

ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

doi: 10.51639/2713-0568_2023_3_1_44

УДК 501.508, 551.510

ГРНТИ 29.31.26, 76.13.15

ВАК 1.3.6, 2.2.6

Интерпретация измерительной информации в оптико-физических измерениях

Кугейко М. М.

*Белорусский государственный университет
220030, Беларусь, г. Минск, пр-т Независимости 4*

e-mail: kugeiko@bsu.by

В обзоре рассмотрены проблемы интерпретации измерительной информации оптико-физических измерений в аэродисперсных средах (атмосфера). Показаны возможности повышения точности известных методов: за счёт исключения «краевого эффект» в методе асимптотического сигнала; коррекции регистрируемых сигналов на степень изменения качественного состава среды; установления опорных значений (локальных, интегральных) из самих измеряемых сигналов. Рассмотрены и оценены возможности регрессионного подхода в решении обратных задач оптики рассеивающих сред как при интерпретации сигналов обратного рассеяния относительно оптических, так и при определении микрофизических характеристик из измеряемых оптических характеристик. Оценки проводились как для результатов, полученных экспериментально, так и путём численного моделирования.

Ключевые слова: оптико–физические измерения, сигналы обратного рассеяния, атмосфера, аэрозоль, интерпретация измерительной информации, оптические характеристики, микрофизические параметры аэрозоля, обратные задачи, регрессионный подход для решения обратных задач.

1 Введение

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию аэродисперсных систем, в которых частицы в твёрдой или жидкой фазе (аэрозоли) рассеяны в газовой среде. В частности, к таким средам относится атмосфера, составляющая важнейшую роль в обеспечении жизнедеятельности человека. Контроль содержания аэрозоля, газовых компонент в атмосфере требует знания её оптических (коэффициенты рассеяния, ослабления, индикатрисы рассеяния и т. п.) и микрофизических (концентрация, распределения частиц по размерам, модальный радиус, показатель преломления и т. п.) характеристик.

Высокая эффективность анализа рассеивающих сред достигается с использованием оптических методов исследования. Использование оптических методов светорассеяния и поглощения позволяет, не искажая свойства среды и обеспечивая объективность получения данных о её дисперсном составе, определять и динамику изменения состояния исследуемого объекта. Известные в настоящее время базисные, нефелометрические

методы определения оптических и микрофизических характеристик, позволяющие проводить локальные измерения, не отвечают требованиям по оперативности, дистанционности и возможностям применения [1–5]. Наиболее значимыми для глобального мониторинга окружающей среды являются лазерно-локационные (лидарные) методы, обладающие только что отмеченным требованиям [6–8].

2 Лазерно–локационные методы определения оптических характеристик атмосферы

Определение пространственно–временной структуры оптических характеристик атмосферы (коэффициентов ослабления и обратного рассеяния) по данным лазерно–локационных (лидарных) измерений основывается на решении уравнения лазерной локации, которое при равенстве длин волн посылаемого и принимаемого излучения можно представить в виде [6–8]:

$$P(r) = Ar^{-2}T^2(0, r_0)\sigma_{\pi}(r)\exp\left\{-2\int_{r_0}^r \varepsilon(x)dx\right\}, \quad (1)$$

где A – аппаратная константа, $\sigma_{\pi}(r) = \varepsilon(r)g_{\pi}(r)$ – объемный коэффициент обратного рассеяния ($\text{м}^{-1}\text{ср}^{-1}$); $g_{\pi}(r)$ – индикатриса рассеяния в направлении назад (ср^{-1}); $\varepsilon(r)$ – объемный коэффициент ослабления атмосферы (м^{-1}) на текущей дальности r , учитывающий потери и за счет поглощения, и за счет рассеяния, т. е. $\varepsilon(r) = k(r) + \sigma(r)$, где k и σ – коэффициенты поглощения и рассеяния в точке r ; r_0 – минимальное расстояние от лидара, на котором достигается полное перекрытие поля зрения приемника и посылаемого лазерного импульса (участок трассы $[0, r_0]$ называется теневой зоной лидара); $T^2(0, r)$ – двухпроходная функция пропускания для дальности r , соответствующая экспоненциальному ослаблению по закону Бера-Ламберта. Последняя связана с оптической толщиной соотношением

$$T(0, r) = \exp\{-\tau(0, r)\} = \exp\left\{-\int_r^r \varepsilon(x)dx\right\},$$

где $\tau(0, r)$ – оптическая толщина слоя атмосферы на расстоянии от 0 до произвольной точки r исследуемой трассы. Уравнение лазерной локации (1) является уравнением в приближении однократного рассеяния. Возможно как аналитическое, так и численное решение уравнения (1) [8–11].

Аналитические методы решения уравнения лазерной локации

Для аналитического решения уравнения (1) относительно профилей коэффициента ослабления или обратного рассеяния оно обычно сводится к дифференциальному уравнению Бернулли, с последующим интегрированием при некоторых граничных условиях [11–13]:

$$\frac{d[\ln(S(r))]}{dr} = \frac{1}{\sigma_{\pi}(r)} \frac{d\sigma_{\pi}(r)}{dr} - 2\varepsilon(r), \quad (2)$$

где вид функции $S(r)$ определяется используемым предположением о связи между коэффициентами полного $\sigma(r)$ обратного рассеяния $\sigma_{\pi}(r)$. Так для решения Клетта, эта связь задается следующим соотношением [14–15]

$$\sigma_{\pi}(r) = k_1[\sigma(r)]^{k_2},$$

где k_1 и k_2 – постоянные. Тогда для чисто рассеивающей среды ($\varepsilon(r)=\sigma(r)$) выражение (1) можно переписать в следующем удобном для практического использования виде

$$S(r) = C [\varepsilon(r)]^{k_2} \exp \left[-2 \int_0^r \varepsilon(x) dx \right] \quad (3)$$

Здесь функция $S(r) = P(r)r^2$, называемая S -функцией, скорректированный на квадрат расстояния сигнал обратного рассеяния. Параметр, $C = AT^2(0, r_0)k_1$ называется постоянной S -функции. При таком подходе параметр k_1 соотношения является одним из множителей постоянной S -функции, определяемой в соответствии с выбранными граничными условиями. Многочисленные исследования показывают, что в довольно широком диапазоне помутнений – от слабых до сильных дымок, параметр k_2 в среднем близок к 0,7; однако в тоже время во многих случаях наблюдаются сильные отклонения от этого значения. Поэтому при экспериментальных исследованиях, когда исследователи вынуждены задавать параметр k_2 априорно, его обычно для простоты принимают равным единице и неизменным по трассе зондирования (что равносильно предположению о постоянстве индикатрисы обратного рассеяния $g_\pi(r)$).

Решение (2) имеет вид:

$$\varepsilon(r) = [S(r)]^{1/k_2} \left[C_k - \frac{2}{k_2} \int_{r_k}^r [S(r')]^{1/k_2} dr' \right]^{-1}, \quad (4)$$

где C_k – постоянная интегрирования (или константа калибровки), r_k – произвольная точка из интервала $[r_0, r_{max}]$.

Выбор частного решения из параметрического семейства (4) определяется обеспеченностью лидарного эксперимента априорной информацией. Так, значение $\varepsilon(r_k)$ может быть известно в начальной точке трассы зондирования r_0 , в конце трассы ($r_k = r_{max}$) либо в любой произвольной точке интервала $[r_0, r_{max}]$. Назовём точку r_k опорной (калибровочной), а известное в ней значение оптической характеристики – опорным или калибровочным.

Полагая в формуле (4) $r = r_k$, можно записать следующее калибровочное соотношение:

$$C_k = \frac{[S(r_k)]^{1/k_2}}{\varepsilon(r_k)} \quad (5)$$

Используя формулы (4) и (5), и вытекающее из (5) соотношение $[S(r)]^{1/k_2} / \varepsilon(r) = C^{1/k_2} \cdot T^{2/k_2}(r_0, r)$, можно записать следующее выражение [12]:

$$C_k = C^{1/k_2} T^2(r_0, r_k) = C^{1/k_2} T^2(r_0, r_k) + \frac{2}{k_2} \int_{r_k}^r [S(x)]^{1/k_2} dx \quad (6)$$

Следует подчеркнуть, что выражение (6) инвариантно для любого $r \in [r_0, r_{max}]$. Так, полагая $r = r_0$, из (6) получим выражение для постоянной интегрирования C_k [12, 16]:

$$C_k = \frac{T^{1/k_2}(r_0, r_k)}{1 - T^{1/k_2}(r_0, r_k)} \cdot \frac{2}{k_2} \int_{r_0}^{r_k} [S(x)]^{1/k_2} dx, \quad (7)$$

где $T^2(r_0, r_k)$ – опорное значение прозрачности участка трассы $[r_0, r_k]$.

Соотношения (5) и (7) соответствуют локальной и интегральной калибровкам, когда для определения постоянной интегрирования используются соответственно опорные значения коэффициента ослабления в какой либо точке трассы зондирования – $\varepsilon(r_k)$ и прозрачности

$$T^2(r_0, r_k) = \exp \left\{ -2 \int_{r_0}^{r_k} \varepsilon(x) dx \right\}$$

некоторого участка трассы. Решения уравнения (2), получаемые из общего решения (4) при этом имеют вид [12]:

$$\varepsilon(r) = [S(r)]^{1/k_2} \left[\frac{[S(r_k)]^{1/k_2}}{\varepsilon(r_k)} - \frac{2}{k_2} \int_{r_k}^r [S(x)]^{1/k_2} dx \right]^{-1}, \quad (8)$$

$$\varepsilon(r) = [S(r)]^{1/k_2} \left[\frac{2}{k_2} \left(\frac{1}{1 - T^{2/k_2}(r_0, r_k)} \int_{r_0}^{r_k} [S(x)]^{1/k_2} dx - \int_{r_0}^r [S(x)]^{1/k_2} dx \right) \right]^{-1} \quad (9)$$

При решении уравнения (2) методом Фернальда [17] среда считается двухкомпонентной и связь между $\beta_\pi(r)$ и $\varepsilon(r)$ записывают в виде

$$\beta_\pi(r) = g_{\pi a} \varepsilon_a(r) + g_{\pi m} \varepsilon_m(r),$$

где $\varepsilon_a(r)$, $g_{\pi a}$ и $\varepsilon_m(r)$, $g_{\pi m}$ – соответственно аэрозольные и молекулярные коэффициенты ослабления и индикатрисы рассеяния в направлении назад. Для чисто рассеивающей молекулярной атмосферы $g_{\pi m} = 3/8\pi$.

Уравнение (1) при этом можно преобразовать к виду:

$$S(r) = P(r)r^2Y(r) = A\varepsilon(r) \exp \left\{ -2 \int_{r_0}^r \varepsilon(r') dr' \right\},$$

$$\varepsilon(r) = \varepsilon_a(r) + \frac{g_{\pi m}}{g_{\pi a}} \varepsilon_m(r), \quad Y(r) = \frac{1}{g_{\pi a}} \exp \left\{ -2 \int_{r_0}^r \left(\frac{g_{\pi m}}{g_{\pi a}} - 1 \right) \varepsilon_m(r') dr' \right\}$$

где – априорно задаваемая функция, зависящая от аэрозольной индикатрисы обратного рассеяния и

профиля молекулярного коэффициента ослабления. Профиль $\varepsilon_m(r)$ нетрудно получить, используя данные стандартной атмосферы или прямых измерений температуры и давления воздуха на высотах до 100 км, где атмосферный воздух представлен однородной смесью газов.

Общее решение уравнения (2) для метода Фернальда записывается в виде [17]:

$$\varepsilon(r) = S(r) \left[C_k - 2 \int_{r_k}^r S(r') dr' \right]^{-1} \quad (10)$$

Определение константы калибровки C_k в методе Фернальда (также как и в методе Клетта) заключается в использовании априорной информации об оптических параметрах среды, в зависимости от возможностей получения этой информации. При локальной калибровке требуется знание ε в какой либо точке среды r_k [18, 19], при интегральной калибровке необходимо знание прозрачности участка среды $[r_0, r_k]$ [16]:

$$T^2(r_0, r_k) = \exp \left\{ -2 \int_{r_0}^{r_k} (\varepsilon_a(r) + \varepsilon_m(r)) dr \right\}$$

Решения уравнения (2) методом Фернальда с локальной и интегральной калибровкой, получаемые из общего решения (10), имеют вид [11–13, 20]:

$$\varepsilon(r) = S(r) \left[\frac{S(r_k)}{\varepsilon(r_k)} - 2 \int_{r_k}^r S(r') dr' \right]^{-1}, \quad (11)$$

$$\varepsilon(r) = S(r) \left\{ \frac{2}{1 - V^2(r_0, r_k)} \int_{r_0}^{r_k} S(r') dr' - 2 \int_{r_0}^r S(r') dr' \right\}^{-1}, \quad (12)$$

$$V^2(r_0, r_k) = T^2(r_0, r_k) \exp \left\{ -2 \int_{r_0}^{r_k} \left(\frac{g_{\pi m}}{g_{\pi a}(r)} - 1 \right) \varepsilon_m(r) dr \right\}$$

где $[r_0, r_k]$ – эффективная прозрачность участка $[r_0, r_k]$.

Для однокомпонентной среды ($\varepsilon_m(r) \gg \varepsilon_a(r)$) при $g_{\pi a} = \text{const}$, выражения (11) и (12) преобразуется в формулы Клетта (8) и (9) с коэффициентом $k_2=1$ и $\varepsilon(r)=\varepsilon_a(r)$.

Если в формулах (11) и (12) устремить опорную точку r_k в бесконечность, полагая при этом $\varepsilon(r_k) \neq 0$ и учитывая, что $S(r_k) \rightarrow 0$ и $V^2(r_0, r_k) \rightarrow 0$ при $r_k \rightarrow \infty$, то можно прийти к формуле

$$\varepsilon(r) = S(r) / 2I(r), \quad (13)$$

$$I(r) = \int_r^{\infty} S(r') dr'$$

где $I(r)$ имеет смысл асимптотического сигнала для точки r [20–23]. Зная значение асимптотического сигнала I_k в какой либо точке r_k трассы зондирования,

$$I(r) = I_k - \int_{r_k}^r S(r') dr'$$

несложно получить значение $I(r)$ в любой другой точке r как $I_k - \int_{r_k}^r S(r') dr'$. Из сравнения (10) и (13) видно, что константа калибровки C_k в точности равна удвоенному значению асимптотического сигнала для точки r_k .

Численные методы решения уравнения лазерной локации

К ним относятся метод последовательных слоёв и итерационный [24–26], основанные на предположении, что исследуемая среда состоит из последовательности достаточно тонких слоёв Δr_i , $i = 1, 2, \dots$, в каждом из которых искомые оптические характеристики постоянны. Алгоритм вычисления коэффициентов ослабления по методу последовательных слоёв обратим, и позволяет использовать в качестве опорного значения $\varepsilon(r_k)$ его величину в любой точке трассы, где оно известно или определено другим методом:

$$S(r_{i+1}) / S(r_i) = T^2(\Delta r_i) \cdot \varepsilon(r_{i+1}) / \varepsilon(r_i) \quad (14)$$

Представив алгоритм (14) в следующем виде:

$$\varepsilon(r_{i+1}) = S(r_{i+1}) \left\{ 2 \left(\frac{S(r_i)}{2\varepsilon(r_i)} T^2(\Delta r_i) \right) \right\}^{-1}, \quad (15)$$

(при малых Δr_i справедливо соотношение $T^2(\Delta r_i) = \exp(-2\varepsilon(r_i)\Delta r_i) \approx 1 - 2\varepsilon(r_i)\Delta r_i$),
 выражение (15) легко преобразовать к виду [12]:

$$\varepsilon(r_{i+1}) = S(r_{i+1}) \left\{ \frac{S(r_i)}{2\varepsilon(r_i)} - S(r_i)\Delta r_i \right\}^{-1} = \frac{S(r_{i+1})}{2I(r_{i+1})},$$

что соответствует методу асимптотического сигнала (13).

Физический подход к решению уравнения лазерной локации

При определённых допущениях о функциональной связи между искомыми оптическими характеристиками $\sigma(r)$ и $g_\pi(r)$ уравнение оптической локации допускает аналитическое решение. Так, в [25] получено следующее выражение:

$$\sigma(r) = \left(\frac{1}{c_2} \sigma(r_0) \frac{S(r)}{S(r_0)} \right) / \left(1 - \frac{2}{c_3} S(r_0) \int_{r_0}^r \frac{S(r')}{S(r_0)} dr' \right),$$

которое справедливо при существовании степенной зависимости

$$g_\pi(r) = c_2 \sigma^{c_3}(r),$$

где c_2 и c_3 – постоянные коэффициенты, определяемые состоянием исследуемой среды.

Данное решение содержит граничное значение $\sigma(r_0)$, которое необходимо установить независимыми дополнительными измерениями. Кроме того, многие авторы отрицают существование однозначной связи между σ и g_π , особенно при зондировании рассеивающих сред, содержащих аэрозоль антропогенного происхождения.

Таким образом, как аналитические, так и численные методы решения уравнения лазерной локации относительно оптических характеристик рассеивающих сред требуют использования априорной информации (опорных значений определяемых параметров и индикатрисы обратного рассеяния) и допущений об исследуемой среде ($g_{\pi a} = \text{const}$) [12, 24–26]. Кроме того, требуется знание опорных значений определяемых характеристик (интегральных или локальных) и проведение градуировочных измерений по установлению аппаратных констант измерительной системы.

3 Способ устранения «краевого эффекта»

Отмеченный выше метод асимптотического сигнала (13) требует точного знания величины накопленного значения сигнала обратного рассеяния $I_m(r)$ на участке $[r, \infty]$, что приводит к необходимости измерять слабые сигналы обратного рассеяния с больших расстояний. Диапазон применимости метода ограничивается измерением величин сигналов обратного рассеяния для трасс зондирования, оптическая толщина которых $\tau < 3$. Оптическое зондирование на столь большие расстояния требует использования систем с очень высоким энергетическим потенциалом. Значительные ошибки в определении величины $I_m(r)$ приводят к большим систематическим ошибкам определения оптических характеристик по методу асимптотического сигнала, особенно на концах исследуемых трасс зондирования (так называемый «краевой эффект»). Происходит это

вследствие существенного отличия измеряемого функционала $I_m(r)$ от теоретически необходимого асимптотического значения. Чем меньше толщина исследуемой трассы, тем скорее наступает смещение в оценке профиля $\sigma(r)$.

Предложен способ, позволяющий устранить «краевой эффект» при определении профиля коэффициента ослабления $\epsilon(r)$. Основан на вычислении величины асимптотического функционала $I_m(r)$ по измеренному сигналу обратного рассеяния [4, 27].

Рассмотрим для исследуемой трассы функционалы (рис. 1)

$$I_1 = \int_{r_i}^{(r_i+r_m)/2} S(r') dr' = \frac{A\bar{g}\pi_1}{2} \exp \left\{ -2\tau(r_i) \right\} \times \\ \times \left\{ 1 - \exp \left[-2\bar{\epsilon}_1 \left(\frac{r_m - r_i}{2} - r_i \right) \right] \right\} \quad (16)$$

и

$$I_2 = \int_{(r_i-r_m)/2}^{r_m} S(r) dr = \frac{A\bar{g}\pi_2}{2} \exp \left\{ -2\tau \left[\frac{r_m - r_i}{2} \right] \right\} \times \\ \times \left\{ 1 - \exp \left[-2\bar{\epsilon}_2 \left(r_m - \frac{r_m - r_i}{2} \right) \right] \right\}. \quad (17)$$

Как видно из (16) и (17), для двух соседних участков трассы $[(r_m-r_i)/2, r_m]$, $[r_i, (r_m-r_i)/2]$ рассеивающей среды с $\bar{\epsilon}_1 = \bar{\epsilon}_2$, $\bar{g}\pi_1 = \bar{g}\pi_2$ функционалы I_1 и I_2 можно рассматривать как первые два члена бесконечности убывающей геометрической прогрессии со знаменателем $g = I_2/I_1$, что справедливо для участков трассы, на которых $g_\pi = \text{const}$ либо является медленно меняющейся функцией, либо быстро осциллирующей возле некоторого значения случайной функцией с малым радиусом корреляции. Исходя из этого, можно вычислить искомый асимптотический функционал как сумму всех членов прогрессии:

$$I_m(r_i) = \frac{I_1}{1-g} = \frac{I \left(\frac{r_m - r_i}{2} - r_i \right)}{1 - \exp \left\{ -2\sigma \left(\frac{r_m - r_i}{2} - r_i \right) \right\}},$$

и тогда

$$\tau(\Delta r_i) = -\frac{1}{2} \ln \left\{ 1 - \frac{I(\Delta r_i)}{I_m(r_i)} \right\}.$$

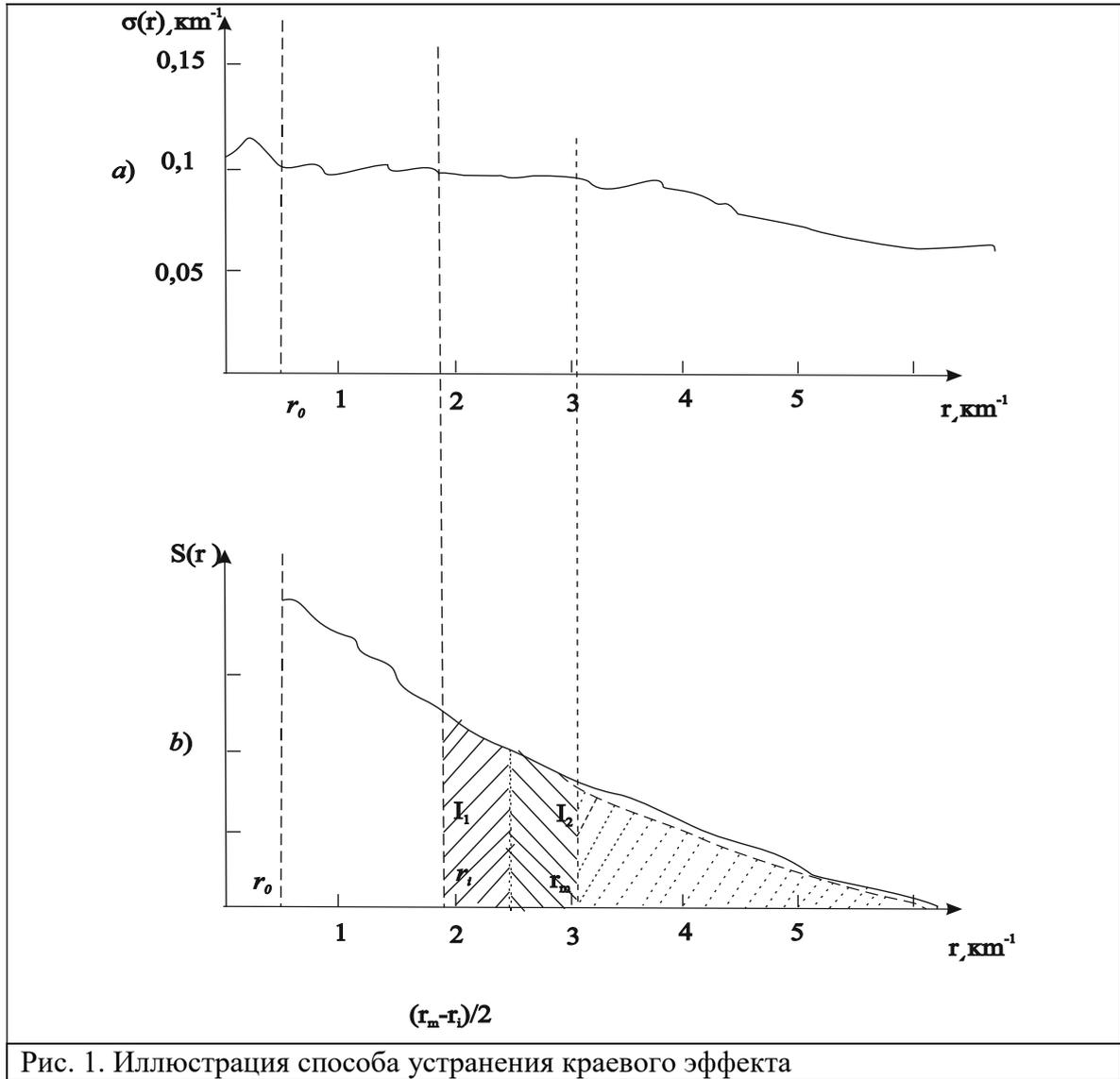
Таким образом, точность получения искомого асимптотического функционала $I_m(r)$, а следовательно, и точность вычисления $\sigma(r)$, определяется выбором участка трассы, на котором находится параметр g . Длина участков трассы, необходимая для определения I_m , может быть разной величины. Она определяется необходимостью разбиения его на два

равных отрезка с примерно равными средними значениями $\bar{\epsilon}$ и $\bar{g}\pi$, что является менее жёстким требованием по сравнению с допущениями, при которых справедлив метод асимптотического сигнала ($g_\pi = \text{const}$ по всей трассе).

Для реальных трасс практически всегда можно выделить такие участки из анализа отражённого сигнала. Например, сравнивая отношения $I(\Delta r_{i+1})/I(\Delta r_i)$, для которых выполняется условие

$$\frac{I(\Delta r_{i+2})}{I(\Delta r_{i+1})} - \frac{I(\Delta r_{i+1})}{I(\Delta r_i)} \leq \delta,$$

где δ – выбранный интервал разброса.



Для точек, расположенных вправо и влево от i -й точки:

$$\varepsilon(r_{i+k}) = -\frac{1}{2\Delta r} \ln \left[1 - \frac{I(\Delta r_{i+k})}{\left(I_m(r_i) - \int_{r_i}^{r_{i+k}} S(r') dr' \right)} \right], \quad (18)$$

$$\varepsilon(r_{i-k}) = -\frac{1}{2\Delta r} \ln \left[1 - \frac{\left(\int_{r_{i-k}}^{r_{i-k+1}} S(r') dr' \right)}{\left(I_m(r_i) + \int_{r_{i-k}}^{r_i} S(r') dr' \right)} \right]. \quad (19)$$

Как видно, участки трасс, используемые для вычисления искомого асимптотического функционала, могут находиться на трассе где угодно: в начале, конце, середине. Значит, для участков трасс, расположенных за отрезком, используемым для определения g , предыстория сигнала не влияет на расчёт коэффициента ослабления.

В случае многослойных трасс, например, «чистая атмосфера» – «промышленный выброс» – «чистая атмосфера», «чистая атмосфера» – «облако» и т. д., считая, что в каждом слое можно выделить участок, на котором $\tau(r)$ меняется незначительно, восстановление $\sigma(r)$ можно производить послойно, не рассматривая рассеянный назад сигнал за границей слоёв.

Если на трассе для какой-то точки известно значение $\sigma(r_i)$ (опорная точка), полученное независимым способом, то для этой точки можно определить значение искомого асимптотического функционала из выражения

$$I_m(r_i) = \frac{1}{1 - e^{-2\sigma(r_i)\Delta r}} \int_{r_i}^{r_{i+k}} S(r') dr'$$

и дальнейший расчёт $\sigma(r)$ вправо и влево от r_i вести по формулам (18) и (19).

4 Коррекция сигналов обратного рассеяния на используемое предположение

Как уже отмечалось выше, решение уравнения оптической локации становится возможным после введения дополнительной априорной информации или упрощающих предположений либо после расширения объема измерительной информации. Наиболее часто используется предположение, что $g_\pi(r) = \text{const}$ или медленно изменяющаяся от слоя к слою функция. Это соответствует ситуации неизменной или мало изменяющейся микроструктуры среды. Используемая довольно часто при решении уравнения оптической локации известная линейная стохастическая связь между $\ln \sigma_\pi$ и $\ln \varepsilon$ хорошо удовлетворяет также только случаю неизменной микроструктуры. Из сказанного следует, что в случае зондирования слоисто-неоднородных сред, в которых наряду с изменением концентрации рассеивающих частиц по трассе происходит изменение и микрофизических характеристик (микроструктуры), а значит, и $g_\pi(r)$, использование алгоритмов, основанных на неизменности $g_\pi(r)$, становится некорректным. Очевидно и следствие из этого – рост ошибок восстановления $\varepsilon(r)$. Ниже показывается возможность повышения точности восстановления $\varepsilon(r)$ для слоисто-неоднородных сред на всех её участках. Методика требует коррекции измеряемых сигналов обратного рассеяния на перепад лидарного отношения (на степень изменения качественного состава среды). Предлагаются алгоритмы определения коэффициента коррекции [3–4].

Рассмотрим случай зондирования 2-слойной рассеивающей среды. Относительное изменение лидарного отношения от слоя i к слою j можно выразить через параметр $q_{ij} = g_{\pi i}/g_{\pi j}$, где $g_{\pi i}$, $g_{\pi j}$ – соответственно средние значения лидарного отношения в слоях i и j (рис. 2).

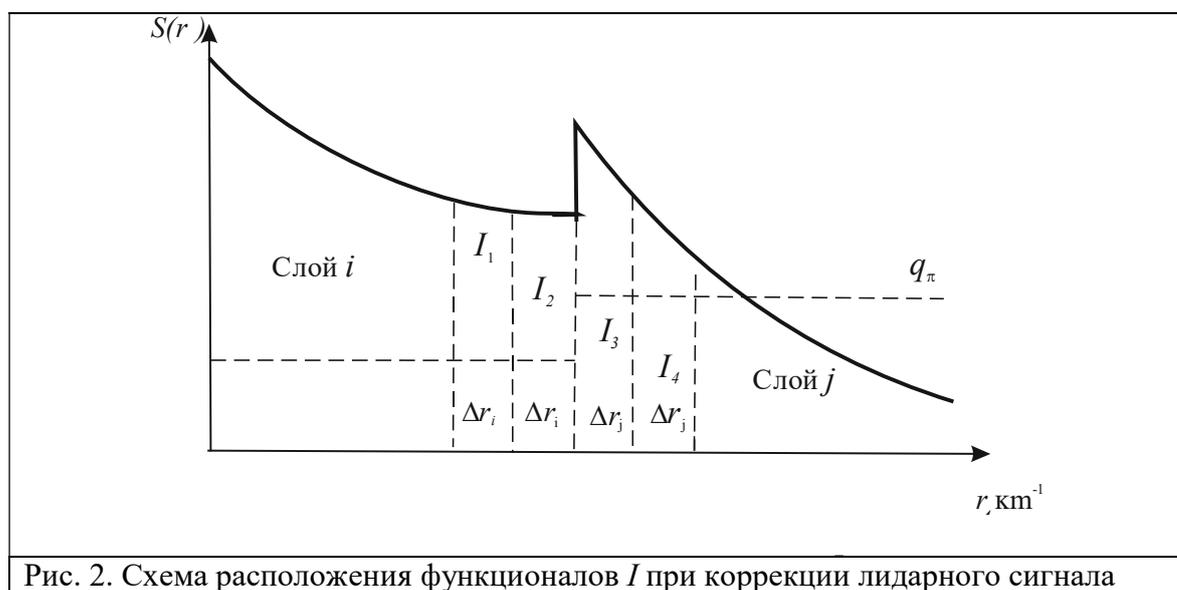
Сравним экспериментально определяемые функции $\Psi(r) = P(r)r^2 A^{-1} g_\pi^{-1} T^{-2}(0, r_0)$ (следуют из уравнения оптической локации) для произвольной точки r в слоях i и j ,

$$\Psi_i(r) = S(r)C_i,$$

$$\Psi_j(r) = S(r)C_j,$$

(20)

где $S(r) = P(r)r^2$; $C_i = A^{-1} g_{\pi i}^{-1}(r) T^2(0, r_0)$; $C_j = A^{-1} g_{\pi j}^{-1}(r) T^2(0, r_0)$.

Рис. 2. Схема расположения функционалов I при коррекции лидарного сигнала

Как видно из (20), при переходе от слоя i к слою j происходит изменение функции $\psi(r)$ за счёт изменения лидарного отношения. Величина этого изменения равна q_{ij} , так как $C_j = C_i/q_{ij}$. А это означает, что при расчёте $\varepsilon(r)$ в слое j необходимо проводить корректировку в константе C_i , используемой в слое i , на величину q_{ij} . Физический смысл необходимости корректировки состоит в использовании одной константы C для всей многослойной трассы зондирования, что означает сведение алгоритма расчёта $\varepsilon(r)$ к модели с постоянством лидарного отношения по всей трассе.

Другими словами, для более корректного использования методик, требующих предположения $\bar{g}_{\pi j} = \text{const}$, в случае многослойных сред необходима подстройка (корректировка) сигнала под используемое предположение. Таким образом, задача более корректного восстановления $\varepsilon(r)$ в случае одночастотного зондирования многослойных сред требует знания относительного изменения лидарного отношения от слоя к слою, выражаемого через коэффициент коррекции q_{ij} . Так как ниже предлагаются способы определения q_{ij} из измеряемых сигналов обратного рассеяния, то требование знания q_{ij} не усложняет предлагаемый метод, тем более что корректировка на q_{ij} позволяет значительно улучшить точность восстановления $\varepsilon(r)$ во всех слоях (по всей трассе зондирования) исследуемой среды.

Для обоснования только что сказанного рассмотрим функционалы I_i (сигналы обратного рассеяния от участков I_i). При выполнении внутри слоёв i, j условий

$$\bar{g}_{\pi}(r_i, r_i + \Delta r_i) = \bar{g}_{\pi}(r_i + \Delta r_i, r_i + 2\Delta r_i) = \bar{g}_{\pi i},$$

$$\bar{g}_{\pi}(r_j, r_j + \Delta r_j) = \bar{g}_{\pi}(r_j + \Delta r_j, r_j + 2\Delta r_j) = \bar{g}_{\pi j},$$

$$T(r_i, r_i + \Delta r_i) = T(r_i + \Delta r_i, r_i + 2\Delta r_i) = T(\Delta r_i),$$

$$T(r_j, r_j + \Delta r_j) = T(r_j + \Delta r_j, r_j + 2\Delta r_j) = T(\Delta r_j)$$

для функционалов $I_1 = I(r_i, r_i + \Delta r_i)$, $I_2 = I(r_i + \Delta r_i, r_i + 2\Delta r_i)$, $I_3 = I(r_j, r_j + \Delta r_j)$, $I_4 = I(r_j + \Delta r_j, r_j + 2\Delta r_j)$ можно записать следующую систему уравнений (r_i, r_j – произвольные точки в слоях i, j ; $\Delta r_i, \Delta r_j$ – произвольные и не обязательно равные):

$$\begin{cases} I_1 = A\bar{g}_{\pi i}T^2(0, r_i)[1 - T^2(\Delta r_i)], \\ I_2 = A\bar{g}_{\pi i}T^2(0, r_i)T^2(\Delta r_i)[1 - T^2(\Delta r_i)], \\ I_3 = A\bar{g}_{\pi i}T^2(0, r_i)T^4(\Delta r_i)[1 - T^2(\Delta r_j)], \\ I_4 = A\bar{g}_{\pi i}T^2(0, r_i)T^4(\Delta r_i)T^2(\Delta r_j)[1 - T^2(\Delta r_j)]. \end{cases} \quad (21)$$

Для соседних слоёв (двухслойных рассеивающих сред, например, «атмосфера – вода», «атмосфера – облако» и т. п.) при $T^2(\Delta r_i) \approx T^2(\Delta r_j) \rightarrow 1$ алгоритм определения q_{ij} принимает вид

$$q_{i,i+1} = \frac{\bar{g}_{\pi(i+1)}}{\bar{g}_{\pi i}} = \left[\frac{I_3}{I_2} \right]^2 \frac{I_1 - I_2}{I_3 - I_4}. \quad (22)$$

Условие равенства средних значений лидарного отношения и коэффициента ослабления для произвольных участков (больших или малых) является менее жестким по сравнению с требованием постоянства $g_{\pi}(r)$ по всей трассе или постоянства $g_{\pi}(r)$, ε на участках трассы (метод логарифмической производной). Данное условие с достаточной для практического использования точностью выполняется в большинстве реальных ситуаций (на протяженных участках даже в случае значительных флуктуаций оптических характеристик). Достаточным условием работоспособности алгоритма (22) является превышение изменения величин сигнала для двух соседних участков над величиной абсолютной ошибки измерений сигналов. Более того, даже в случае приблизительного установления величины q_{ij} при большом разбросе g_{π} корректировка лидарного сигнала под используемое предположение улучшает результат восстановления профиля $\varepsilon(r)$ [3,4]. Далее, используя традиционные методы определения коэффициента ослабления, восстанавливается профиль $\varepsilon(r)$ из скорректированного на q_{ij} сигнала обратного рассеяния. Так как используются только измеряемыми сигналами обратного рассеяния, то требование знания q_{ij} не усложняет предлагаемый метод, тем более что корректировка и позволяют улучшить точность восстановления $\varepsilon(r)$ по всей трассе.

5 О решении проблемы опорных точек в лазерно–локационных измерениях

Из анализа помехоустойчивости различных схем обработки лидарных сигналов [11, 28] следует, что устойчивость решения оказывается тем выше, чем больше вносится априорной информации об удалённых участках трассы зондирования. Это предполагает использование оценок $\varepsilon(r_k)$ или $T(r_0, r_k)$ на конечных участках исследуемой трассы (их можно получить с помощью независимых дополнительных измерений). В условиях же невозможности проведения таких измерений проблема калибровки в конечной точке трассы (и даже в начальной) не решена. Данная ситуация характерна для зондирования по наклонным и вертикальным трассам. Известные способы оценок опорных (калибровочных) значений, не требующие проведения дополнительных независимых измерений, приводят к неоднозначности решения (метод логарифмической производной) или к большой неопределённости.

Ниже приводятся алгоритмы получения калибровочных значений как $\varepsilon(r_k)$, так и $T(r_0, r_k)$ с использованием информации, содержащейся в самих лидарных сигналах, в рамках предположений, требуемых для применимости известных методов интерпретации измеряемых сигналов относительно профилей оптических характеристик. Предлагаемые

алгоритмы определения опорных (как локальных, так и интегральных) значений исключает независимые дополнительные измерения [4, 8, 29].

Будем исходить из уравнения оптической локации (1). Для сигнала обратного рассеяния, отраженного от произвольного участка $[r_i, r_i + \Delta r]$, можно записать следующий функционал:

$$I_i = \int_{r_i}^{r_i + \Delta r} P(r)r^2 dr = 0,5AP_0 \overline{g_\pi}(r_i, r_i + \Delta r) \cdot T^2(0, r_i) \times \\ \times \left\{ 1 - \exp \left[-2\overline{\varepsilon}_i((r_i + \Delta r) - r_i) \right] \right\}. \quad (23)$$

Рассмотрим участок трассы зондирования $[r_1, r_4]$ (рис. 3,а).

С учётом (23) запишем выражения для сигналов обратного рассеяния $I_1 - I_5$, соответствующие накоплению их на участках $[r_1, r_2]$, $[r_1, r_3]$, $[r_2, r_4]$, $[r_3, r_4]$, $[r_2, r_3]$, в следующем виде

$$I_1 = \int_{r_1}^{r_2} P(r)r^2 dr = 0,5AP_0 \overline{g_\pi}(r_1, r_2) \cdot T^2(0, r_1) \left\{ 1 - T^2(r_1, r_2) \right\}, \\ I_2 = \int_{r_1}^{r_3} P(r)r^2 dr = 0,5AP_0 \overline{g_\pi}(r_1, r_3) \cdot T^2(0, r_1) \left\{ 1 - T^2(r_1, r_2)T^2(r_2, r_3) \right\}, \\ I_3 = \int_{r_2}^{r_4} P(r)r^2 dr = 0,5AP_0 \overline{g_\pi}(r_2, r_4) \cdot T^2(0, r_1)T^2(r_1, r_2) \times \\ \times \left\{ 1 - T^2(r_2, r_3)T^2(r_3, r_4) \right\}, \quad (24)$$

$$I_4 = \int_{r_3}^{r_4} P(r)r^2 dr = 0,5AP_0 \overline{g_\pi}(r_3, r_4) \cdot T^2(0, r_1)T^2(r_1, r_2)T^2(r_2, r_3) \left\{ 1 - T^2(r_3, r_4) \right\},$$

$$I_5 = \int_{r_2}^{r_3} P(r)r^2 dr = 0,5AP_0 \overline{g_\pi}(r_2, r_3) \cdot T^2(0, r_1)T^2(r_1, r_2) \left\{ 1 - T^2(r_2, r_3) \right\},$$

$$T^2(r_i, r_j) = \exp \left\{ -2 \int_{r_i}^{r_j} \varepsilon(z) dz \right\}.$$

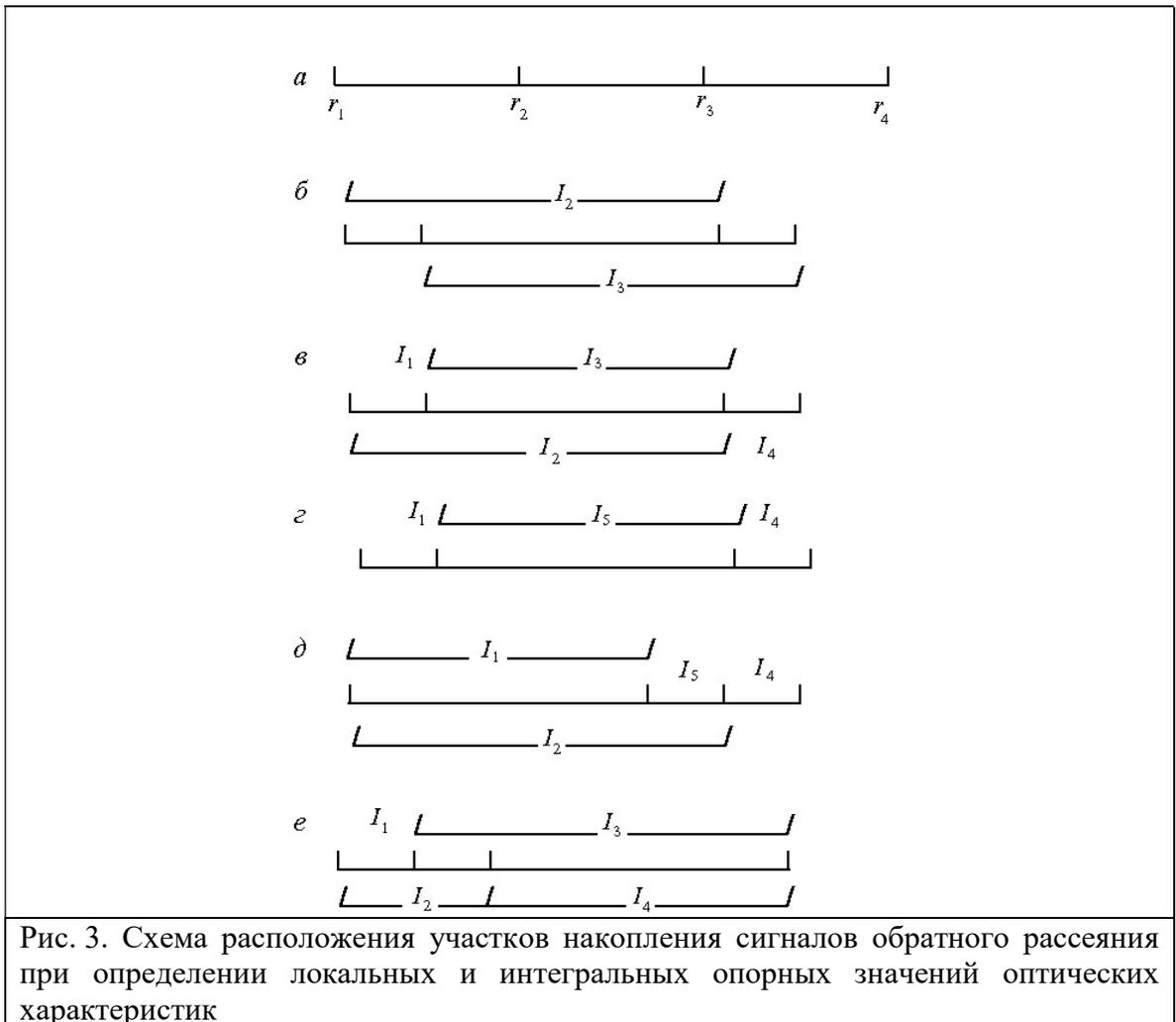
где

Запишем выражения (24) в следующем виде:

$$\begin{cases} I_1 = Bx_1 a_0 (1 - a_1), \\ I_2 = Bx_2 a_0 (1 - a_1 a_2), \\ I_3 = Bx_3 a_0 a_1 (1 - a_2 a_3), \\ I_4 = Bx_4 a_0 a_1 a_2 (1 - a_3), \\ I_5 = Bx_5 a_0 a_1 (1 - a_2), \end{cases} \quad (25)$$

где $T^2(r_1, r_2) = a_1$; $T^2(r_2, r_3) = a_2$; $T^2(r_3, r_4) = a_3$; $T^2(0, r_1) = a_0$; $0,5AP_0 = B$; $g_\pi(r_1, r_2) = x_1$; $g_\pi(r_1, r_3) = x_2$; $g_\pi(r_2, r_4) = x_3$; $g_\pi(r_3, r_4) = x_4$; $g_\pi(r_2, r_3) = x_5$.

Как видно из (25), корректное решение системы уравнений I_i ($i = 1, \dots, 5$) относительно a_i ($i = 0, \dots, 3$) не существует уже исходя из того, что число неизвестных a_i, x_i превышает число используемых уравнений. Получим далее решения системы (25) при использовании некоторых допущений о среде по трассе зондирования. Можно выделить три варианта (модели) среды, использующих соответственно предположения: 1) $a_1 \approx a_3$; 2) $a_2 \approx a_3$; 3) $a_1 \approx a_2$. Рассмотрим эти варианты.



Вариант 1. Предположим, что $a_1 \approx a_3$. В этом случае

$$\begin{cases} I_2 = Bx_2a_0(1 - a_1a_2), \\ I_3 = Bx_3a_0a_1(1 - a_2a_3) \end{cases} \quad (26)$$

Решение системы (26) относительно a_1 имеет вид

$$a_1 = \frac{I_3x_3}{I_2x_2} \quad (27)$$

Используемое допущение $a_1 \approx a_3$ означает примерное равенство прозрачностей участков $[r_1, r_2]$, $[r_3, r_4]$ (рис. 3,б). Для малых (непротяженных) участков ($[r_i, r_j] \rightarrow 0$) практически

всегда данное условие выполняется. Таким образом, если участки $[r_1, r_2]$, $[r_3, r_4]$ будут соответствовать ширине канала регистрации сигнала обратного рассеяния (стробу), обычно малому, то решение (27) равно

$$T^2(r_1, r_2) = a_1 = I_3 / I_2, \quad (28)$$

так как отношение $x_3/x_2 \approx 1$, т. е. для протяженных перекрывающихся участков трассы зондирования $[r_1, r_2]$, $[r_3, r_4]$, отличающихся на величину $\Delta r \rightarrow 0$, среднее значение лидарного отношения $g_\pi(r_1, r_3) \approx g_\pi(r_2, r_4)$ для большинства встречающихся реальных ситуаций. Не будет выполняться условие $x_3/x_2 \approx 1$, и особенно $a_1 \approx a_3$, только в случае попадания участка $[r_1, r_2]$ или $[r_3, r_4]$ на границу раздела двух различных рассеивающих сред (границу резкого изменения состава и концентрации рассеивающего вещества).

Из уравнения (28) легко получить выражение для среднего значения коэффициента ослабления на участке Δr :

$$\bar{\varepsilon}(\Delta r) = -\frac{1}{2\Delta r} \ln \frac{I_3}{I_2}, \quad (29)$$

которое можно использовать в качестве опорного (калибровочного) для расчёта оптических характеристик в методах, требующих знания локальных опорных значений (при $\Delta r \rightarrow 0$). Другими словами, выражение (29) является вариантом локальной калибровки без дополнительных независимых измерений. Последовательное смещение функционалов I_2, I_3 на величину пространственного разрешения можно использовать и для получения профилей $\varepsilon(\Delta r)$ по трассе зондирования.

При использовании соотношения (28) для определения прозрачности a_1 протяженного участка $[r_1, r_2]$ (для $(r_2 - r_1) \rightarrow \infty$) предположения $a_1 \approx a_3$, $x_3/x_2 \approx 1$ являются более жёсткими (менее выполнимыми), чем для случая $(r_2 - r_1) \rightarrow 0$. Действительно, равенство прозрачностей для двух разнесённых протяжённых участков трассы зондирования может выполняться для значительно меньшего числа атмосферных и гидросферных ситуаций, чем равенство прозрачностей малых участков. Естественно, получение алгоритмов интегральной калибровки (определение прозрачности протяжённого участка) при использовании нежёстких предположений об a_1 и a_3 . Для этого рассмотрим функционалы:

$$\begin{cases} I_1 = Bx_1 a_0 (1 - a_1), \\ I_2 = Bx_2 a_0 (1 - a_1 a_2), \\ I_3 = Bx_3 a_0 a_1 (1 - a_2 a_3), \\ I_4 = Bx_4 a_0 a_1 a_2 (1 - a_3) \end{cases} \quad (30)$$

Если лидарные отношения по исследуемой квазистационарной трассе являются независимыми или слабо коррелированными (что соответствует множеству атмосферных и гидросферных трасс), то $(x_1 x_3)/(x_2 x_4) \approx 1$. Решение системы уравнений (30) имеет вид

$$T(r_2, r_3) = \sqrt{\frac{I_2 I_4}{I_1 I_3}}. \quad (31)$$

Получаемые по (31) значения прозрачности можно использовать в качестве опорных (калибровочных) для известных методик, требующих знания интегральных опорных значений прозрачностей протяжённых участков трассы. Другими словами, выражение (31) является вариантом решения проблемы интегральной калибровки. Используемые при этом допущения в значительной степени менее жёсткие, чем для варианта локальной

калибровки (29), так как не требуют предположений или допущений о поведении лидарного отношения по трассе.

Вариант 2. Предположим, что $a_2 \approx a_3$. Рассмотрим схему расположения функционалов I_i , изображенную на рис. 3,д. В этом случае участки, соответствующие a_2 и a_3 , должны располагаться в конце протяженного участка и быть малыми, т. е. $(r_2 - r_1) \rightarrow 0$, $(r_4 - r_3) \rightarrow 0$.

С учётом предположения $a_2 \approx a_3$ распишем функционалы I_1, I_2, I_4, I_5 (используемое предположение выполняется практически для всех атмосферных и гидросферных ситуаций, за исключением случая попадания одного из участков на границу раздела сред) в виде

$$\begin{cases} I_1 = Bx_2 a_0 (1 - a_1), \\ I_2 = Bx_2 a_0 (1 - a_1 a_2), \\ I_4 = Bx_4 a_0 a_1 a_2 (1 - a_3), \\ I_5 = Bx_5 a_0 a_1 (1 - a_2). \end{cases} \quad (32)$$

Решение системы (32) относительно a_1 имеет вид

$$a_1 = T^2(r_1, r_2) = \frac{mI_2 - I_1}{mI_2 - nI_1 I_4 / I_5}, \quad (33)$$

где $m = \overline{g_\pi}(r_1, r_2) / \overline{g_\pi}(r_1, r_3)$; $n = \overline{g_\pi}(r_2, r_3) / \overline{g_\pi}(r_3, r_4)$.

Для протяжённых участков рассеивающих сред $[r_1, r_2]$, $[r_1, r_3]$ практически во всех ситуациях m с большой точностью равно единице, даже в случае границы раздела сред на $[r_1, r_2]$. Сложнее обстоит дело с выбором участков $[r_1, r_2]$, $[r_1, r_3]$ с равными средними значениями лидарных отношений для двух соседних участков трассы. Однако в рамках используемых известными методами предположений, что $g_\pi(r) = \text{const}$ или медленно изменяющаяся от точки к точке функция, n также равно единице. Выражение (33) для прозрачности участка $[r_1, r_2]$ в этом случае принимает вид

$$T(r_1, r_2) = \sqrt{\frac{I_2 - I_1}{I_2 - I_1 I_4 / I_5}}, \quad (34)$$

И (34) можно использовать для определения опорного (калибровочного) значения в методиках с интегральной калибровкой.

Вариант 3. В данном варианте модели среды предполагается, что $a_1 \approx a_2$, которому наиболее соответствует расположение функционалов, изображенное на рис. 3,е.

Участки $[r_1, r_2]$, $[r_2, r_3]$, соответствующие функционалам I_1, I_5 , должны быть при этом малыми $(r_2 - r_1) \rightarrow 0$, $(r_3 - r_2) \rightarrow 0$. Решается система уравнений:

$$\begin{cases} I_1 = Bx_1 a_0 (1 - a_1), \\ I_2 = Bx_2 a_0 (1 - a_1 a_2), \\ I_3 = Bx_3 a_0 a_1 (1 - a_2 a_3), \\ I_4 = Bx_4 a_0 a_1 a_2 (1 - a_3), \\ I_5 = Bx_5 a_0 a_1 (1 - a_2) \end{cases} \quad (35)$$

относительно a_1, a_3 .

В рамках используемого известными методами предположения, что $g_\pi(r) = \text{const}$ или медленно изменяется от точки к точке, решение системы уравнений (35) имеет вид

$$T(r_3, r_4) = \sqrt{\frac{(I_4 - I_3 I_5 / I_1)}{(I_4 - I_3) \cdot (I_5 / I_1)}}. \quad (36)$$

Таким образом, с помощью выражения (36) можно также осуществлять интегральную калибровку в методах восстановления оптических характеристик, предполагающих постоянство лидарного отношения по исследуемой трассе. В то же время (36) можно применять при определении прозрачности по глассаде, так как полученное только что выражение устойчиво к границам раздела сред на участке $[r_3, r_4]$.

Все полученные выше алгоритмы (во всех трёх вариантах) как для локальной, так и для интегральной калибровки не содержат аппаратных констант и не зависят от энергии зондирующих импульсов. Это в свою очередь означает устойчивость алгоритмов к разбросу энергии зондирующих импульсов от одной посылки к другой, отсутствие необходимости абсолютной калибровки системы, исключение погрешности определения аппаратных констант. Более того, работоспособность алгоритмов получения опорных (калибровочных) значений по вариантам 2, 3 не нарушается и при резком перепаде в значениях оптических характеристик на границах раздела сред. Например, для сложных рассеивающих сред типа «атмосфера–промышленный выброс–атмосфера», «атмосфера–водная среда», «атмосфера–облачность» и т. п.

Таким образом, как видно из вышеизложенного, практически для любой атмосферной и гидросферной ситуации можно выбрать алгоритм определения опорного (калибровочного) значения оптической характеристики из измеряемого сигнала обратного рассеяния и исключить нежелательные дополнительные независимые измерения калибровочных значений T или ε . При этом используется тот сигнал обратного рассеяния, который измеряется для определения оптических характеристик по исследуемой трассе.

6 Определение микрофизических характеристик атмосферы

Относительно недавно был предложен новый подход к решению обратной задачи оптики рассеивающих сред на основе установления регрессионных соотношений между определяемыми параметрами и измеряемыми оптическими характеристиками. Регрессионный подход к решению обратных задач оптики аэродисперсных сред начал развиваться в работах [30–38]. Методы измерений, основанные на данном подходе, позволяют использовать произвольную математическую модель рассеивающей среды и, наряду с простотой, обладают такими важными достоинствами, как экспрессность и оперативность обработки измерительной информации. При этом следует отметить, что в [30–38] интерпретация измерительной информации основана на установлении регрессионных соотношений между измеряемыми спектральными и угловыми оптическими характеристиками (ОХ) и их определяемыми микрофизическими параметрами (МФП) для сфер или сфероидов.

Теоретические и экспериментальные исследования, а также анализ литературных данных показывают, что связь коэффициента рассеяния с массовой концентрацией аэрозоля проявляется статистически [12]. Причём для однотипного аэрозоля коэффициент корреляции увеличивается, а для аэрозоля от разнородных источников уменьшается. Очевидно, что в каждом конкретном случае должны учитываться специфика аэрозоля, присущего данной местности, и метеорологические условия региона. Поэтому создание

средств контроля должно сопровождаться исследованием оптических и микрофизических свойств аэрозоля, характерных для района, в котором они устанавливаются.

Таким образом, и установление регрессионных соотношений между определяемыми параметрами и измеряемыми оптическими характеристиками требует учитывать как характер рассеивающей среды, так и её измеряемые параметры, что, в свою очередь, предполагает планирование эксперимента.

Планирование эксперимента

Систематические измерения различных параметров аэрозолей, как в натуральных, так и в лабораторных условиях ведутся рядом научных коллективов десятилетия. Получено огромное количество экспериментального материала, выявлены многочисленные статистические зависимости между различными аэрозольными характеристиками. Однако получение надёжных данных для требуемых практикой и научными задачами аэрозольных параметров в большинстве случаев продолжает оставаться проблематичным: аэрозоли чрезвычайно разнообразны и изменчивы по микроструктуре и физико-химическим свойствам, проведение микрофизических измерений требует больших временных затрат, использования дорогостоящих приборов и систем. Косвенные методы определения микрофизических параметров аэрозоля (МФП) требуют измерения его оптических характеристик (ОХ), использования априорной информации при интерпретации результатов измерений и её адекватности конкретной атмосферной ситуации, что далеко не всегда выполнимо.

Априорная информация может быть сформирована в виде общей микрофизической модели, содержащей основные сведения об исследуемых аэрозолях и позволяющей варьировать её характеристики во всём диапазоне возможных изменений. При этом важнейшим является вопрос о возможности отражения этих изменений в измеряемых оптических характеристиках, то есть вопрос об информативности оптических измерений и о том, какие микрофизические параметры аэрозоля могут быть в принципе получены с использованием существующих измерительных систем. Для планирования различных аэрозольных оптических измерений необходимо также решать задачу выбора набора измеряемых ОХ для определения конкретных МФП аэрозоля и оценки потенциальной точности определения последних.

Решение задач оценок информативности исходных оптических измерений предлагается путём получения ансамбля реализаций оптических и микрофизических характеристик рассеивающей среды с использованием априорной информации содержащейся в [39–42].

Данный ансамбль может быть получен при наличии достаточного большого объёма экспериментальных данных по одновременным оптическим и микрофизическим измерениям. Однако проведение комплекса оптических и микрофизических измерений в полном объёме в атмосфере практически не осуществимо и, к тому же, не наблюдается достаточного соответствия оптических и микрофизических данных ввиду сложности интерпретации оптических характеристик относительно микрофизических.

Другой подход основывается на экспериментальных сведениях о возможных реальных вариациях микрофизических параметров частиц и последующем расчете необходимых оптических характеристик с «отсеиванием» тех реализаций, которые соответствуют не встречающимся в действительности значениям расчетных оптических и задаваемых микрофизических параметров среды [12]. Преимуществом такого подхода является возможность получения расчётных данных практически обо всех необходимых оптических параметрах аэрозоля в любом спектральном и угловом диапазонах. Далее рассчитываются ковариационные матрицы оптических и микрофизических характеристик — D_{xx} и D_{yy} соответственно, и кроссковиариационная матрица D_{xy} между этими

характеристиками [43]. Используя данные матрицы, можно оценивать погрешности восстановления МФП с использованием метода линейных регрессий:

$$\mathbf{x} = \bar{\mathbf{x}} + \mathbf{D}_{xy} (\mathbf{D}_{yy} + \mathbf{I} \delta^2)^{-1} (\mathbf{y} - \bar{\mathbf{y}}), \quad (37)$$

где \mathbf{x} — вектор искоемых МФП, \mathbf{y} — вектор измерений ОХ, \mathbf{I} — единичная матрица, δ — погрешность измерения ОХ. Влияние имеющейся априорной информации на точность интерпретации данных оптических измерений (сопутствующих микрофизических измерений) можно учитывать путём добавления в вектор \mathbf{y} компонент, соответствующих измеряемым МФП [43].

Выражение (37) используется в численных экспериментах по замкнутой схеме для восстановления МФП для множества реализаций параметров модели. Для каждой реализации по регрессионной формуле (37) для заданного набора измеряемых оптических характеристик Y , с учётом добавления в их расчётные значения заданных погрешностей измерения, рассчитываются значения МФП которые сравниваются с их заданными значениями. После перебора всех реализаций вычисляются средние погрешности восстановления МФП.

Данный подход позволяет ранжировать измерения по информативности, решать задачи выбора конкретного набора измерений и оценки их требуемых точностей для определения конкретного МФП, а также оценивать потенциальную точность восстановления МФП с учётом особенностей реальной аппаратуры и имеющейся априорной информации.

Разработан программный пакет для анализа информативности оптических измерений различных типов аэрозоля (континентальный — фоновый и городской; морской; дымовой и пылевой), основанный на вышеизложенных принципах [44]. Универсальность программы обеспечивается возможностью рассмотрения любых комбинаций аэрозольных ОХ, реально осуществляемых на практике. В качестве указанных характеристик рассматривались: объёмные коэффициенты ослабления, обратного рассеяния, направленного рассеяния и степень линейной поляризации при рассеянии. Причём указанные характеристики могут измеряться в любой области спектрального диапазона от 0,3 до 15 мкм, как на конкретных длинах волн, так и в заданных спектральных диапазонах. Для индикатрисы и степени поляризации могут быть выбраны любые углы или диапазоны углов. Задавая конкретные измерения, включая их точность, пользователь получает коэффициенты регрессионных соотношений между измеряемыми ОХ и определяемыми МФП аэрозоля и оценки потенциальной точности восстановления последних из оптических измерений, на основе которых можно делать выводы о требованиях к измерениям ОХ.

Для получения указанных регрессий используется база данных, включающая: 1) ансамбли МФП для основных типов (моделей) аэрозолей с использованием известных экспериментальных данных; 2) результаты расчётов ОХ и интегральных МФП для данных ансамблей.

В используемом пакете оптические характеристики аэрозоля рассчитываются в приближении сферических частиц по известным формулам Ми [45–47]. Такое упрощение обусловлено несколькими причинами. Во-первых, объём экспериментальных данных по форме и внутренней структуре аэрозольных частиц явно недостаточен для построения соответствующих реальности моделей. Во-вторых, методики и алгоритмы расчёта оптических характеристик несферических и неоднородных рассеивателей громоздки и имеют лишь ограниченную область применимости. Однако, для хаотически ориентированных сфероидов и цилиндров с умеренным параметром формы k (от 0,5 до 2,0) возникающая при замене разница укладывается в несколько процентов. Отметим

также, что для несферических частиц эквивалентные по площади и по объёму радиусы не совпадают, однако для умеренно вытянутых (сплюснутых) сфероидов и цилиндров (с параметром асимметрии $0,5 \leq \kappa \leq 2$) эта разница не превышает 5 %, что позволяет рассчитывать объёмную концентрацию, не учитывая форму частиц. В [42] также отмечается, что использование $\varepsilon_a(\lambda)$ вместо $\sigma_{pa}(\lambda)$ имеет существенные преимущества при решении обратных задач лазерного зондирования атмосферы в случае несферического аэрозоля вследствие их меньшей чувствительности к форме данных частиц.

Для численного моделирования в отмеченном выше программном пакете вариаций оптических аэрозольных характеристик за исходную выбрана модель [41]. В основе данной модели лежит идея блочного моделирования: оптические характеристики аэрозолей получаются как сумма характеристик различных фракций. В [48] констатируется, что по данным экспериментальных измерений в приземном слое всегда присутствуют частицы трех основных фракций с модальными радиусами $r_{m1} \cong 0,02 \div 0,04$ мкм, $r_{m2} \cong 0,1 \div 0,3$ мкм, $r_{m3} \cong 1 \div 4$ мкм, где $i = 1$ соответствует аэрозолям естественного конденсационного происхождения, 2 — фотохимическим аэрозолям, в основном антропогенного происхождения, 3 — аэрозолям дисперсного происхождения. Реальные микрофизические данные для этих фракций в получены на основе обобщения многочисленных экспериментальных измерений, что является основным достоинством модели, определившим её выбор. В частности, в [41] приведены результаты сравнения коэффициентов аэрозольного ослабления, выдаваемых моделью, с данными реальных натурных измерений и показано их хорошее совпадение (с точностью 10–15 % в видимой и ближней ИК областях спектра). Причем важно, что совпадение имеет место для измерений, проведенных в различных местах, что говорит о достаточной универсальности модели.

В исходной версии [41] модель представлена как готовая оптическая модель, позволяющая непосредственно (без расчётов по теории Ми) получать аэрозольные оптические характеристики как функции всего двух параметров — метеорологической дальности видимости и относительной влажности воздуха. Однако для установления корреляционных связей между измеряемыми и определяемыми характеристиками исследуемой среды необходима микрофизическая часть модели, также приведенная в [41], плюс модель вариаций микрофизических параметров.

Модель определяется пятнадцатью микрофизическими параметрами (по пять для каждой из трёх фракции: вещественная и мнимая части комплексного показателя преломления, модальный радиус и полуширина функции распределения частиц по размерам, счётная концентрация частиц фракции). Таким образом, для превращения её в статистическую, необходимо задать модели вариаций указанных пятнадцати параметров, считая эти вариации независимыми друг от друга. Приписав параметрам модели свойства случайных величин с равномерными распределениями, требующими лишь указания диапазона возможных вариаций параметров, модель [41] преобразована в статистическую [12]. При каждом конкретном акте её использования по известным правилам моделирования равномерно распределённых случайных величин для каждого из 15 параметров получают конкретные значения, по которым затем рассчитываются требуемые оптические аэрозольные характеристики. Однако при получении выборки микрофизических параметров модели путём их случайных вариаций в заданных диапазонах могут получаться физически абсурдные (не встречающиеся в действительности) значения как оптических, так и некоторых интегральных микрофизических характеристик, например, аномальные значения объёмных концентраций, эффективных размеров r_{32} , лидарного отношения, коэффициента

ослабления, его спектрального хода и т. д. Чтобы «отфильтровать» выборку, т. е. исключить нефизичные комбинации микрофизических параметров, накладывались ограничения на значения [12]:

- 1) коэффициента ослабления — $0,005 \leq \varepsilon(0,55 \text{ мкм}) \leq 1 \text{ км}^{-1}$;
- 2) отношения коэффициентов обратного рассеяния — $0,7 \leq \sigma_{\pi}(0,55)/\sigma_{\pi}(1,02) \leq 2,5$;
- 3) лидарного отношения — $20 \leq \varepsilon(0,55)/\sigma_{\pi}(0,55) \leq 100 \text{ ср}$;
- 4) параметра Ангстрема —
$$v = \frac{\ln \varepsilon(\lambda_1) - \ln \varepsilon(\lambda_2)}{\ln \lambda_2 - \ln \lambda_1}, \quad 0,7 \leq v \leq 2,2;$$
- 5) эффективного размера частиц
$$r_{32} = \frac{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^3 \frac{dN(r)}{d \ln r} d \ln r}{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^2 \frac{dN(r)}{d \ln r} d \ln r},$$

 $0,1 \leq r_{32} \leq 1$;
- 6) отношения объёмных концентраций «крупных» (дисперсионного происхождения) и «мелких» (конденсационного происхождения) частиц —
$$0,05 \leq C_{V3} / \sum_{i=1}^2 C_{Vi} \leq 20$$

Данные ограничения выбраны на основании анализа литературных, систематизированных в [49–50], и данных сети глобального мониторинга на основе сканирующих солнечных фотометров AERONET.

Таким образом, варьируя микрофизические параметры модели (эффективные размеры и полуширины функций распределения по размерам, комплексные показатели преломления частиц аэрозольных фракций и их концентрации) и рассчитывая соответствующие им оптические характеристики, можно получить необходимый объём расчётного материала по оптическим и микрофизическим характеристикам аэрозоля и отследить наличие или отсутствие устойчивых корреляций между ними.

7 Примеры использования регрессионного подхода в методах определения оптических характеристик аэрозолей

Как отмечено выше, интерпретация измерительной информации относительно оптических характеристик атмосферы требует знания опорных (локальных или интегральных) значений. Рассмотрим возможность установления локальных опорных значений (коэффициентов ослабления) с использованием регрессионного подхода.

Будем считать, что в составе аэрозоля присутствуют частицы трёх основных фракций – мелко-, средне- и грубодисперсной, для обозначения которых в дальнейшем используются индексы $j = 1, 2, 3$ соответственно. Каждая фракция характеризуется концентрацией

частиц в единице объёма N_j , комплексным показателем преломления $m_j = n_j + i\chi_j$ и нормированной на единицу функцией распределения частиц по размерам $f_j(r)$. Зная длину волны света λ , можно по известным формулам Ми вычислить объёмные коэффициенты ослабления и направленного рассеяния [46]:

$$\begin{aligned}\varepsilon_a(\lambda) &= \pi \sum_{i=1}^3 N_j \int_0^{\infty} K_\varepsilon(m_j, a, \lambda) a^2 f_j(a) da, \\ \beta_{\theta a}(\lambda) &= \pi \sum_{i=1}^3 N_j \int_0^{\infty} K_\theta(m_j, a, \lambda) a^2 f_j(a) da,\end{aligned}\quad (38)$$

где $K_\varepsilon(m_j, a, \lambda)$ и $K_\theta(m_j, a, \lambda)$ — факторы эффективности ослабления и рассеяния излучения под углом θ частицей с радиусом a .

Таким образом, задача определения спектральных значений коэффициента ослабления сводится к задаче получения регрессионных соотношений между $\varepsilon_a(\lambda)$ и $\beta_{\theta a}(\lambda)$, величины которых рассчитываются по формулам (38). Несмотря на то, что задача установления подобных взаимосвязей и их статистического обоснования давно привлекает внимание исследователей, объём экспериментальных данных по связи между коэффициентом ослабления и коэффициентом рассеяния под углом явно недостаточен для выбора наиболее оптимальной регрессионной зависимости между указанными характеристиками. Поэтому, ввиду сложности и неопределённости в выборе данной взаимосвязи нами использовалась линейная регрессия. Для широко используемого в зондировании атмосферы Nd:YAG- лазера с тремя длинами волн уравнение множественной регрессии имеет вид:

$$\lg \varepsilon_a(\lambda_i) = c_{i0} + \sum_{k=1}^3 c_{ik} \cdot \lg \beta_{\theta a}(\lambda_k), \quad (39)$$

в котором используются логарифмы величин ε_a , $\beta_{\theta a}$, т. к. в этом случае мы имеем дело с числами одного порядка, а абсолютная ошибка логарифма даёт оценку относительной ошибки самой величины. Численные значения коэффициентов c_{ik} определяются на основе используемой выборки $\varepsilon_a(\lambda)$ и $\beta_{\theta a}(\lambda)$ методом наименьших квадратов:

$$\min \sum_{n=1}^S \left[\lg \varepsilon_a^n(\lambda_i) - c_{i0} - \sum_{k=1}^3 c_{ik} \cdot \lg \beta_{\theta a}^n(\lambda_k) \right]^2, \quad (40)$$

где $n = 1, 2, \dots, S$ — номер реализации микрофизических параметров аэрозоля, с соответствующими им оптическими характеристиками $\varepsilon_a^n(\lambda_i)$ и $\beta_{\theta a}^n(\lambda_i)$; S — объём выборки; $\lambda_1 = 355$; $\lambda_2 = 532$ и $\lambda_3 = 1064$ нм.

Для получения ансамбля расчётных данных, состоящего из $S = 1500$ реализаций $\varepsilon_a(\lambda)$ и $\beta_{\theta a}(\lambda)$, использовалась описанная выше модель аэрозоля. Реальные микрофизические данные для аэрозольных фракций получены на основе обобщения многочисленных экспериментальных измерений, что является основным достоинством модели, определившим её выбор.

Ансамбль расчётных данных $\varepsilon_a(\lambda)$ и $\beta_{\theta a}(\lambda)$ получен путем независимых равномерных вариаций параметров модели S_m и q в диапазонах 5...70 км и 10...99 % соответственно.

С целью выбора оптимального угла приёма рассеянного излучения (в плане точности получения значений $\varepsilon(\lambda_i)$) проведён расчёт средней по выборке значений $\varepsilon_a^n(\lambda_i)$ и $\beta_{\theta a}^n(\lambda_k)$ погрешности определения $\varepsilon_a(\lambda_i)$ ($i = 1, 2, 3$) из уравнения (39) для углов в диапазоне $\theta = 1^\circ \div 180^\circ$ при наложении на значения $\beta_{\theta a}(\lambda_i)$ случайного разброса $\delta\beta$ в

пределах 2,5 % (что учитывает чувствительность соответствующих регрессионных уравнений к погрешностям измерения $\beta_{\theta a}(\lambda_i)$):

$$\delta \varepsilon_a(\theta) = \frac{1}{S} \sum_{n=1}^S \left[\sum_{i=1}^3 \frac{1}{\varepsilon_a^n(\lambda_i)} \left| \varepsilon_a^n(\lambda_i) - c_{i0} - \sum_{k=1}^3 c_{ik} \cdot (\beta_{\theta a}^n(\lambda_k) \pm \delta \beta) \right| \right] \quad (41)$$

При каждом θ коэффициенты c_{ik} определялись методом наименьших квадратов (40). Анализ зависимости $\delta \varepsilon_a(\theta)$ показывает, что наименьшие погрешности определения $\varepsilon_a(\lambda_i)$ ($i = 1, 2, 3$) соответствуют углу $\theta = 33^\circ$. Коэффициенты уравнения множественной регрессии (39) для $\varepsilon_a(\lambda_i)$ и $\beta_{\theta a}(\lambda_i)$ под указанным углом приведены в таблице.

О точности определения $\varepsilon_a(\lambda_i)$ из спектральных значений коэффициента рассеяния под углом 33° можно судить по гистограммам погрешностей

$$\delta \varepsilon_a(\lambda_i) = \frac{|\varepsilon_a(\lambda_i) - \varepsilon_a^*(\lambda_i)|}{\varepsilon_a(\lambda_i)}, \quad (42)$$

где $\varepsilon_a(\lambda_i)$ и $\varepsilon_a^*(\lambda_i)$ – соответственно точное и полученное с использованием регрессионного уравнения (39) значения аэрозольного коэффициента ослабления.

Таблица

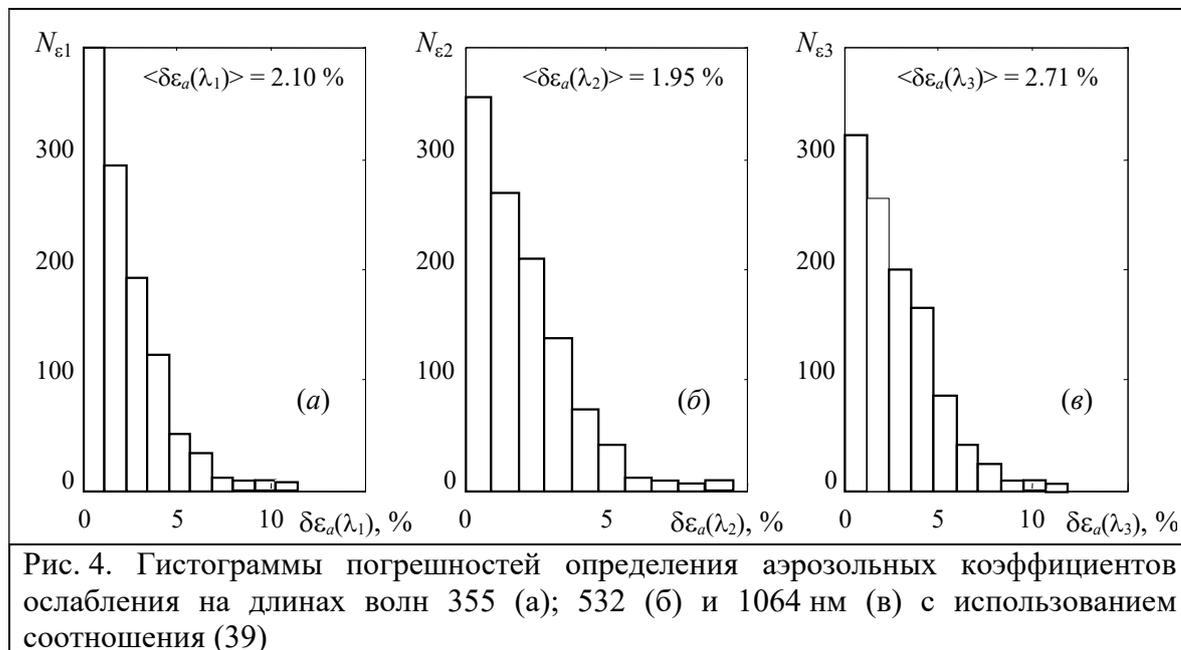
Коэффициенты уравнения множественной регрессии (39) для спектральных значений коэффициентов аэрозольного ослабления и рассеяния под углом 33°

Определяемая характеристика	c_{i0}	c_{i1}	c_{i2}	c_{i3}
$\varepsilon_a(\lambda_1), \text{км}^{-1}$	0.8051	0.5414	0.1446	0.3132
$\varepsilon_a(\lambda_2), \text{км}^{-1}$	0.7851	0.0240	0.5190	0.4662
$\varepsilon_a(\lambda_3), \text{км}^{-1}$	0.7533	0.1392	-0.2836	1.1823

Данные гистограммы, полученные в рамках используемой модели для выборки $\varepsilon_a^n(\lambda_i)$ и $\beta_{\theta a}^n(\lambda_k)$ ($n = 1, \dots, S = 1500$), представлены на рис. 4, где N_{ei} – число реализаций комплекса микрофизических параметров модели при которых получены погрешности $\delta \varepsilon_a(\lambda_i)$, $i = 1, 2, 3$ соответствует длинам волн 355, 532 и 1064 нм. На рисунках также указаны значения средних по выборке погрешностей $\langle \delta \varepsilon_a(\lambda_i) \rangle$. Гистограммы получены с учетом 2,5 % погрешностей измерения $\beta_{\theta a}(\lambda_i)$. Такие погрешности легко достигаются с использованием разработанного нефелометра-прозрачномера [51], исключаяющего влияния загрязнения оптики, изменения аппаратурных констант и мощности излучателя в процессе эксплуатации на результат измерения $\beta_{\theta a}(\lambda_i)$. При этом, как видно из рисунка, ошибки определения $\varepsilon_a(\lambda_i)$ не превышают (или превышают несущественно) суммарную погрешность измерения $\beta_{\theta a}(\lambda_i)$, равную 7,5 %, что свидетельствует о слабой чувствительности регрессионных уравнений к ошибкам $\delta \beta_{\theta a}(\lambda_i)$.

Таким образом, измеряя коэффициенты рассеяния под углом 33° можно определять значения коэффициента ослабления. При этом важно отметить, что определять опорные значения $\varepsilon_a(\lambda_i)$ через измеряемые значения коэффициентов рассеяния можно непосредственно на пути прохождения зондирующего импульса, т. е. на исследуемой

трассе зондирования. Для этого следует организовать измерение рассеянных под углами 33° сигналов, разместив в непосредственной близости от лидара дополнительные фотоприёмные устройства.



8 Примеры использования регрессионного подхода в методах определения микрофизических характеристик аэрозолей

Спектронефелометр

Проведён анализ информативности данных поляризационного спектронефелометра, использованного в исследованиях микрофизических параметров континентального аэрозоля [52–54]. Проводились измерения коэффициента направленного рассеяния под углом 45° на трёх длинах волн полупроводниковых лазерных источников (0,41; 0,63 и 0,98 мкм) и его ортогональных поляризационных составляющих под углом 90° на двух длинах волн (0,41 и 0,63 мкм) с погрешностями $\sim 10\%$.

Проведённые с использованием программного пакета [44] расчёты для только что указанных данных показывают [12], что оптические измерения оказываются весьма информативными относительно восстановления параметров субмикронной фракции (с погрешностями примерно 24; 8 и 10 % соответственно для счётной N , объёмной C_V концентраций и эффективного размера частиц r_{eff}). Это легко объяснимо физически, т. к. известен факт максимально сильного взаимодействия с излучением частиц в диапазоне размеров, близких к длине волны. Для грубодисперсных фракций погрешности восстановления параметров N , C_V и r_{eff} составляют соответственно 44; 45; 16 %. Из приведённых оценок следует, что погрешность восстановления полной счётной концентрации аэрозольных частиц практически соответствует её априорному разбросу.

С высокой точностью восстанавливается вещественная часть комплексного показателя преломления (КПП) всех трёх фракций аэрозоля (с погрешностями примерно 1,8 % для мелко- и среднелдисперсной фракций, и 2,8 % для грубодисперсной). Мнимая же часть КПП восстанавливается хуже (погрешность порядка 50 %), что объясняется существенно более слабой зависимостью от неё параметров аэрозольного рассеяния в видимом

диапазоне спектра (ввиду малости мнимой части КПП основных аэрозольных веществ, за исключением сажи).

AERONET

Регрессионные уравнения между измеряемыми ОХ и отмеченными выше микрофизическими параметрами: действительная часть комплексных показателей преломления и эффективные размеры частиц трех аэрозольных фракций; счетная и объемная концентрации частиц средне- и грубодисперсной фракций опробованы на массиве экспериментального и расчётного материала AERONET. Поскольку оптические характеристики, получаемые на станциях AERONET на основе измерений угловой зависимости яркости неба, являются интегральными по всему слою атмосферы, то имеет смысл проводить сравнение лишь для независящих от полной концентрации частиц аэрозоля параметров и работать с безразмерными комбинациями оптических характеристик (например, с отношениям спектральных значений коэффициентов рассеяния под углами – $\sigma_{45(0,41)}/\sigma_{45(0,63)}$; $\sigma_{45(0,63)}/\sigma_{45(0,98)}$; $\sigma_{90(0,41)}/\sigma_{90(0,63)}$). Сравнение производилось по следующим микрофизическим параметрам: относительное содержание «мелких» частиц в объёме аэрозоля V_f/V_t и эффективный размер частиц

$$r_{eff} = \int_{r_{min}}^{r_{max}} r^3 \frac{dN}{d \ln r} d \ln r \bigg/ \int_{r_{min}}^{r_{max}} r^2 \frac{dN}{d \ln r} d \ln r$$

. Регрессионные уравнения для этих параметров, полученные с использованием вышеописанного программного пакета, имеют вид [12]:

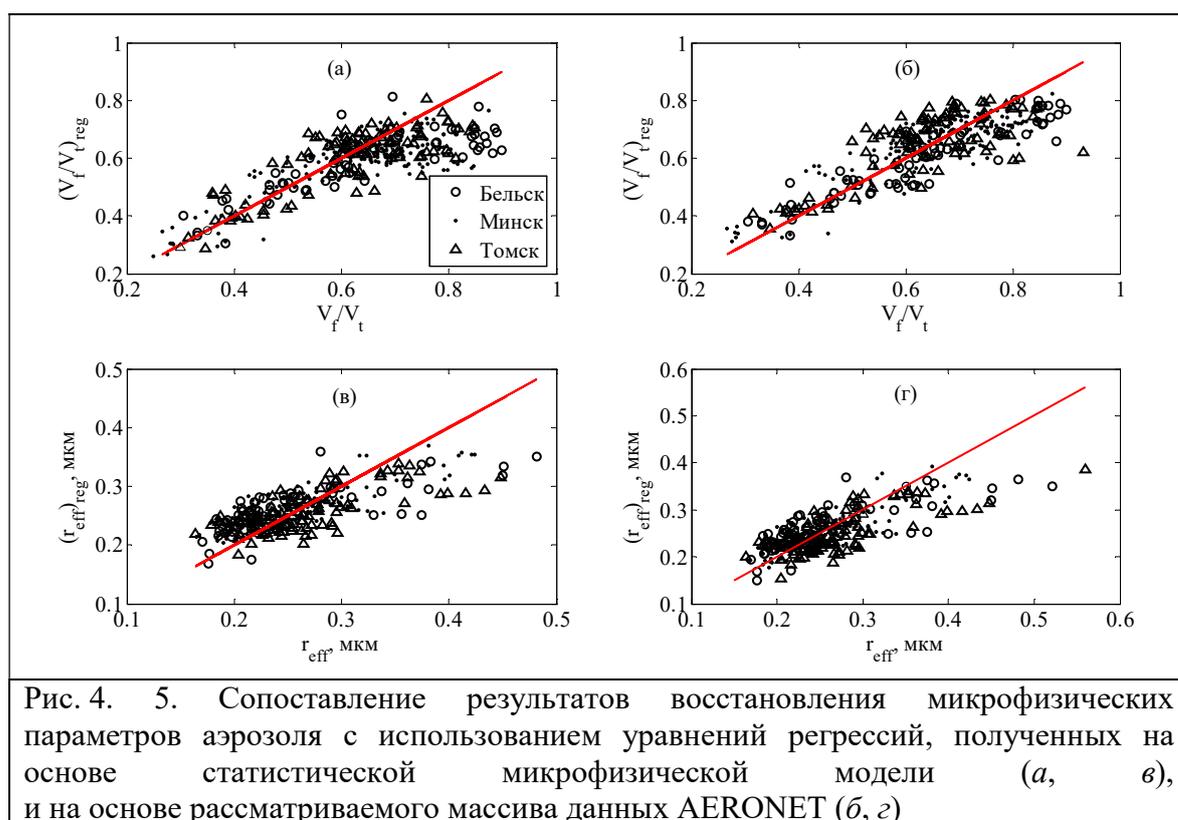
$$\frac{V_f}{V_t} = -0,462 + 0,1279 \frac{\sigma_{45(0,41)}}{\sigma_{45(0,63)}} + 0,382 \frac{\sigma_{45(0,63)}}{\sigma_{45(0,98)}} - 0,0175 \frac{\sigma_{90(0,41)}}{\sigma_{90(0,63)}}$$

,

$$r_{eff} = 0,721 - 0,1127 \frac{\sigma_{45(0,41)}}{\sigma_{45(0,63)}} - 0,1037 \frac{\sigma_{45(0,63)}}{\sigma_{45(0,98)}} - 0,048 \frac{\sigma_{90(0,41)}}{\sigma_{90(0,63)}} \quad (43)$$

На рис. 5,а, в представлены результаты восстановления V_f/V_t и r_{eff} с использованием данных уравнений по оптическим характеристикам, полученным на следующих станциях AERONET: г. Минск, г. Томск (городской аэрозоль) и г. Бельск (аэрозоль, ввиду малой антропогенной нагрузки региона, близок по своим физико-химическим свойствам к фоновому).

Для сравнения на рис. 5,б,г показаны результаты восстановления данных параметров с использованием уравнений регрессий, полученных для массива данных, взятых из AERONET. Из рисунков видно хорошее соответствие результатов — средние погрешности восстановления параметров V_f/V_t и r_{eff} составляют, соответственно, 12,7; 12,3 % при использовании уравнений (40) и 11,2; 10,5 % при использовании уравнений, полученных по выборке характеристик аэрозоля из AERONET. Данные результаты подтверждают достоверность точностных оценок и уравнений регрессии, получаемых на основе численных расчётов.



Nd:YAG-лазер

Для восстановления микрофизических параметров атмосферного аэрозоля из значений его оптических характеристик на трёх длинах волн Nd:YAG-лазера получены регрессионные зависимости между спектральными коэффициентами ослабления $\varepsilon_a(\lambda)$, коэффициентами обратного рассеяния $\beta_{pa}(\lambda)$ и интегральными микрофизическими параметрами трёхфракционных атмосферных аэрозолей: В качестве интегральных микрофизических параметров рассматривались объёмные концентрации аэрозольных фракций – C_{Vi} ($\text{мм}^3/\text{м}^3$), $i = 1, 2, 3$. Данные зависимости получались следующим образом [55]:

1) случайным образом задавалось 10^3 модельных состояний аэрозольных фракций, характеризующихся параметрами их функций распределения по размерам

$$f(r) = ar^{-\nu} \exp\left(-b \frac{1}{r^\gamma}\right), \text{ при } \nu = 6 \pm 0.6 \text{ и } \gamma = 1 \pm 0.1,$$

где a – нормировочный множитель, $b = \nu r_m^\gamma / \gamma$, r_m – модальный (наивероятнейший) радиус частиц, комплексными показателями преломления $m_i(\lambda, q)$ и счётными концентрациями N_i из вышеуказанных диапазонов;

2) при каждой комбинации микрофизических параметров аэрозоля по теории Ми рассчитывались $\varepsilon_a(\lambda)$ и $\beta_{pa}(\lambda)$, а также соответствующие им интегральные микрофизические параметры, и по стандартным формулам математической статистики проводился расчёт коэффициентов корреляции в спектральном диапазоне $0.3 \leq \lambda \leq 1.5$ мкм:

Уравнения связи для C_{Vi} и $\varepsilon_a(\lambda_j)$, $\beta_{pa}(\lambda_j)$ в матричном виде [43], удобном при автоматизированной обработке данных оптических измерений, представлены как :

$$\mathbf{C}_V = \mathbf{A} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}, \quad (44)$$

$$C_V = B \cdot \beta_\pi, \quad (45)$$

где $C_V = (\lg C_{V1} \lg C_{V2} \lg C_{V3})^T$, $\varepsilon = (1 \lg \varepsilon_a(\lambda_1) \lg \varepsilon_a(\lambda_2) \lg \varepsilon_a(\lambda_3))^T$ и $\beta_\pi = (1 \lg \beta_{\pi a}(\lambda_1) \lg \beta_{\pi a}(\lambda_2) \lg \beta_{\pi a}(\lambda_3))^T$ —

векторы с элементами, соответствующими объёмным концентрациям трёх фракций аэрозоля, спектральным значениям коэффициентов ослабления и обратного рассеяния;

$$A = (a_{ij}) = \begin{bmatrix} -1.527 & 3.706 & -2.523 & -0.210 \\ -0.713 & -0.896 & 0.982 & 0.764 \\ -0.134 & 2.596 & -4.522 & 3.207 \end{bmatrix},$$

$$B = (b_{ij}) = \begin{bmatrix} -0.639 & 3.327 & -3.639 & 0.913 \\ 0.156 & 1.513 & -0.608 & 0.054 \\ 0.793 & 1.231 & -3.204 & 2.882 \end{bmatrix}.$$

матрицы вариационных коэффициентов, полученных методом наименьших квадратов для выборки модельных оптико-микрофизических параметров аэрозоля:

$$\begin{aligned} \min_{(a_{ij})} \sum_{n=1}^S \left[C_{Vi}^{(n)} - \sum_{j=1}^3 a_{ij} \varepsilon^{(n)}(\lambda_j) \right]^2, \\ \min_{(b_{ij})} \sum_{n=1}^S \left[C_{Vi}^{(n)} - \sum_{j=1}^3 b_{ij} \beta_{\pi a}^{(n)}(\lambda_j) \right]^2. \end{aligned} \quad (33)$$

Объём используемой выборки S составлял $\sim 10^3$ состояний аэрозоля, что является вполне достаточным для получения статистически значимых результатов. Так увеличение объёма выборки с 10^3 до $1,5 \cdot 10^3$ состояний приводит к изменению коэффициентов в регрессионных уравнениях на доли процента.

Уравнения (44) и (45) использовались в численных экспериментах по замкнутой схеме для восстановления объёмных концентраций частиц фракций атмосферного аэрозоля для 1500 реализаций его состояния. Для каждой реализации по регрессионным формулам (44) и (45) (с учётом добавления в расчётные значения оптических характеристик случайных погрешностей измерения 10 %), рассчитывались значения C_{Vi} которые сравнивались с «точными» значениями. После перебора всех реализаций вычислялись среднеквадратичные по ансамблю характеристик погрешности восстановления

$$\langle \delta C_{Vi} \rangle = \frac{1}{S} \sum_{n=1}^S \delta C_{Vi}^{(k)}$$

Как следует из результатов расчёта погрешностей, спектральные значения $\varepsilon_a(\lambda_j)$ более информативны относительно объёмных концентраций мелко- и среднедисперсной фракций аэрозоля (ввиду меньших значений $\langle \delta C_{V1} \rangle$ и $\langle \delta C_{V2} \rangle$ ($\sim 25\%$) по сравнению с $\langle \delta C_{V3} \rangle$). Несмотря на то, что при некоторых комбинациях параметров микроструктуры аэрозоля C_{V1} и C_{V2} могут определяться со значительными

погрешностями, средние погрешности $\langle \delta C_{11} \rangle$ и $\langle \delta C_{12} \rangle$ не превышают суммы погрешностей задания $\varepsilon_a(\lambda_j)$ на 3-х λ_j (~ 30 %). Для грубодисперсной фракции погрешности несколько больше. Значения же $\beta_{\pi a}(\lambda_j)$, напротив, содержат больше информации о C_{13} . В этом отношении данные об $\varepsilon_a(\lambda_j)$ и $\beta_{\pi a}(\lambda_j)$ являются взаимодополняющими при определении фракционных концентраций аэрозоля.

9 Заключение

Рассмотренные выше результаты показывают возможности интерпретации измерительной информации в оптико–физических измерениях аэродисперсных сред (атмосферы, водные среды). Обозначены проблемы обработки сигналов обратного рассеяния в лазерно–локационных измерениях атмосферы относительно её оптических и микрофизических характеристик. Отмечено, что в данных измерениях интерпретация измерительной информации относительно оптических характеристик требует использования априорной информации (опорных значений определяемых параметров и индикатрисы обратного рассеяния $g_{\pi a}$) и допущений об исследуемой среде ($g_{\pi a} = \text{const}$ по всей трассе зондирования или мало изменяющаяся). Показаны возможности: повышения точности известных методов: за счёт исключения «краевого эффект» в методе асимптотического сигнала; коррекции регистрируемых сигналов на степень изменения качественного состава среды; установления опорных значений (локальных, интегральных) из самих измеряемых сигналов.

Для локационных и базисных методов рассмотрены и оценены возможности регрессионного подхода в решении обратных задач оптики рассеивающих сред как при интерпретации сигналов обратного рассеяния относительно оптических характеристик атмосферы, так и определении микрофизических параметров из измеряемых оптических характеристик. Оценки проводились как для результатов, полученных экспериментально, так и путём численного моделирования.

Конфликт интересов

Автор статьи заявляет, что у него нет конфликта интересов по материалам данной статьи с третьими лицами, на момент подачи статьи в редакцию журнала, и ему ничего не известно о возможных конфликтах интересов в настоящем со стороны третьих лиц.

Список литературы

1. Манойлов В. Е. и др. Приборы контроля окружающей среды. М.: Атомиздат, 1980. 215 с.
2. Привалов В. Е., Фотиади А. Э., Шеманин В. Г. Лазеры и экологический мониторинг атмосферы. СПб.: Изд. Лань. 2012. 288 с.
3. Кугейко М. М. Лазерные системы (в условиях априорной неопределенности). Минск: БГУ, 1999. 196 с.
4. Кугейко М. М., Оношко Д. М. Теория и методы оптико–физической диагностики неоднородных рассеивающих сред. Минск: БГУ, 2003. 186 с.
5. Кугейко М. М. О «бескалибровочных» оптико-физических измерениях // Измерительная техника. 1997. № 9. С. 35–38.
6. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М: Сов. радио, 1970. 495 с.

7. Захаров В. М., Костко О. К. Метеорологическая лазерная локация, Л.: Гидрометеиздат, 1997. 222 с.
8. Кугейко М. М. Лазерная диагностика и спектроскопия. Минск: БГУ, 2002. 276 с.
9. Зуев В. Е. [и др.]. Лазерное зондирование промышленных аэрозолей. Новосибирск: Наука, 1986. 192 с.
10. Кугейко М. М. Лазерная диагностика и спектроскопия (в условиях априорной неопределенности). Минск: БГУ, 2019. 260 с.
11. Креков Г. М., Кавкянов С. И., Крекова М. М. Интерпретация сигналов оптического зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987. 184 с.
12. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Лазерная спектрофелометрия аэродисперсных сред. Минск: БГУ. 2012. 208 с.
13. Хмелевцов С. С. [и др.]. Многоволновое и поляризационное лидарное зондирование аэрозольных промышленных выбросов // *Опт. атмосф. и океана*. 2005. Т. 18, № 3. С. 232–237.
14. Klett J. D. Stable analytic inversion solution for processing lidar returns // *Appl. Opt.* 1981. V. 20, N 2. P. 211–220.
15. Klett J. D. Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios // *Appl. Opt.* 1985. V. 24, N 11. P. 1638–1643.
16. Kovalev V. A. Stable near-end solution of the lidar equation for clear atmospheres // *Appl. Opt.* 2003. V. 42, N 3. P. 585–591.
17. Fernald F. G. Analysis of atmospheric lidar observation: some comments / *Appl. Opt.* 1984. V. 23, N 5. P. 652–653.
18. Rocadenbosch F., Comeron A. Error analysis for the lidar backward inversion algorithm // *Appl. Opt.* 1999. V. 38, N 21. P. 4461–4473.
19. Bissonnette L. R. Sensitivity analysis of lidar inversion algorithms // *Appl. Opt.* 1986. V. 25, N 13. P. 2122–2125.
20. Зуев В. Е., Креков Г. М., Крекова М. М. Лазерное зондирование атмосферного аэрозоля. Дистанционное зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука, 1978. 270 с.
21. Kovalev V. A. Stable near-end solution of the lidar equation for clear atmospheres // *Appl. Opt.* 2003. V. 42, N 3. P. 585–591.
22. Kovalev V. A. Distortion of particulate extinction profiles measures with lidar in two-component atmosphere // *Appl. Opt.* 1994. V. 33, № 27. P. 6499–6507.
23. Kovalev V. A. Distortion of particulate extinction profiles measures with lidar in two-component atmosphere // *Appl. Opt.* 1994. V. 33, № 27. P. 6499–6507.
24. Лазерный контроль атмосферы / Под. ред. Э. Д. Хинкли, русск. Перевод под ред. В. Е. Зуева. М: Мир, 1979. 416 с.
25. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М: Мир, 1987. 550 с.
26. Кугейко М. М. Методические аспекты восстановления оптических характеристик атмосферы из результатов лазерно-локационных измерений // *Оптика атмосферы и океана*. 2006. Т. 19, № 5. С. 435–440.
27. Белобровик И. И., Сергеев Н. М., Кугейко М. М., Ашкинадзе Д. А., К расчёту объёмных коэффициентов ослабления света. *Известия АН СССР, ФАО*, 1980. Т. 16, № 9. С. 968–973.
28. Креков Г. М., Кавкянов С. И., Крекова М. М.. Интерпретация сигналов оптического зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987. 184 с.
29. Кугейко М. М. Методические аспекты восстановления оптических характеристик атмосферы из результатов лазерно-локационных измерений // *Оптика атмосферы и океана*. 2006. Т. 19, № 5. С. 435–440.

30. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Многопараметрическая корреляционная спектрофелометрия в лазерной диагностике микрофизических характеристик аэродисперсных сред // Лазерная физика и оптические технологии: сб. материалов VI междунар. науч. конф., / Гродно, 2006. Ч. 2. С. 223–225.
31. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Многопараметрическая корреляционная спектрофелометрия в мониторинге загрязнений окружающей среды // Медэлектроника-2007: сб. материалов V междунар. науч.-технич. конф., / Минск, 2007. С. 70–73.
32. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Корреляционная спектрофелометрия рассеивающих сред на основе полупроводниковых лазеров // Полупроводниковые лазеры и системы на их основе: сб. материалов VI Белорусско-Российского семинара, / Минск, 2007. С. 98–101.
33. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Определение фракционных концентраций атмосферного аэрозоля из спектральных измерений сигналов обратного рассеяния // Приладобудування: стан і перспективи: матеріали VI междунар. науч.-технич. конф., / Киев, 2007. С. 173.
34. Способ определения концентрации фоновое атмосферного аэрозоля: пат. 10845 Респ. Беларусь / М. М. Кугейко, С. А. Лысенко // Афіцыйны бюл. / Нац. цэнтр інтэлект. уласнасці. 2008. № 3. С. 150–151.
35. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Определение параметров атмосферных аэрозолей по данным Раман-лидара // Лазерная физика и оптические технологии: сб. науч. трудов VII Междунар. науч. конф. / Минск, 2008. С. 235–238.
36. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Уравнения множественной регрессии для фракционных концентраций атмосферного аэрозоля и спектральных значений коэффициента ослабления // Журн. прикл. спектр. 2006. Т. 73, № 6. С. 807–812.
37. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Спектральный метод измерения фракционного состава аэрозольных сред // Лазеры. Измерения. Информация: материалы междунар. науч.-технич. конф. / СПбПУ им. Петра Великого. Санкт-Петербург, 2006 С. 30.
38. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Определение интегральных микрофизических параметров многокомпонентных аэрозолей по данным зондирования атмосферы локационными системами на основе Nd:YAG-лазера // Оптика и спектроскопия. 2009. Т. 107, № 1. С. 165–172.
39. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1982. 196 с.
40. Зуев В. Е., Креков Г. М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 256 с.
41. Андреев С. Д., Ивлев Л. С. Моделирование оптических характеристик аэрозолей приземного слоя атмосферы в области 0,3–15 мкм. Ч. I. Принципы построения модели. Ч. II. Выбор параметров модели. Ч. III. Результаты моделирования // Опт. атмосфер. и океана. 1995. Т. 8. № 5. С. 788–795; № 8. С. 1227–1235; 1236–1243.
42. Ивлев Л. С., Андреев С. Д. Оптические свойства атмосферных аэрозолей. Ленинград: ЛГУ, 1986. 359 с.
43. Колемаев В. А., Калинина В. Н. Теория вероятностей и математическая статистика – Москва: ИНФРА–М, 1997. 300 с.
44. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Программный пакет для анализа данных аэрозольных оптических измерений // Электроника–инфо. № 6, 2009. С. 49–50.
45. Мак-Картни Э. Оптика атмосферы. М: Мир, 1979. 422 с.
46. Борен К. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. Пер. с англ. М: Мир, 1986. 660 с.
47. Дейрменджан Р. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.

48. Ивлев Л. С., Довгалюк Ю. А. Физика атмосферных аэрозольных систем. СПб: ЛГУ. 1999. 100 с.
49. Кондратьев К. Я., Ивлев В. Ф., Крапивин В. Ф. Свойства, процессы образования и последствия воздействий атмосферного аэрозоля: от нано-до глобальных масштабов. СПб: ВВМ, 2007. 807 с.
50. Иванов В. П. Прикладная оптика атмосферы в тепловидении. Казань: Новое Знание, 2000. 357 с.
51. Нефелометр-прозрачномер: пат. РБ № 4004 на полезную модель, МПК (2006) G 01N 21/00 / М. М. Кугейко, С. А. Лысенко, С. В. Кваченок; заявитель Белорус. гос. ун-т. – № и 20070166; заявл. 06.03.07; опубл. 01.08.07 // Афіцыйны бюл. / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2007. – № 5. – С. 219.
52. Панченко М. В. [и др.]. Активная спектронефелометрия в исследовании микрофизических характеристик субмикронного аэрозоля // Оптика атмосферы и океана. 2004. Т. 17, № 5–6. С. 428–435.
53. Sviridenkov M. A. [et al.]. Fifteenth ARM Science Team Meeting Proceedings // Dayton a Vech, Florida, March 14–18, (2005).
54. Панченко М. В., Свириденков М. А., Терпугова С. А., Козлов В. С. // Оптика атмосферы и океана. 2004. Т. 17, № 5–6. С. 428–435.
55. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Уравнения множественной регрессии для фракционных концентраций атмосферного аэрозоля и спектральных значений коэффициента ослабления // Журн. прикл. спектр. 2006. Т. 73, № 6. С. 807–812..

Interpretation of measurement information in optical-physical measurements

Kugeiko M. M.

*Belarusian State University
220030, Belarus, Minsk, Independence Ave. 4*

The review considers the problems of interpretation of measurement information in optical-physical measurements of aerodisperse media (atmosphere). The possibilities of improving the accuracy of known methods are shown: by eliminating the "edge effect" in the asymptotic signal method; correction of recorded signals for the degree of change in the qualitative composition of the medium; establishing reference values (local, integral) from the measured signals themselves. The possibilities of the regression approach in solving inverse problems of the optics of scattering media are estimated both in the interpretation of backscattering signals with respect to optical ones and in determining microphysical characteristics from the measured optical characteristics. Estimates were made both for the results obtained experimentally and by numerical simulation.

Key words: optical-physical measurements, backscattering signals, atmosphere, aerosol, interpretation of measurement information, optical characteristics, microphysical parameters of aerosol, inverse problems, regression approach for solving inverse problems.