$\rho = T_0(\rho_{\text{м}} + \rho_A + \rho_0). \tag{12}$$

Здесь

$$T_0 = T_{O_3}(1) \cdot T_{O_3}(\zeta),\ T_{O_3}(\zeta) = \exp(-\tau_{O_3}/\zeta),$$

$$\rho_M = 1/4\zeta\,[f_M(\cos(\pi/2 + \theta_0)) + \tilde{R} \cdot f_M(\cos\theta_0)]\tau_M \tag{13}$$

— коэффициент яркости рэлеевской атмосферы, включающий рэлеевскую атмосферную дымку и отраженное от поверхности излучение, рассеянное на молекулах воздуха; $\tilde{R} = T_{\text{п}}(1)R_f(0) + T_{\text{п}}(\zeta)R_f(\zeta)$; $T_{\text{п}}(\zeta) = \exp(-(\tau_M + \tau_A)/\zeta)$, где $R_f(\zeta)$ — коэффициент отражения Френеля; $\zeta = \cos\theta_0$; θ_0 — зенитный угол Солнца;

$$\rho_A = 1/4\zeta\,[f_A(\cos\pi/2 + \theta_0)) + \tilde{R} \cdot f_A(\cos\theta_0)] \cdot \tau_A \tag{14}$$

— коэффициент яркости аэрозольной атмосферы, учитывающий вклад аэрозольной дымки и отраженного от поверхности излучения, рассеявшегося на аэрозоле; $\rho_0 = r_0 \cdot T_{\text{п}}(1)$.

В [31] установлено, что для морского аэрозоля в точке $\lambda = \lambda_0$ = 0,745 мкм справедливо соотношение

$$f_A^{\lambda_0} = A(\gamma) + k_1 \cdot \tau_A^{\lambda_0} \cdot D(\gamma), \tag{15}$$

где $A(\gamma)$, $D(\gamma)$ — известные функции, заданные в таблице, $k_1 \simeq 5$.

Оригинальное соотношение (15) позволяет выразить $\tau_A^{\lambda_0}$ через измеряемые и вычисляемые величины. Пренебрегая $\rho_0^{\lambda_0}$, из (12)—(15) получаем

$$\tau_A^{\lambda_0} = b/2a - \sqrt{(b/2a)^2 + c/a}, \tag{16}$$

где

$$a = -[D(\pi/2 + \theta_0) + \tilde{R} \cdot D(\theta_0)],$$

$$b = A(\pi/2 + \theta_0) + \tilde{R} \cdot A(\theta_0),$$

$$c = T_0^{\lambda_0} \cdot \tau_M^{\lambda_0} \cdot [f_M(\cos(\pi/2 + \theta_0)) + f_M(\cos\theta_0)] - 4\zeta\rho^{\lambda_0}.$$

При выводе (16) в [31] допущены погрешности, по-видимому, незначительно меняющие результат, так как значения

$$r_0 = 1/T_0[\rho/T_{\text{п}} - \rho_M - \rho_A] \tag{17}$$

хорошо согласуются с натурными измерениями [68].

Метод Бадаева—Малкевича состоит в определении τ_A^λ, $\alpha_A(z)$, f_A^λ, r_0 по спутниковым измерениям в полосе кислорода λ_0 = 0,76 мкм и окне прозрачности 0,74 мкм [49, 69—72]. Для восстановления $\alpha_A(z)$ необходимо располагать несколькими измерениями в полосе 0,76 мкм. Как отмечается в [69], ошибка восстановления $\alpha_A(z)$ достигает 25, а в сложном профиле 50%. Реальная точность около 30% [49]. При постановке обратной задачи использовалось решение уравнения переноса в приближении однократного рассеяния. На другие участки спектра $\tau_A^{\lambda_0}$ и $f_A^{\lambda_0}$ оптимально экстраполируются. Погрешность экстраполяции при известных средних $\bar{\tau}_{\lambda_0}$ и $\bar{\tau}_{\lambda_i}$, коэффициентах корреляции $r_{\tau\tau}(\lambda_i, \lambda_0)$ и СКО ($\sigma_{\lambda_i}, \sigma_{\lambda_0}$) не превосходит 15 ... 20%. Для этого нужны статистические связи между τ_A^λ и осредненной по высоте индикатрисой рассеяния f_A^λ или индикатрисой яркости $\bar{\mu}^\lambda(\gamma)$, полученными по наземным измерениям.

Метод проверялся по замкнутой схеме при ошибках измерений $I^\lambda \sim 1 \ldots 3\%$ с учетом ошибок используемой информации [49], а также был опробован на данных с авианосителя [70], спутников «Интеркосмос-20, 21» [71, 72] и станции «Салют-7» [73]. В [71] приводятся сравнения восстановленных r_0, $C_{\text{хл}}$ с корабельными измерениями и показано, что ошибка восстановления $C_{\text{хл}}$ составляет 15 ... 20%, т.е. метод обеспечивает выявление 5—6 градаций планктона в морской воде.

К недостаткам метода следует отнести требование о наличии априорных статистических связей между τ_A^λ и f_A^λ. Для повышения надежности метода необходимо введение контрольных спектральных интервалов с целью оценки точности полученных результатов и сочетание аппаратуры высокой фотометрической точности типа МКС со сканерами высокого разрешения.

Атмосферная коррекция изображений суши

Коэффициент яркости земной поверхности является весьма информативной величиной, по значениям которой можно идентифицировать тип подстилающей поверхности, ее проективное покрытие растительностью и ряд других величин. Например, в [74] дана связь $\bar{q}$ с концентрацией гумуса $C_\text{г}$ в почве, позволяющая непосредственно связать I и $C_\text{г}$. Но в силу разнообразия естественных покровов, единой теории, связывающей коэффициенты яркости подстилающей поверхности с параметрами природных ресурсов, не существует, поэтому целью атмосферной коррекции остается вычисление $\bar{q}$, $q(\mathbf{r})$, $R_\text{п}(\mathbf{r}, \mathbf{s}, \mathbf{s}_0)$.

Метод Кауфмана. Рассмотрим способ определения τ_0, $\bar{q}$, ω_0 и H_A [34]. Предполагается, что изображение содержит границу раздела поверхностей с резко различающимися физическими свойствами. Индикатриса рассеяния считается заданной. Пусть $q^\pm$ — значения альбедо отражающей поверхности с обеих сторон границы раздела двух отражающих сред, $I(-\infty)$, $I(+\infty)$, $I(\pm 0)$ — значения I на удалении от границы раздела слева и справа и непосредственно вблизи от нее. Размеры области взаимного влияния радиационных образов природных «объектов $X_{0,5}$ и его амплитуда определяются равенствами

$$0{,}5 = \frac{I(X_{0,5}) - I(+0)}{I(+\infty) - I(+0)}, \tag{18}$$

$$A_c^\pm = \frac{I(\pm\infty) - I(\pm 0)}{I(\pm 0) - \bar{I}}. \tag{19}$$

В [34] получено выражение

$$I(\pm 0) = D + E/(1 - \bar{q}c_0)\,[\bar{q}\cdot A_0 + q^\pm T], \tag{20}$$

которое можно получить, строго воспользовавшись формализмом, развитым в [75]: $T = \exp(-\tau_0 / |\mu|)$, $A_0 = \Psi_0 - T_0$.

Амплитуды взаимного влияния справа и слева на основании (20) и формулы (2), в которой вместо $\bar{I}$, $\bar{q}$ нужно подставить $I(\pm\infty)$, $q^\pm$, совпадают и равны

$$A_c^\pm = \frac{A_0 \cdot T + q^\pm c_0}{1 - q^\pm c_0}. \tag{21}$$

Величины τ_0 и $q^\pm$ определяются итерационно.

1. Задаются f, $\omega_0 = 1$, $q^\pm = I(+\infty)\zeta S_\lambda$ — альбедо системы «Земля—атмосфера».

2. Вычисляются $I(\pm\infty)$ из экспериментальных данных, $A_c^\pm$ — из (19). Затем подбирается τ_0 так, чтобы выполнялось равенство (21).

3. Определяются $q^\pm$ по формуле (4), где вместо I подставлены $J(\pm\infty)$ и т.д.

Поскольку ω_0 влияет на результат восстановления $q^\pm$, то ω_0 можно вычислить, если известно одно из $q^\pm$. В [34] исходят из экспериментального соотношения $\omega_0 = (\tau_0 - 0{,}025)/\tau_0$, с помощью которого подгоняются ω_0 и τ_0. Сначала принимается $\omega_0 = 1$ и вычисляется τ_0 слева и справа от границы раздела ($\tau_0^\pm$). Новое значение ω_0 получается из указанного соотношения, куда подставляется среднее $\tau_0 = (\tau_0^+ + \tau_0^-)/2$. Процедура повторяется до сходимости τ_0 к своему пределу.

Таким образом, можно вычислять $\tau_0^{\pm}$, $q^{\pm}$ при заданном ω_0, либо τ_0, ω_0 и одно из $q^{\pm}$, если известно другое $q^{\pm}$. Методика проверялась на данных LANDSAT. Получена хорошая сходимость с данными подспутникового эксперимента. В [36] предложен другой способ определения ω_0. Показано, что от ω_0 сильно зависит значение $\bar{q}_c$, определяемое равенством $\rho_I - \bar{q}_0 = 0$ $(\rho_I = \bar{I} / \zeta S_\lambda)$. Оценить ω_0 можно, используя зависимости $\rho_I - \bar{q}$ от $\bar{q}$, построенные при различных ω_0.

Способ определения H_{A} справедлив при $\tau_0 > 0{,}2$ и основан на факте линейной зависимости $X_{0,5}$ от H_{A} [76]. Из (18) следует $I(X_{0,5}) = 0{,}5 \cdot [\bar{I}(+\infty) + \bar{I}(+0)]$, где $I(+\infty)$, $I(+0)$ — одномерные величины, не зависящие от H_{A}. Функция слева может быть вычислена с помощью [75, 8]. Подбирая $X_{0,5}$ для различных H_{A} так, чтобы выполнялось последнее равенство, получаем зависимость $X_{0,5}$-функции (H_{A}), которая и используется для получения H_{A}. Чтобы воспользоваться этой зависимостью, нужно по космическому снимку найти $I(X_{0,5})$, $X_{0,5}$, а затем — H_{A}-функцию $^{-1}(X_{0,5})$.

Угловой метод. Этот метод может быть применен к любому типу подстилающей поверхности, включая поверхность океана. Последние разработки углового метода связаны с применением точных представлений теории переноса излучения. В [18, 52, 53, 61, 77] использована схема наблюдения некоторого объекта с различных направлений, с которых в [78] зондируются различные объекты.

В кратком изложении алгоритм углового метода [52, 53] выглядит следующим образом:

1. Предполагается, что можно разделить среднюю яркость (2) и ее вариацию $\tilde{I} = I - \bar{I}$.

2. Оптические свойства атмосферы параметризованы $\mathbf{Y} = \{\bar{\mathbf{Y}}, H\}$, $\bar{\mathbf{Y}} = \{\tau_0, x_1\}$, где $x_1/3$ — средний косинус угла рассеяния; $\sigma(z) \simeq (\sigma_0^{\text{A}} + \sigma_0^{\text{M}})\exp(-z / H)$. В более сложных версиях f описывается большим количеством параметров.

3. Для определения $\bar{\mathbf{Y}}$ минимизируется функционал невязки $\Phi_{\bar{q},1,2,3}[\bar{\mathbf{Y}}] = (\bar{q}_1 - \bar{q}_2)^2 + (\bar{q}_1 - \bar{q}_3)^2$, где $\bar{q}_i = (\bar{I}_i - D)[E\Psi_{0,i} + c_0(\bar{I}_i^* - D_i)]^{-1}$, принимающий значение $\Phi_{\bar{q},1,2,3}[\bar{\mathbf{Y}}] = 0$ при $\bar{\mathbf{Y}} = \mathbf{Y}^*$, $i = 1, 2, 3$. Истинные значения параметров и зависимых от них величин здесь обозначены *. Как нетрудно заметить, альбедо поверхности исключается из уравнений относительно $\bar{\mathbf{Y}}$. Индексом i обозначены различные угловые измерения.

4. Значение H вычисляется путем обращения зависимости $\xi(H)$ в точке $H = H^*$, где $\xi = \xi(H)$ определяется из анализа $\tilde{I}$ с учетом аппроксимации $|\Psi| = [T + A_0(1 + \xi^2 |\mathbf{p}|^2)^{-1/2}]$.

В [52] показана устойчивость алгоритма к ошибкам измерений (до 3%) независимо от выбора начального приближения $\bar{\mathbf{Y}}^{(0)} = \{\tau_0^{(0)}, x_0^{(0)}\}$ в области изменения аргументов $W = \{(\tau_0, x_1) : \tau^{(1)} \le \tau_0 \le \tau^{(2)},.\ x_1^{(1)} \le x_1 \le x_1^{(2)}\}$. В [53] восстанавливался вектор $\mathbf{Y}' = \{\tau_0, x_1, g, d_0, d_1\}$, где параметры d_0, d_1 характеризуют индикатрису отражения подстилающей поверхности. Метод опробован в ходе численных экспериментов по замкнутой схеме.

По расчетам [78], зависимость I от τ_0 существенно сильнее, чем от f, поэтому индикатриса считается заданной. Это предположение позволяет сократить число искомых параметров. Использование в алгоритме закономерности переноса излучения замечены также в работах [34, 76]. Действительно, в [34, 76] показано, что H_{A} практически не оказывает влияния на яркость, усредненную по горизонтальным координатам. С другой стороны H_{A} пропорционален размеру $X_{0,5}$ непосредственно связанному с Ψ.

Заключение

В статье предложена классификация методов атмосферной коррекции. Отдельно рассмотрены наиболее разработанные методы, эффективность которых проверена в численных либо натурных экспериментах. Исследование методов атмосферной коррекции позволяет сформулировать общие принципы построения и рекомендации по усовершенствованию их.

Наряду с развитием технических средств измерений одной из прогрессивных тенденций является внедрение в алгоритмах атмосферной коррекции точных решений краевых задач теории переноса. Указанная теория позволяет установить следующие общие принципы решения обратных задач.

1. Величины q и $\mathbf{Y}$ могут быть восстановлены независимо. В угловом методе [61] это достигается путем исключения q при формулировке уравнений относительно $\mathbf{Y}$. При вариационном подходе [7] этот принцип выводится с применением линейной теории возмущений.

2. Задачи восстановления q и $\mathbf{Y}$ являются задачами со слабой нелинейностью. Причиной этого обстоятельства является почти линейная зависимость яркости излучения I от q [55, 15, 14] и $\mathbf{Y}$ [53].

3. Точное решение задачи о восстановлении альбедо, изотропно отражающей подстилающей поверхности при известном $\mathbf{Y}$, получено в работе [11].

Важной проблемой является оптимальная параметризация оптических свойств атмосферы и подстилающей поверхности. Она должна обеспечивать, во-первых, необходимую точность алгоритма атмосферной коррекции. Во-вторых, количество параметров не должно быть велико, причем каждый параметр должен быть независимым от остальных. и существенным с точки зрения модельного описания оптических свойств физической субстанции. Параметризация $\mathbf{Y} = \{\tau_{\text{A}}, \omega_0, v, g_1, g_2, H_{\text{A}}\}$ является близкой к оптимальной.

Целесообразность применения того или иного метода определяется структурой данных дистанционных измерений и свойствами подстилающей поверхности. Применение альтернативных методов, а также увеличение количества измерительных каналов, должно повышать надежность определения классов природных объектов. Поскольку различные методы применялись в неодинаковых атмосферно-оптических условиях с использованием различной измерительной аппаратуры, результаты представлены в различной форме, однозначно классифицировать методы по точности в настоящее время не представляется возможным. Поэтому одной из актуальных задач является исследование точности алгоритмов атмосферной коррекции в одинаковых условиях методом математического моделирования.

За рубежом распространение данных с природно-ресурсных спутников поставлено на коммерческую основу [79]. Спутниковая информация о природных ресурсах Земли и окружающей среды доступна как организациям, так и частным лицам стран Европы, Азии, Америки. Этим в значительной мере объясняется интернациональный характер исследований с привлечением данных со спутников серии NIMBUS и LANDSAT и тесная связь теоретических и прикладных работ. Атмосферная коррекция в ряде случаев является элементом технологической системы обработки данных.

1. Штурм Б.В. //Дистанционное зондирование в метеорологии, океанологии и гидрологии. М.: Мир, 1984. С. 157–185.
2. Robinson I.S. //Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 309. 1983. P. 415–432.
3. Tanis F.J., Jain S.C. //17 th Int. Symp. Remote Sens. Environ. Ann Arbor, Michigan. May. 1983. P. 923–935.
4. Gordon H.R., Morel A.Y. Remote assessment of Ocean colour for interpretation of satellite visible imagery. A reviev. New York etc.: Springer, 1983. 114 p.
5. Золотухин В.Г., Мишин И.В., Усиков Д.А. и др. //Исслед. Земли из космоса. 1984. № 4. С. 14–22.
6. Зуев В.Е., Кабанов М.В. Оптика атмосферного аэрозоля. Л.: Гидрометео- издат, 1987. 254 с.
7. Гермогенова Т.А. /ДАН СССР. 1985. Т. 285. № 5. С. 1091–1096.
8. Креков Г.М., Орлов В.М., Белов В.В. и др. Имитационное моделирование в задачах оптического дистанционного зондирования. Новосибирск: Наука, 1988. 127 с.
9. Соболев В.В. Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, 1972. 336 с.
10. Малкевич М.С., Мишин И.В. //Исслед. Земли из космоса. 1983. № 3. С. 105–112.
11. Золотухин В.Г., Усиков Д.А., Грушини В.А. //Исслед. Земли из космоса. № 3. С. 58–68.
12. Барыкин А. С., Козодеров В.В., Попов В.П. //Исслед. Земли из космоса. 1985. № 4. С. 78–85.
13. Антюфеев В.С., Керимли У.Т., Кудинов О.И. и др. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 5. С. 487–491.
14. Масленников М.В., Сушкевич Т.А. ред. Численное решение задач атмосферной оптики. М.: ИПМ им. М.В. Келдыша АН СССР. 1984. 234 с.
15. Джетыбаев Т.З., Мишин И.В., Мулдашев Т.З. //Оптика атмосферы. Т. 2. № 11. С. 1135–1140.
16. Иолтуховский А.А., Сушкевич Т.А., Стрелков С.А. Тестовые модели численного решения уравнения переноса. Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша АН СССР. 1988. № 150. 25 с.
17. Мишин И.В. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 12. С. 94–101.
18. Diner D.J., Martonchik J.V. //Appl. Optics. 1985. V. 24. № 21. P. 3503– 3511.
19. Lee T.Y., Kaufman Y.J. //IEEE Trans. Geos. Remote Sens. 1986. V. GE-24. № 5. P. 699–707.
20. Gordon H.R. //AppL Optics. 1978. T. 17. № 10. P. 1631–1636.
21. Deschamps P.Y., Herman M., Tanre D. //Appl. Optics. 1983. V. 22. № 23. P. 3751–3758.
22. Джетыбаев Е.О., Каргин Б.А. //Актуальные проблемы прикладной математики и математического моделирования. Новосибирск: Наука, 1982. С. 83–91.
23. Иолтуховский А.А., Сушкевич Т.А. Численный метод решения уравнения переноса для системы «атмосфера–океан». Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша АН СССР. 1986. № 9. 28 с.
24. Зуев В.Е., Креков Г.М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1986. 256 с.
25. Мак-Картни Э. Оптика атмосферы. М.: Мир, 1979. 421 с.
26. Quenzel H., Kaestner M. //Appl. Optics. 1980. V. 19. № 8. P. 1338–1344.
27. Guzzi R., Rizzi R., Zibordi G. //Appl. Optics. V. 26. № 15. P. 3043–3051.
28. Elterman L. //Report AFCRL-68-0153. Environ. Res. Papers. Bedford. 1968. 58 p.
29. Elterman L. //Appl. Optics. 1964. V. 3. № 6. P. 745–749.
30. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. Новосибирск: Наука, 1982. 198 с.
31. Халтурин В.И. //Дистанционное зондирование океана. Севастополь. 1982. С. 56–63.
32. Васильков А.П., Ершов О.Л., Судьбин А.И. //Исслед. Земли из космоса. 1986. № 1. С. 63–70.
33. Gordon H.R., Castano D.J. //Appl. Optics. 1987. V. 26. № 11. P. 2111–2122.
34. Kaufman Y.J., Joseph J.H. //J. Geoph. Res. 1982. V. 87. № C2. P. 1287–1299.
35. Васильков А.П., Ершов О.Л., Судьбин А.И. и др. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 6. С. 642–648.
36. Fraser R.S., Kaufman Y.J. //IEEE Trans. Geos. Remote Sens. 1985. V. 23. № 5. P. 625–633.
37. Ли М.Е., Паршиков С.В. //Оптика атмосферы. Л.: Изд-во ГОИ, 1984. С. 295–296.
38. Колесов А.К. Смоктий О.И. //Астрономический журнал. 1971. Т. 48. Вып. 8. С. 1013–1022.
39. Kattawar G.W. //JQSRT. 1975. V. 15. № 9. P. 839–849.

40. Саидомирский А.Б., Трифонова Г.И. //Изв. АН СССР. ФАО. 1972. Т. 8. № 6. С. 616–625.
41. Бадаев В.В., Козлов Е.М., Чернышев В.Н. //Изв. АН СССР. ФАО. 1976. Т. 12. № 9. С. 547–550.
42. Козодеров В.В. //Исслед. Земли из космоса. 1983. № 2. С. 65–75.
43. Головко В.А. //Труды ГосНИЦИПР. 1988. Вып. 30. С. 112–124.
44. Мулдашев Т.З., Султангазин У.М. //ЖВМ и МФ. Т. 26. № 6. С. 882–893.
45. Zibordi G., Maraccy G. //Int. J. Remote Sens. 1988. V. 9. № 12. P. 1881–1894.
46. Kaufman Y.J. //IEEE Trans. Geos. Remote Sens. 1988. V. 26. № 4. P. 441–450.
47. Марчук Г.И. //Космические исследования. 1964. Т. 2. Вып. 3. С. 462–477.
48. Viollier M., Tanre D., Deschamps P.Y. //Boundery–Layer Meteorol. 1980. V. 18. № 3. P. 247–267.
49. Бадаев В.В., Малкевич М.С. //Изв. АН СССР. ФАО. 1978. Т. 14. № 10. С. 1022–1030.
50. Малкевич М.С., Истомина Л.Г., Ховис Х. //Изв. АН СССР. ФАО. 1977. Т. 13. № 2. С. 153–163.
51. Лившиц Г.Ш., Сячинов В.И., Тем Э.Х. //Изв. АН СССР. ФАО. 1973. Т. 9. № 3. С. 311–313.
52. Булычев Е.В., Мишин И.В. //Изв. АН СССР. ФАО. 1986. Т. 22. № 12. С. 1322–1323.
53. Булычев Е.В., Мишин И.В. //Атмосферная радиация и актинометрия. Томск. 1988. С. 26–31.
54. Switzer P., Kowalik W.S., Lyon R.J.P. //Photogr. Eng. Remote Sens. 1981. V. 46. № 10. P. 1470–1476.
55. Асмус В.В., Спиридонов Ю.Г., Тищенко А.П. //Исслед. Земли из космоса. 1980. № 4. С. 59–68.
56. Gordon H.R., Clark D.K., Mueller J.L. at al. //Science. 1980. V. 20. № 4465. P. 63–66.
57. Mc Cormick N.J., Veeder J.A.R. //J. Math. Phys. 1978. V. 19. № 5. P. 994–998.
58. Казаков А.Я. //Вестник ЛГУ. 1982. № 10. С. 88–91.
59. Viera Dias L.A., Dos Santos J.R., Formaggio A.R. //Mach. Proc. Remotely Sens. Date Symp. 1983. P. 41–45.
60. Головко В.А. //Дистанционное зондирование Земли со спутника «Метеор-Природа». Л. Гидрометеоиздат, 1985. С. 120–127.
61. Булычев Е.В., Мишин И.В. //Изв. вузов, Геодезия и аэрофотосъемка. 1989. № 4, С. 68–78.
62. Smith R.C., Wilson W.H. In oceanology from space. New York and London: Plenum Press, 1981. P. 231–294.
63. Оптика океана. М.: Наука, 1983. 236 с.
64. Tassan S. //15th Int. Symp. Remote Sens. Environ. Ann Arbor, Michigan. 1981. P. 577–586.
65. Gordon H.R., Clark D.K. //Appl. Optics. 1981. V. 20. № 24. P. 4175–4180.
66. Smith R.G., Wilson W.H. Symp. on oceanography from space. Venice, Italy. 1980. May. P. 26–30.
67. Халтурин В.И. //Тезисы докладов 3-го Всес. совещ. по атмосферной оптике и актинометрии. 1983. Т. 2. С. 90–92.
68. Халтурин В.И., Урденко В.А., Афонин Е.И. //Оптика моря и атмосферы. Л.: Изд-во ГОИ, 1984. С. 251–252.
69. Бадаев В.В., Козлов Е.М. //Изв. АН СССР, ФАО. 1980. Т. 16. № 5. С. 542–545.
70. Малкевич М.С., Бадаев В.В. //Исслед. Земли из космоса. 1981. № 4. С. 45–53.
71. Бадаев В.В., Малкевич М.С., Пизик Б. и др. //Исслед. Земли из космоса. 1985. № 5. С. 18–29.
72. Малкевич М.С., Циммерман Г. //Исслед. Земли из космоса. 1989. № 2. С. 3–11.
73. Zimmerman G., Badaev W.W., Malkevich M. S. et al. //Acta Actronautica. 1985. V. 12. № 7/8. P. 475–483,
74. Кондратьев К.Я., Козодеров В.В., Федченко П.П. Аэрокосмические исследования почв и растительности. Л.: Гидрометеоиздат, 1986. 231 с.
75. Мишин И.В., Сушкевич Т.А. //Исслед. Земли из космоса. 1980. № 4. С. 69–80.
76. Mekler Y., Kaufman Y.J. //J. Geoph. Res. 1980. V. 85. P. 4067–4079.
77. Журкин И.Г., Бирюков Ю.Л., Семов А.М. //Изв. вузов. Геодезия и аэрофотосъемка. 1985. № 3. С. 75–79.
78. Иолтуховский А.А. О постановке и решении обратной задачи атмосферной оптики. Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша АН СССР. 1988. № 84. 23 с.
79. Геодезия, аэрофотосъемка, картография. Зарубежный опыт. Сер. Получение, обработка и использование космической информации. 1988. Вып. 1–4.

I.V. Mishin. **Methods of Atmospheric Correction of the Optical Remote Measurements Data.**

The atmospheric correction of remotely sensed data is defined as a process of the current atmospheric optical parameters restoration with consequential inverting of optical transmittance operator, thus turning the underlying surface reflectance into the upward radiance. The ocean and terrain images' atmospheric correction methods are proposed to be classified on the basis of numerical methods as well as angular, spectral, variational etc. The general description of every class is given. The best worked-out methods are observed separately. The atmospheric optical qualities para- metirization problem is discussed. In conclusion the general outlines of atmospheric correction algorithm are presented.