

И.Э. Наац

### К ТЕОРИИ ОПТИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА СИСТЕМЫ АТМОСФЕРА — ПОДСТИЛАЮЩАЯ ПОВЕРХНОСТЬ

В работе дается общий анализ информационных возможностей оптического зондирования системы «атмосфера — подстилающая поверхность», осуществляемого на основе спектральных фотометрических измерений интенсивностей рассеянного света для семейства линий визирования. Показано, что в подобном оптическом эксперименте определение функции распределения спектрального альbedo по поверхности может быть сведено к численному решению линейных интегральных уравнений первого рода типа Вольтерра. Для двух вариантов геометрических схем зондирования построены выражения для расчета ядер соответствующих интегральных уравнений.

Настоящее исследование продолжает работу автора [1] по теории оптического мониторинга атмосферы как рассеивающей среды в предположении сферической однородности поля ее оптических характеристик. Как и ранее, понятие мониторинга связывается с оперативным контролем оптического состояния атмосферы средствами наземного и космического зондирования и распространяется теперь на систему «атмосфера — подстилающая поверхность». Основное внимание в работе уделяется дистанционному определению спектрального альbedo подстилающей поверхности путем решения обратной атмосферно-оптической задачи, для которой исходной информацией служат фотометрические орбитальные измерения диффузно-рассеянного солнечного света в окнах прозрачности атмосферы. Приводимый ниже формульный материал, как правило, представлен в виде, удобном для непосредственных вычислений, и может служить основой для создания алгоритмов обработки экспериментальной информации и решения задач численного моделирования.

Будем полагать, что с помощью орбитальных фотометров осуществляется измерение интенсивности диффузно-рассеянного света в окнах прозрачности вдоль скользящих линий визирования (рис. 1). В соответствии с этим в каждой точке наблюдения  $D$ , движущейся по орбите высотой  $H$ , оптическая ось приемника направлена по касательной к подстилающей поверхности  $S$ , и исходная оптическая информация представлена массивом данных  $\{I_{ij} = I(\lambda_i, D_j)\}$  ( $i = 1, \dots, n; j = 1, \dots$ ), где  $\lambda_i$  — длина волны  $i$ -го спектрального канала. Как и обычно в теории многочастотного оптического зондирования обращение этих данных может быть осуществлено путем решения соответствующих систем функциональных уравнений [2]. Разумеется, геометрические схемы зондирования могут быть отличными от той, которая представлена на рис. 1. В частности, можно рассматривать такую процедуру измерений, когда линии визирования образуют семейство параллельных направлению оси  $X$  (рис. 1) и т.п.

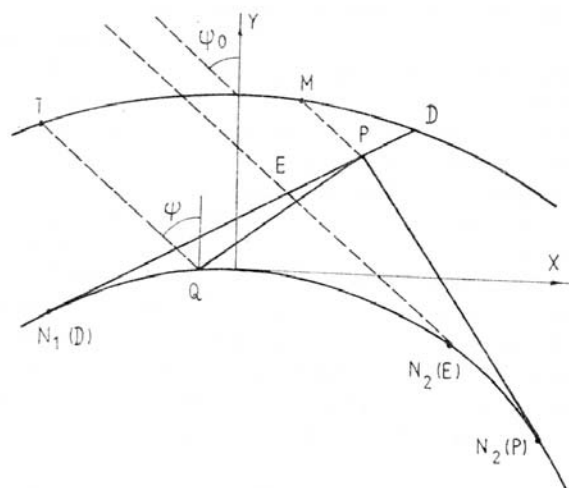


Рис. 1. Геометрическая схема зондирования для семейства линий визирования, касательных к поверхности

Информационные возможности такой геометрической схемы зондирования подробно изучались в монографии [3], в том разделе, где речь шла об оптическом мониторинге системы «атмосфера — подстилающая поверхность». Функциональные уравнения, которые предстоит нам вывести ниже, заметно отличаются от тех, которые присущи теории многочастотного касательного зондирования [3],

а следовательно, отличны и их информационные возможности. Как будет показано, для рассматриваемой геометрической схемы (рис. 1) функциональные уравнения в большей степени обусловлены относительно функций, описывающих распределение спектрального альбеда подстилающей поверхности.

Интенсивность диффузно-рассеянного света  $I(D)$  в точке наблюдения  $D$  для любой из длин волн  $\lambda_i$  и которые ниже будем опускать в целях упрощения записи выражений, представляется следующим интегралом:

$$I(D) = \int_{N_1(D)}^D \check{R}(P, \hat{r}_D) + \hat{R}(\omega, P, \hat{r}_D) \exp\{-\tau(\overline{PD})\} dI(P). \quad (1)$$

Функция  $\check{R}(P, \hat{r}_D)$  определяет интенсивность солнечного света, достигающего линии  $\overline{N_1D}$  в точке  $P$ , и рассеянного затем в направлении точки  $D$ . Последнее обстоятельство подчеркивается ее зависимостью от единичного вектора  $\hat{r}_D$ , направление которого совпадает с направлением отрезка  $\overline{N_1D}$ . Луч  $\overline{N_1D}$  касателен к поверхности  $S$ , и поэтому положение точки  $N_1$  в системе  $OXY$  однозначно определяется положением точки  $D$ , что и фиксируется записью  $N_1(D)$ . В предположении однократного рассеяния выражение для этой функции имеет вид

$$\check{R}(P, \hat{r}_D) = c(\lambda) \exp\{-\tau(\overline{MP})\} D_{11}(P, \vartheta(\overline{MP}, \overline{PD})), \quad (2)$$

где  $D_{11}(P, \theta)$  – коэффициент направленного светорассеяния единичного объема атмосферы в окрестности точки  $P$  для угла  $\theta$ , заключенного между двумя направленными отрезками  $\overline{MP}$  и  $\overline{PD}$  (рис. 1). Как в первом, так и во втором случаях функция  $\tau$  есть оптическая толщина атмосферы в направлении указанного отрезка.

Вторая составляющая функции источника  $\hat{R}$  связана с отражением света от подстилающей поверхности  $S$ . Для рассматриваемой схемы зондирования в приближении однократного рассеяния имеем

$$\hat{R}(\omega, P, \hat{r}_D) = \int_{\omega(Q)} \omega(Q) A(Q, P, \hat{r}_D) dI(Q), \quad (3)$$

где  $\omega(Q)$  – функция, характеризующая распределение альбеда подстилающей поверхности

$$A(Q, P, \hat{r}_D) = \sin \Psi(Q) D_{11}(P, \xi(\overline{QP}, \overline{PD})) \exp\{-\tau(\overline{QP})\}, \quad (4)$$

а область интегрирования по переменной  $Q = (x_Q, y_Q)$  определяется следующими неравенствами:

$$N_1(D) \leq Q \leq N_2(P) \quad \text{при} \quad N_1(D) \leq P \leq E, \quad (5a)$$

$$N_1(D) \leq Q \leq N_2(E) \quad \text{при} \quad E < P \leq D. \quad (5b)$$

В сферически однородной атмосфере оптические характеристики  $\tau$  и  $D_{11}$  являются функциями только высоты  $z$ , и поэтому все интегралы являются одномерными. При этом любую из функций типа  $\tau(\overline{PD})$  можно однозначно выразить через распределение  $\tau(z)$ . Совокупность выражений (1–5) в полной мере определяет функциональную зависимость между оптическими характеристиками атмосферы  $\tau(z)$  и  $D_{11}(z)$ , подстилающей поверхности  $\omega(Q) = \omega(x_Q)$  и измеряемой интенсивностью  $I(D)$ . С их помощью можно сформулировать соответствующие обратные оптические задачи теории дистанционного зондирования. В соответствии со структурой выражения (1) в интенсивности  $I(D)$  можно выделить две составляющие  $\check{I}$  и  $\hat{I}$  и переписать его следующим образом:

$$I(D) = \check{I}[\tau, D] + \hat{I}[\tau, \omega, D]. \quad (6)$$

Использование квадратных скобок в последнем выражении подчеркивает то обстоятельство, что первая составляющая  $\check{I}$  является функционалом от распределения  $\tau(z)$ , а  $\hat{I}$  – от  $\tau(z)$  и  $\omega(Q)$  соответственно. В распределении  $\omega(Q)$  переменная точка  $Q = (x_Q, y_Q)$  движется по поверхности  $S$ . Напомним, что поскольку рассматривается вариант многочастотного зондирования, то при интерпретации вполне определены функциональные связи между  $\tau(\lambda, z)$  и  $D_{11}(\lambda, z)$ , реализуемые посредством оптических

операторов взаимного перехода  $W_{D\tau}^{(a)}$  и  $W_{zD}^{(a)}$  теории светорассеяния полидисперсными системами частиц [2, 4]. Доопределение функционального уравнения (6) уравнением  $D_{11} = W_{D\tau}\tau$ , где  $\tau$  — функция  $\lambda$ , избавляет от необходимости априорного задания индикатрис рассеяния при интерпретации данных многочастотного зондирования и, естественно, повышает надежность получаемых результатов. Поэтому в выражении (6) при обращении  $I(\lambda, D)$  неизвестными следует считать два распределения  $\tau(z)$  и  $\omega(Q)$ . В тех случаях, когда спектральный ход альбедо  $\omega(\lambda, Q)$  можно задать априори с надлежащей точностью, функциональное уравнение (6) вполне определено относительно неизвестной характеристики  $\tau(\lambda, z)$ . Подобные ситуации имеют место, когда, например, зондирование осуществляется над поверхностью океана и отражением солнечного света от поверхности можно пренебречь, т. е. считать  $\omega \approx 0$ . Обратная оптическая задача в этом случае сводится к решению нелинейного интегрального уравнения. Методы численного решения подобных уравнений излагались ранее в работах [3, 5]. Однако для рассматриваемой геометрической схемы все же более интересным является определение  $\omega(\lambda, Q)$  при известном профиле  $\tau(z)$ . В этом случае функциональное уравнение (6) сводится к линейному интегральному уравнению первого рода Вольтеррового типа относительно распределения  $\omega(Q)$ . Линейность обращаемого функционального уравнения влечет однозначность его численного решения. Кроме того, оно лучше обусловлено, нежели уравнение в альтернативной обратной задаче, когда определяется функция  $\tau(z)$ . Все это дает основание сделать важный в практическом отношении вывод: определение спектрального хода альбедо подстилающей поверхности  $\omega(\lambda, Q)$  как обратная оптическая задача более адекватна геометрической схеме зондирования по скользящим трассам, поскольку ведет к более эффективному использованию измерительной информации. Что же касается синхронного определения профиля  $\tau(z)$ , то оно может быть выполнено методами многочастотного лазерного зондирования. Этот аспект теории оптического мониторинга обсуждался в предыдущей работе автора [1].

Приведем краткий вывод интегрального уравнения для интерпретации  $I(\lambda, D)$  и определения  $\omega(\lambda, Q)$ . Для того чтобы аналитические построения были более ясными и удобными для вычислений, придадим им дискретную форму. С этой целью представим атмосферу  $m$  последовательными слоями, границы которых заданы точками  $(z_l, l = 1, \dots, m)$ . В пределах каждого интервала разбиения  $\Delta_l = (z_l, z_{l+1})$ , длина которого ниже будет обозначаться через  $\Delta_l(z) = z_{l+1} - z_l$ , считаем коэффициент ослабления  $\beta_{ex}(z)$  неизменным и равным значению  $\bar{\beta}_{ex,l} = \Delta_l(\tau) / \Delta_l(z)$ . Это эквивалентно тому, что профиль  $\tau(z)$  в нижеследующих построениях будет представлен ступенчатой функцией (гистограммой). Опуская в дальнейшем достаточно простые, но громоздкие аналитические построения, приведем в окончательном виде основные расчетные соотношения.

Так, для функции  $\hat{R}(P, \hat{\mathbf{r}}_D)$  имеет место следующий суммационный аналог на дискретном наборе точек  $P_k$  и  $D_j$  ( $k = 1, \dots, m; j = 1, \dots$ )

$$\hat{R}_{jk} = c(\lambda) D_{jk} \exp \left\{ - \sum_{l=k}^m \Delta_l(\tau) \Psi_{kl}^{(0)} \right\}, \quad (7)$$

где  $c(\lambda)$  — солнечная постоянная, а через  $D_{jk}$  обозначены значения  $D_{11}(P, \theta(\hat{\mathbf{r}}_{MP}, \hat{\mathbf{r}}_D))$  в указанных выше точках. Числа  $\Psi_{kl}^{(0)}$  определяются только геометрией схемы зондирования и рассчитываются по формуле

$$\Psi_{kl}^{(0)} = \Phi(z, \Psi_0, P) \Big|_{z=z_l}^{z=z_{l+1}} / \Delta_l(z). \quad (7a)$$

Появление функций типа  $\Phi(z, \Psi_0, P)$  в расчетных формулах связано с необходимостью перехода от дифференциалов вида  $dI(P)$ , берущихся по соответствующим направленным отрезкам, к дифференциалу  $dz$  — по радиальному лучу. Поскольку уравнение любого луча, в том числе и  $\overline{N_1 D}$ , записывается в виде  $Ax + By + C = 0$ , то в общем случае имеет место формула

$$\Phi(z, A, B, C) = [(z+r)^2 - (r^2 + C^2/A^2) + \cos^2 \varphi (r + BC/A^2)^2]^{1/2}. \quad (8)$$

Коэффициенты  $A, B, C$  определяются тем, как задан рассматриваемый отрезок в системе координат  $OXY$ . В частности, в (7a) отрезок  $\overline{MP}$  определяется направлением падающих солнечных лучей  $\Psi_0$  (рис. 1) и положением точки  $P$  на луче  $\overline{N_1 D}$ . Ясно, что для этого луча коэффициенты  $A, B, C$  — функции  $\Psi_0$  и координат точки  $P$ . Выражение (7a) фиксирует это обстоятельство. По аналогии можно записать

$$\tau(\overline{PD}) = \sum_{l=\kappa}^m \Delta_l(\tau) \Psi_l, \quad (9a)$$

$$\Psi_l = \Phi(z) \Big|_{z=z_l}^{z=z_{l+1}} \Delta_l(z), \quad (9б)$$

$$dl(P) = \Psi_l \Delta_l(z). \quad (9в)$$

Построение суммационных аналогов для  $I[\omega, \tau, D]$  несколько сложнее в силу зависимости пределов интегрирования от геометрических параметров схемы зондирования. В связи с делением области  $\Omega(Q)$  на две подобласти удобно в  $I$  выделить две составляющие, записав их в виде

$$\hat{I}_1 = \frac{c(\lambda)}{2\pi} \int_{N_1(D)}^E dl(P) \int_{N_1(D)}^{N_2(P)} \omega(Q) A(P, Q, D) dl(Q); \quad (10a)$$

$$\hat{I}_2 = \frac{c(\lambda)}{2\pi} \int_E^D dl(P) \int_{N_1(D)}^{N_2(E)} \omega(Q) A(P, Q, D) dl(Q); \quad (10б)$$

где теперь  $A(P, Q, D) = \sin \Psi(Q) D_{11}(P, \xi) \exp\{-\tau(\overline{QPD})\}$ . Соответствующие дискретные аналоги записываются следующим образом:

$$\hat{I}_{1j} = \frac{c(\lambda)}{2\pi} \sum_{\kappa=0}^{\kappa E} \Psi_{\kappa} \Delta_{\kappa}(z) \sum_{\nu=\nu_1}^{\nu_{2\kappa}} \omega_{\nu} A_{j\kappa\nu} \Delta_{\nu}(l_Q), \quad (11a)$$

$$\hat{I}_{2j} = \frac{c(\lambda)}{2\pi} \sum_{\kappa=\kappa E}^m \Psi_{\kappa} \Delta_{\kappa}(z) \sum_{\nu=\nu_1}^{\nu_{2E}} \omega_{\nu} A_{j\kappa\nu} \Delta_{\nu}(l_Q), \quad (11б)$$

$$A_{j\kappa\nu} = D_{j\nu} \exp \left\{ - \left( \sum_{l=0}^m \Delta_l(\tau) \Psi_{\nu l}^{(0)} + \sum_{l=0}^{\kappa} \Delta_l(\tau) \Psi_{\kappa l \nu} + \sum_{l=\kappa}^m \Delta_l(\tau) \Psi_l \right) \right\}.$$

Пределы суммирования в (11) определяются пределами интегрирования в (10) с учетом перехода к дискретным сеткам по высоте  $z$  и длине дуги  $l_q$  на поверхности  $S$ . Расчетные соотношения (11) могут использоваться при решении так называемых прямых задач. Для формулировки обратной задачи необходимо в выражении (10) поменять порядок интегрирования. Опуская соответствующие построения, запишем окончательные выражения

$$\hat{I}_1 = \frac{c(\lambda)}{2\pi} \int_{N_1(D)}^{N_2(E)} \omega(Q) dl(Q) \int_{N_1(D)}^{M_2(Q)} A(P, Q, D) dl(P); \quad (12a)$$

$$\hat{I}_2 = \frac{c(\lambda)}{2\pi} \int_{N_1(D)}^{N_2(E)} \omega(Q) dl(Q) \int_E^D A(P, Q, D) dl(P). \quad (12б)$$

При выводе (12) использованы координатные преобразования взаимосвязанных точек на касательных лучах к подстилающей поверхности, т.е. преобразования

$$P \rightarrow N_2(P), \quad \text{где} \quad N_2 \in S,$$

$$Q \rightarrow M_2(Q), \quad \text{где} \quad M_2 \in \overline{N_1 D}.$$

Заметим, что  $M_2(N_2(P)) \equiv P$  и  $N_2(M_2(Q)) \equiv Q$ , т.е. указанные преобразования взаимно однозначны (техника их численного построения изложена в работе [3]). Построение суммационных аналогов для интегралов в (12) приводит к искомой линейной системе относительно вектора  $\omega = \{\omega_{\nu} = \omega(Q_{\nu})\}$ , а именно где

$$\sum_{\nu=\nu_1}^{\nu_{2E}} q_{j\nu} \omega_{\nu} = 2\pi \hat{I}_j, \quad j = 1, \dots, \quad (13)$$

где

$$q_{jv} = \sin \Psi(Q_v) \Delta_v(l_Q) \left\{ \sum_{k=0}^{k_{2v}} A_{j k v} \Psi_k \Delta_k(z) + \sum_{k=k_E}^m A_{j k} \Psi_k \Delta_k(z) \right\}.$$

Значения интенсивностей в правой части (13) нормированы на величину  $c(\lambda)$ . Напомним, что положения точек  $N_1(D)$  и  $E$  на линии визирования  $\overline{N_1 D}$  зависят от положения точки наблюдения  $D$  в системе  $OXY$ , в силу чего пределы суммирования в (13), а именно значения  $v_1$  и  $v_{2E}$ , зависят также от индекса  $j$ . Следовательно, интегральное уравнение, для которого (13) является алгебраизованным аналогом, есть уравнение типа Вольтерра, которое в общем виде записывается как

$$\int_{\Omega(D)} K(D, Q) \omega(Q) dl(Q) = \hat{I}(D). \quad (14)$$

Искомая функция  $\omega(Q)$  всюду является положительной, и для обращения (14) можно использовать методы, изложенные ранее в работе [5].

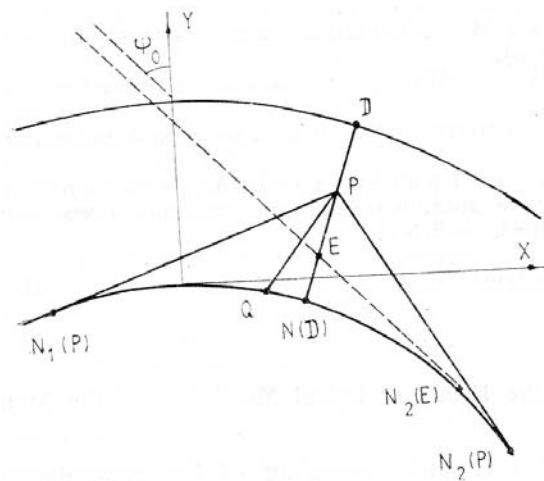


Рис. 2. Схема зондирования системы «атмосфера – подстилающая поверхность» по радиальным направлениям

В завершение теории оптического зондирования подстилающей поверхности на основе явления светорассеяния в системе «атмосфера – подстилающая поверхность» рассмотрим еще один вариант геометрической схемы эксперимента, в котором линии визирования направлены по радиальным лучам (рис. 2). Все исходные выражения практически остаются без изменения. Теперь, правда,  $\Psi_l \equiv 1$  для всех  $l$ , и область интегрирования  $\Omega(Q)$  в интегралах (12) разбивается на следующие подобласти:

$$N_1(P) \leq Q \leq N_2(P) \quad \text{при} \quad N(D) \leq P \leq E, \quad (15a)$$

$$N_1(P) \leq Q \leq N_2(E) \quad \text{при} \quad E < P \leq D. \quad (15b)$$

Интегральные представления для компонент  $\hat{I}_1$  и  $\hat{I}_2$ , аналогичные выражениям (12 а, 12 б), принимают теперь следующую форму:

$$\hat{I}_1 = \frac{c(i)}{2\pi} \left\{ \int_{N_1(E)}^{N_1(D)} \omega(Q) dl(Q) \int_E^{M_1(Q)} A(P, Q, D) dl(P) + \int_{N_1(D)}^{N_2(E)} \omega(Q) dl(Q) \int_{N_1(D)}^{M_2(Q)} A(P, Q, D) dl(P) \right\}; \quad (16a)$$

$$\hat{I}_2 = \frac{c(i)}{2\pi} \int_{N_1(D)}^{N_1(E)} \omega(Q) dl(Q) \int_D^{M_1(Q)} A(P, Q, D) dl(P). \quad (16b)$$

Вводя индексы  $v_{jk}$  и  $v_{2k}$ , связанные с точками подстилающей поверхности  $N_1(P)$  и  $N_2(P)$ , и индексы  $k_{1v}$  и  $k_{2v}$ , соответствующие точкам на секущей  $\overline{ND}$ , а именно  $M_1(Q)$  и  $M_2(Q)$ , по аналогии с (13) можно записать еще один алгебраизованный вариант интегрального уравнения (14). Изложенная теория относится к случаю однократного рассеяния. Эффекты многократного рассеяния могут быть учтены согласно рекомендациям работы [6].

1. Наац И. Э. К теории оптического мониторинга атмосферы. — Оптика атмосферы, 1988, № 1.
2. Наац И. Э. Теория многочастотного лазерного зондирования атмосферы. — Новосибирск: Наука, 1980. — 157 с.
3. Зуев В. Е., Наац И. Э. Обратные задачи оптики атмосферы. — Л.: Гидро-метеоиздат (в печати).
4. Наац И. Э. — В кн.: Лазерное зондирование атмосферы. — М.: Наука, 1976, с. 3—10.
5. Наац И. Э. Метод обратной задачи в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1986. — 198 с.
6. Кондратьев К. Я., Григорьев А. А., Покровский О. Н., Шалина Е. В. Космическое дистанционное зондирование атмосферного аэрозоля. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983. — 216 с.

Институт оптики атмосферы  
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию  
5 января 1988 г.

**I. E. Naats. On the Theory of Optical Monitoring of the Atmosphere—Underlying Surface System.**

The capabilities of the optical sounding of the atmosphere—underlying surface system from the point of view of the information provided is analysed. The technique is base on the spectral photometric measurements of the backscattered light intensities for a family of sighting lines. Experimentally it is shown that the determination of the function of albedo distribution is amounted to numeric solution of linear Volterra integral equations of first type. The expressions for kernel calculations of the corresponding integral equations are derived for two geometric sounding schemes.