

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ, ГИДРОСФЕРЫ  
И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551.508

М.М. Кугейко, С.А. Лысенко

Об определении профилей оптических характеристик тропосферного аэрозоля из сигналов Раман-лидара и одноуглового нефелометра

Белорусский государственный университет, г. Минск

Поступила в редакцию 8.07.2007 г.

Предложена методика восстановления профилей коэффициентов ослабления  $\epsilon_a$  и обратного рассеяния  $\beta_{a,\pi}$  тропосферного аэрозоля из сигналов упругого рассеяния на длинах волн  $\lambda_0 = 355; 532; 1060$  нм и комбинационного рассеяния на атмосферном азоте ( $\lambda_R = 387; 607$  нм), не требующая расчета производной от логарифма отношения атмосферной плотности азота и устраниющая неопределенность в выборе спектрального хода  $\epsilon_a(\lambda)$  путем измерения коэффициентов аэрозольного светорассеяния  $\beta_{a,\theta}$  под углом  $\theta = 33^\circ$  на длинах волн  $\lambda_0$ . Выбор угла  $33^\circ$  основан на анализе множественных регрессий между спектральными значениями  $\epsilon_a$  и  $\beta_{a,\theta}$  аэрозоля приземного слоя атмосферы. Приводятся примеры восстановления вертикальных профилей  $\beta_{a,\pi}$  и  $\epsilon_a$ , оценивается влияние ошибок измерений и флуктуаций температуры атмосферы на точность определения  $\beta_{a,\pi}$  и  $\epsilon_a$ .

Введение

Исследование распределения оптических и микрофизических параметров аэрозоля по вертикальным и наклонным трассам имеет важное значение для решения проблем радиационного баланса атмосферы, физики и химии аэрозоля, а также процессов переноса загрязняющих веществ в атмосфере. Наиболее эффективно при этом лидарное зондирование, так как позволяет проводить длительные непрерывные измерения с хорошим пространственным и временным разрешением. Данные многоволновых лидарных измерений содержат информацию не только об оптических характеристиках аэрозоля, но и позволяют определять его микрофизические параметры, такие как концентрация, функция распределения аэрозольных частиц по размерам и показатель преломления вещества аэрозоля.

В последнее время развитие техники лидарного зондирования привело к появлению комбинированных лидаров, сочетающих многоволновое зондирование с приемом сигналов комбинационного рассеяния (КР) на одном из основных атмосферных газов, например на атмосферном азоте (Раман-лидар). Среди них наибольший интерес представляют сравнительно простые системы, построенные на основе Nd:YAG-лазеров с преобразованием частоты во вторую и третью гармоники (длины волн  $\lambda_0 = 1060, 532$  и  $355$  нм) [1–3]. Здесь возможны 5-волновые измерения с использованием двух сигналов КР на атмосферном азоте (387 и 607 нм) либо 4-волновые измерения с использованием только одного канала КР, например на 607 нм.

Лидарное уравнение для волн  $\lambda_0$  лазера может быть записано в виде [4, 5]:

$$P_{\lambda_0}(z) = \frac{A_0}{z^2} T_{\lambda_0}^2 [\beta_{m,\pi}(\lambda_0, z) + \beta_{a,\pi}(\lambda_0, z)] \times \exp \left\{ -2 \int_{z_0}^z [\epsilon_m(\lambda_0, z') + \epsilon_a(\lambda_0, z')] dz' \right\}, \quad (1)$$

где  $P_{\lambda_0}(z)$  — мощность сигнала, обусловленного молекулярным и аэрозольным рассеянием;  $z_0$  — минимальное расстояние от лидара, на котором достигается полное перекрытие поля зрения приемника и посылаемого импульса;  $A_0$  — аппаратная постоянная;  $\beta_{m,\pi}(\lambda_0, z)$  и  $\beta_{a,\pi}(\lambda_0, z)$  — коэффициенты обратного молекулярного и аэрозольного рассеяния;  $\epsilon_m(\lambda_0, z)$  и  $\epsilon_a(\lambda_0, z)$  — коэффициенты молекулярного и аэрозольного ослабления для длины волны  $\lambda_0$  соответственно;

$$T_{\lambda_0} = \exp \left\{ - \int_0^{z_0} [\epsilon_a(\lambda_0, \xi) + \epsilon_m(\lambda_0, \xi)] d\xi \right\}$$

— прозрачность теневой зоны лидара. Для рамановской длины волны  $\lambda_R$  мощность лидарного сигнала, обусловленная чисто молекулярным рассеянием, имеет вид [4, 5]:

$$P_{\lambda_R}(z) = \frac{A_R}{z^2} T_{\lambda_R} N_R(z) \frac{d\sigma_{\lambda_R}(\pi)}{d\Omega} \times \exp \left\{ - \int_{z_0}^z [\epsilon_m(\lambda_0, z') + \epsilon_a(\lambda_0, z') + \epsilon_m(\lambda_R, z') + \epsilon_a(\lambda_R, z')] dz' \right\}, \quad (2)$$

где

$$T_{\lambda_R} = \exp \left\{ - \int_0^{z_0} [\varepsilon_a(\lambda_0, \xi) + \varepsilon_a(\lambda_R, \xi) + \varepsilon_m(\lambda_0, \xi) + \varepsilon_m(\lambda_R, \xi)] d\xi \right\};$$

$N_R(z)$  — концентрация молекул азота на высоте  $z$ ;  $d\sigma_{\lambda_R}(\pi)/d\Omega$  — дифференциальное сечение обратного рассеяния для молекул азота;  $A_R$  — аппаратурная постоянная.

Совместное решение (1) и (2) для спектральных значений  $\varepsilon_a(\lambda_0, z)$  и  $\beta_{a,\pi}(\lambda_0, z)$  требует использования априорных допущений или привлечения результатов дополнительных измерений.

*Во-первых*, необходимо знание относительного спектрального хода коэффициента ослабления света аэрозольным компонентом. Традиционно используется предположение  $\varepsilon_a(\lambda) \sim \lambda^{-k}$ , где коэффициент  $k$  зависит от типа аэрозоля и изменяется в пределах от 0 до 2 [4]. При решении системы уравнений, включающей один из сигналов КР, например на  $\lambda_R = 607$  нм, и сигналы упругого рассеяния на  $\lambda_0 = 355, 532$  и 1060 нм относительно  $\varepsilon_a(\lambda_0, z)$  и  $\beta_{a,\pi}(\lambda_0, z)$ , неопределенность спектрального хода  $\varepsilon_a(\lambda)$  (отсутствие информации о параметре  $k$ ) может приводить к значительным ошибкам в определении  $\varepsilon_a(\lambda_0)$  на длинах волн упругого рассеяния  $\lambda_0 = 355$  и 1060 нм (при  $\lambda_R = 607$  нм), а следовательно, и  $\beta_{a,\pi}(\lambda_0)$ . Так, в [6] показано, что при использовании одного канала КР (607 нм) ошибки восстановления профиля  $\beta_{a,\pi}(\lambda_0, z)$  при  $\lambda_0 = 355$  и 1060 нм, вызванные неопределенностью параметра  $k$ , могут превышать 100%.

*Во-вторых*, требуется информация о профиле температуры (нужно его либо задать по модели атмосферы, либо получить из аэрологических измерений), поскольку соотношение для определения профиля  $\varepsilon_a(\lambda_0, z)$  включает операции численного дифференцирования как сигналов, так и логарифма отношения плотности азота [4], рассчитываемой по профилям атмосферной температуры и давления. Известно [7], что решение задачи численного дифференцирования неустойчиво. Это проявляется в усилении ошибок, возникающих из-за отличия истинного профиля температуры от профиля, который используется для расчета  $N_R(z)$ , вплоть до получения физически абсурдного результата.

Ниже описывается методика восстановления профилей оптических характеристик тропосферного аэрозоля на длинах волн упругого рассеяния с использованием двух каналов КР, не требующая расчета производной от плотности азота и исключающая неопределенность в выборе спектрального хода коэффициента ослабления света аэрозольным компонентом.

## Методика

Для устранения необходимости расчета производной от плотности азота можно использовать отношение сигналов КР  $P_{387}(z)$  и  $P_{607}(z)$  на длинах

волн 387 и 607 нм соответственно, скорректированных на молекулярное ослабление, т.е.

$$S_{\lambda_R}(z) = P_{\lambda_R}(z) \exp \left\{ \int_0^z [\varepsilon_m(\lambda_0, \xi) + \varepsilon_m(\lambda_R, \xi)] d\xi \right\}.$$

Однако при этом для восстановления профилей  $\varepsilon_a(\lambda_0, z)$  ( $\lambda_0 = 355$  и 532 нм) требуется знание соотношений для связи спектральных значений  $\varepsilon_a(\lambda_i, z)$  на  $\lambda_i = 355; 387; 532$  и 607 нм, которое в самом общем виде можно записать как

$$\varepsilon_a(\lambda_i, z) = C_{\lambda_i} \varepsilon_a(\lambda_0, z), \quad (3)$$

где  $C_{\lambda_i}$  — коэффициенты связи (способ определения которых будет описан ниже). Предполагая, что коэффициенты  $C_{\lambda_i}$  не зависят от  $z$  из отношения сигналов КР (2) на  $\lambda_R = 387$  и 607 нм, несложно получить выражение для  $\varepsilon_a(\lambda_0, z)$ . Так, при  $\lambda_0 = 532$  нм

$$\begin{aligned} \varepsilon_a(532, z) &= \frac{d}{dz} \ln F_{532}(z_0, z) = \\ &= \frac{d}{dz} \ln \left[ \frac{S_{387}(z) S_{607}(z_0)}{S_{387}(z_0) S_{607}(z)} \right]^{1 - C_{355} - C_{387} + C_{607}}, \quad (4) \end{aligned}$$

где

$$C_{\lambda_i} = \varepsilon_a(\lambda_i) / \varepsilon_a(532); \quad \ln F_{532}(z_0, z) = \int_{z_0}^z \varepsilon_a(532, \xi) d\xi$$

— аэрозольная оптическая толщина участка  $[z_0, z]$  трассы зондирования на длине волны 532 нм (здесь и в дальнейшем индекс у  $S_{\lambda_i}$ ,  $F_{\lambda_i}$  и  $C_{\lambda_i}$  соответствует длине волны  $\lambda_i$ ). Выражение, аналогичное (4), несложно получить и для  $\varepsilon_a(355, z)$ . Отличия будут заключаться лишь в значениях коэффициентов  $C_{\lambda_i} = \varepsilon_a(\lambda_i) / \varepsilon_a(355)$  в показателе степени (4), равном в этом случае  $(C_{607} + C_{532} - C_{387} - 1)^{-1}$ . Из (4) видно, что точность восстановления профиля  $\varepsilon_a(\lambda_0, z)$  не зависит от профиля концентрации азота, а определяется погрешностями измерения сигналов КР и пространственными вариациями  $C_{\lambda_i}$ . Устойчивость (4) к разбросу  $C_{\lambda_i}$  рассматривается ниже.

Относительный спектральный ход  $\varepsilon_a(\lambda)$  определяется видом нормированной на единицу функции распределения по размерам и комплексным показателем преломления вещества рассеивающих частиц, а не их концентрацией. Данные многочисленных измерений вертикальной структуры аэрозолей тропосферы [8] показывают, что изменения параметров функции распределения и комплексных показателей преломления частиц отдельных фракций находятся на уровне их случайных вариаций, изменения же оптических характеристик аэрозолей вызываются, прежде всего, вариациями концентраций частиц. Сказанное оправдывает использование предположения о неизменности значений коэффициентов  $C_{\lambda_i}$  в тропосфере.

Что касается наличия шумов в сигналах, то к настоящему времени разработано множество

алгоритмов, позволяющих эффективно сглаживать измеряемые сигналы и в максимальной степени устранять влияние случайных ошибок на результат численного дифференцирования сигналов [9–11].

Из (1) с учетом (3) и (4) нетрудно получить выражения для коэффициентов обратного рассеяния на длинах волн упругого рассеяния  $\lambda_0 = 355, 532$  и  $1060$  нм:

$$\begin{aligned} \beta_{a,\pi}(350, z) &= [\beta_{a,\pi}(355, z_k) + \beta_m(355, z_k)] \times \\ &\times \frac{S_{355}(z)}{S_{355}(z_k)} \left[ \frac{F_{532}(z_0, z)}{F_{532}(z_0, z_k)} \right]^{2C_{355}} - \beta_m(355, z), \\ \beta_{a,\pi}(532, z) &= [\beta_{a,\pi}(532, z_k) + \beta_m(532, z_k)] \times \\ &\times \frac{S_{532}(z)}{S_{532}(z_k)} \left[ \frac{F_{532}(z_0, z)}{F_{532}(z_0, z_k)} \right]^2 - \beta_m(532, z), \\ \beta_{a,\pi}(1060, z) &= [\beta_{a,\pi}(1060, z_k) + \beta_m(1060, z_k)] \times \\ &\times \frac{S_{1060}(z)}{S_{1060}(z_k)} \left[ \frac{F_{532}(z_0, z)}{F_{532}(z_0, z_k)} \right]^{2C_{1060}} - \beta_m(1060, z), \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$S_{\lambda_0}(z) = P_{\lambda_0}(z) \exp \left\{ 2 \int_{z_0}^z \epsilon_m(\lambda_0, \xi) d\xi \right\};$$

$z_k$  — точка калибровки, в которой априорно задается значение  $\beta_{a,\pi}(\lambda_0, z_k)$ . Обычно используется предположение, что в верхних слоях тропосферы для видимой и УФ-областей спектра справедливо соотношение  $\beta_a(\lambda_0, z) \ll \beta_m(\lambda_0, z)$ , в силу чего в (5) значение  $\beta_{a,\pi}(\lambda_0, z_k)$  при  $\lambda_0 = 355, 532$  нм можно положить равным нулю. Сложнее дело обстоит с выбором значения  $\beta_{a,\pi}(\lambda_0, z_k)$  в ИК-области спектра ( $\lambda_0 = 1060$  нм), где аэрозольное обратное рассеяние на всей трассе зондирования может существенно превышать молекулярное. В этом случае практически единственным возможным способом определения  $\beta_{a,\pi}(1060, z_k)$  является интерполяция рассчитанных из (5) спектральных значений  $\beta_{a,\pi}(355, z)$  и  $\beta_{a,\pi}(532, z)$ .

Как видно из (4) и (5), для определения профилей оптических характеристик аэрозоля необходимо привлечение дополнительных измерений по установлению относительного спектрального хода  $\epsilon_a(\lambda)$  (значений коэффициентов  $C_{\lambda i}$ ). Спектральные значения  $\epsilon_a(\lambda)$  можно получить при помощи интегрального нефелометра, расположенного рядом с лидаром. Однако если имеется однозначная связь между коэффициентом рассеяния  $\beta_{a,\theta}$  под углом  $\theta$  и  $\epsilon_a$ , то для нахождения последнего можно воспользоваться измерениями рассеянного света под данным углом  $\theta$ . В этом случае значения  $\epsilon_a(\lambda)$  можно определять непосредственно на пути прохождения зондирующего импульса, т.е. на исследуемой трассе зондирования. Для этого следует организовать измерение рассеянных под углом  $\theta$  сигналов, разместив в непосредственной близости от лидара дополнительное фотоприемное устройство.

Так, для длины волны  $\lambda = 500$  нм теоретически и экспериментально установлена достаточно хорошая корреляция между  $\epsilon_a$  и  $\beta_{a,\theta}$ . Среднеквадратическое отклонение величины  $\rho = \beta_a(45^\circ)/\epsilon_a$  не превышает 15% от его среднего значения 1,45 [12]. Для других длин волн аналогичные регрессионные зависимости в литературе не встречаются. В частности, представляет интерес возможность получения значений  $\epsilon_a(\lambda_i)$  на длинах волн  $\lambda_i = 355, 387, 532, 607, 1060$  нм, используемых при лазерном зондировании атмосферы лидаром, работающим на частотах упругого и КР.

Сформулируем требующую решения задачу следующим образом: представить значения используемых в соотношениях (4) и (5) коэффициентов  $C_{\lambda i}$ , определяющих относительный спектральный ход  $\epsilon_a(\lambda)$ , как функции нескольких легко измеряемых параметров — спектральных значений  $\beta_{a,\theta}(\lambda)$ . Причем под термином «функция» здесь понимается не детерминированная, а статистическая зависимость.

Будем считать, что мы имеем дело с тремя фракциями аэрозольных частиц: мелко-, средне- и грубодисперсная, для обозначения которых используются индексы  $j = 1, 2, 3$  соответственно. Каждая фракция характеризуется концентрацией частиц в единице объема  $N_j$ , комплексным показателем преломления  $m_j$  и нормированной на единицу функцией распределения частиц по размерам  $f_j(a)$ . Зная длину волны света  $\lambda$ , можно по известным формулам Ми вычислить объемные коэффициенты ослабления и направленного рассеяния [13]:

$$\epsilon_a(\lambda) = \pi \sum_{i=1}^3 N_j \int_0^\infty K_\epsilon(m_j, a, \lambda) a^2 f_j(a) da; \quad (6)$$

$$\beta_{a,\theta}(\lambda) = \pi \sum_{i=1}^3 N_j \int_0^\infty K_\theta(m_j, a, \lambda) a^2 f_j(a) da,$$

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

Таким образом, задача определения  $C_{\lambda i}$  для нашего случая (источник излучения — Nd:YAG-лазер) сводится к задаче получения соотношений множественных регрессий между  $\epsilon_a(\lambda_i)/\epsilon_a(\lambda_0)$  (при  $\lambda_0 = 355$  и  $532$  нм,  $\lambda_i = 355; 387; 532; 607; 1060$  нм,  $\lambda_i \neq \lambda_0$ ) и  $\beta_{a,\theta}(355)/\beta_{a,\theta}(532)$  и  $\beta_{a,\theta}(532)/\beta_{a,\theta}(1060)$ , рассчитанным по (6). Для этого использовалось соотношение линейной ортогональной среднеквадратической множественной регрессии [14]:

$$\ln C_{\lambda i} = \ln \frac{\epsilon_a(\lambda_i)}{\epsilon_a(\lambda_0)} = a_{i0} + a_{i1} \ln \frac{\beta_{a,\theta}(355)}{\beta_{a,\theta}(532)} + a_{i2} \ln \frac{\beta_{a,\theta}(532)}{\beta_{a,\theta}(1060)}, \quad (7)$$

в котором коэффициенты  $a_{ik}$  определялись теоретически, путем вариаций фракционных концентраций, вещественной и мнимой частей показателя преломления и параметров функции распределения частиц фракций по размерам. Для получения численных значений коэффициентов  $a_{ik}$  использовалась трех-

фракционная модель аэрозоля приземного слоя Андреева–Ивлева [15] с варьирующимися значениями метеорологической дальности видимости  $S_m$  и влажности  $q$  в диапазонах их значений соответственно 5–100 км, 10–99%. Поскольку одним и тем же  $S_m$  и  $q$  в реальности могут соответствовать различные комбинации микрофизических параметров, в то время как спектральная зависимость  $\varepsilon_a(\lambda)$  однозначно определяется последними, то помимо равномерного варьирования  $S_m$  и  $q$  на все микрофизические параметры модели (параметры функций распределения, показатели преломления, весовые вклады фракций) также накладывался 15%-й случайный разброс. Сказанное позволяет в некоторой степени учесть ошибки и разброс экспериментальных данных, на которых основана модель.

Об оправданности использования модели [15] для расчета корреляционных связей между коэффициентом ослабления и коэффициентами направленного светорассеяния свидетельствует установленное нами на основании модели [15] среднее значение коэффициента  $\rho = \beta_a(45^\circ)/\varepsilon_a = 1,39$  для длины волны  $\lambda = 500$  нм, отличающееся лишь на 4% от приводимого в литературе значения, равного 1,45 [12].

С целью выбора оптимального угла приема рассеянного излучения (в плане точности получения относительного спектрального хода  $\varepsilon_a(\lambda_i)$ ) проведен расчет ошибок определения  $C_{\lambda_i}$  из уравнения (7) для углов  $\theta$  из диапазона  $1\div 180^\circ$ . При каждом  $\theta$  коэффициенты  $a_{ik}$  определялись методом наименьших квадратов:

$$\min \sum_{n=1}^S \left[ \ln \frac{\varepsilon_a^{(n)}(\lambda_i)}{\varepsilon_a^{(n)}(\lambda_0)} - a_{i0} - a_{i1} \ln \frac{\beta_{a,\beta}^{(n)}(355)}{\beta_{a,\beta}^{(n)}(532)} - a_{i2} \ln \frac{\beta_{a,\beta}^{(n)}(532)}{\beta_{a,\beta}^{(n)}(1060)} \right]^2,$$

где  $n = 1, 2, \dots, S$  – реализация микрофизических параметров аэрозоля с соответствующими им опти-

ческими характеристиками –  $\varepsilon_a^{(n)}(\lambda_i)$  и  $\beta_{a,\beta}^{(n)}(\lambda_i)$ ;  $S = 1,5 \cdot 10^3$  – объем выборки.

Расчет максимальной и средней по всему объему выборки погрешностей восстановления относительного спектрального хода  $\varepsilon(\lambda_i)$  из (7) показывает, что наименьшие погрешности соответствуют углу  $\theta = 33^\circ$ . Коэффициенты уравнения (7), соответствующие указанному углу при  $\lambda_0 = 355$  и 532 нм, приведены в табл. 1 и 2 соответственно.

Таким образом, для установления относительного спектрального хода  $\varepsilon_a(\lambda_i)$  требуется измерить коэффициенты рассеяния под углом  $33^\circ$  на длинах волн 355; 532; 1060 нм и из уравнения (7) (с соответствующими коэффициентами  $a_{i0}$  из табл. 1 и 2) вычислить  $C_{\lambda_i}$ .

Таблица 1

Коэффициенты регрессионного уравнения (7) при  $\lambda_0 = 355$  нм

$\lambda_i$ , нм	$a_{i0}$	$a_{i1}$	$a_{i2}$
387	–0,0265	–0,1725	0,0004
532	–0,0703	–0,5563	–0,1423
607	–0,0846	–0,6498	–0,2456
1060	–0,2098	–0,5621	–0,8349

Таблица 2

Коэффициенты регрессионного уравнения (7) при  $\lambda_0 = 532$  нм

$\lambda_i$ , нм	$a_{i0}$	$a_{i1}$	$a_{i2}$
355	0,0703	0,5563	0,1423
387	0,0438	0,3838	0,1427
607	–0,0143	–0,0935	–0,1033
1060	–0,1394	–0,0059	–0,6926

О точности восстановления  $\varepsilon_a(\lambda_i)/\varepsilon_a(\lambda_0)$  при  $\lambda_0 = 532$  нм из спектральных значений коэффициента рассеяния под углом  $33^\circ$  можно судить по гистограммам ошибок  $\delta C_{\lambda_i}$ , представленных на рис. 1,

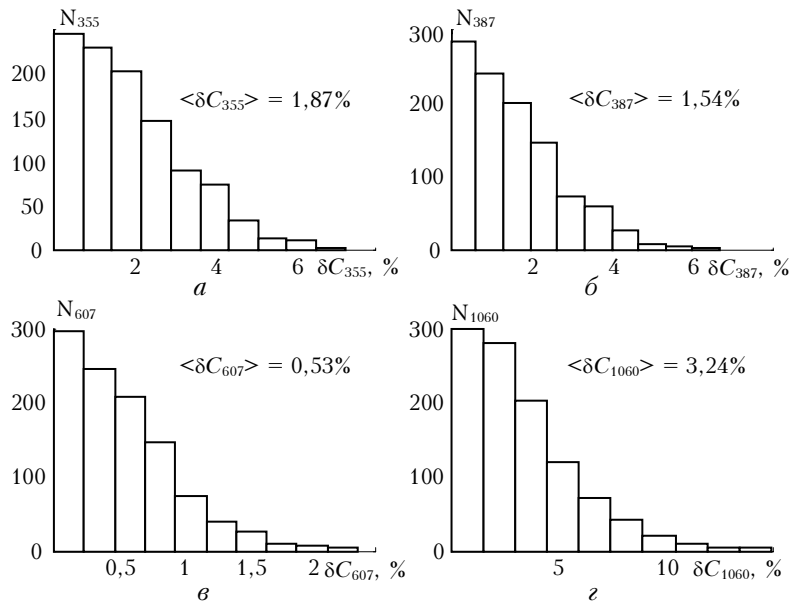


Рис. 1. Гистограммы ошибок определения коэффициентов  $C_{355}$  (а);  $C_{387}$  (б);  $C_{607}$  (в) и  $C_{1060}$  (г) с использованием уравнения (7) при  $\lambda_0 = 532$  нм, возникающих в различных атмосферных условиях, которые соответствуют  $1,5 \cdot 10^3$  комбинаций микрофизических параметров модели [15]

где  $N_{\lambda i}$  — число реализаций комплекса микрофизических параметров модели [15], при которых величина  $C_{\lambda i}$  определена с ошибкой  $\delta C_{\lambda i}$ .

Данные гистограммы получены с учетом наложения на значения  $\beta_{a,\theta}(\lambda_i)$  случайных ошибок измерения в пределах 5%. На рис. 1 указаны также значения среднеквадратических ошибок  $\langle \delta C_{\lambda i} \rangle$ . При этом, как видно из рис. 1, ошибки определения  $C_{\lambda i}$  не превышают суммарную погрешность измерения  $\beta_{a,\theta}(\lambda_i)$ , равную в данном случае 15%.

## Обсуждение результатов

Для анализа эффективности предлагаемой методики восстановления профилей коэффициентов ослабления и обратного рассеяния аэрозолем, включающей установление относительного спектрального хода  $\varepsilon_a(\lambda_i)$  и соотношения для обработки сигналов упругого и КР (4), (5), нами проведен численный эксперимент по многоволновому зондированию атмосферы, результаты которого представлены на рис. 2.

Профили  $\varepsilon_m(z, \lambda_i)$  получены с применением расчетных формул теории Рэлея [16] по заданным профилям давления, соответствующего стандартной модели газовой атмосферы [13], и профилю темпе-

ратуры (рис. 2, а). Для расчета  $N_R(z)$  также использовались только что отмеченные профили. С целью оценки влияния вариаций атмосферной температуры на точность восстановления оптических характеристик аэрозоля профиль температуры, соответствующий рассчитываемым сигналам, задавался отличающимся от стандартного профиля температуры из [13] (максимальное расхождение составляет  $5^\circ$  при  $z \approx 1,6$  км).

Заданный профиль  $\varepsilon_a(355, z)$  изображен на рис. 2, б. Профили  $\varepsilon_a(\lambda_i, z)$  на других длинах волн задавались как  $\varepsilon_a(\lambda_i, z) = C_{\lambda i} \varepsilon_a(355, z)$ , где  $C_{\lambda i}$  при моделировании полагалось равным  $(355/\lambda_i)^k$  (в предположении, что  $\varepsilon_a(\lambda_i) \sim \lambda^{-k}$ ) с наложением на значения  $k = 1$  пространственных вариаций (медленный дрейф и случайные флуктуации) в пределах 25%. Накладываемые пространственные вариации на значения  $C_{\lambda i}$  соответствуют многочисленным атмосферным ситуациям, отмеченным в [8], и позволяют отследить устойчивость вышеописанной методики как к ошибкам определения  $C_{\lambda i}$  (ошибкам параметризации спектра  $\varepsilon_a(\lambda_i)$ ), так и к изменчивости  $C_{\lambda i}$  по трассе.

Сигналы упругого и КР для последующего обращения рассчитывались аналитически по формулам (1) и (2) с наложением на них высокочастотных

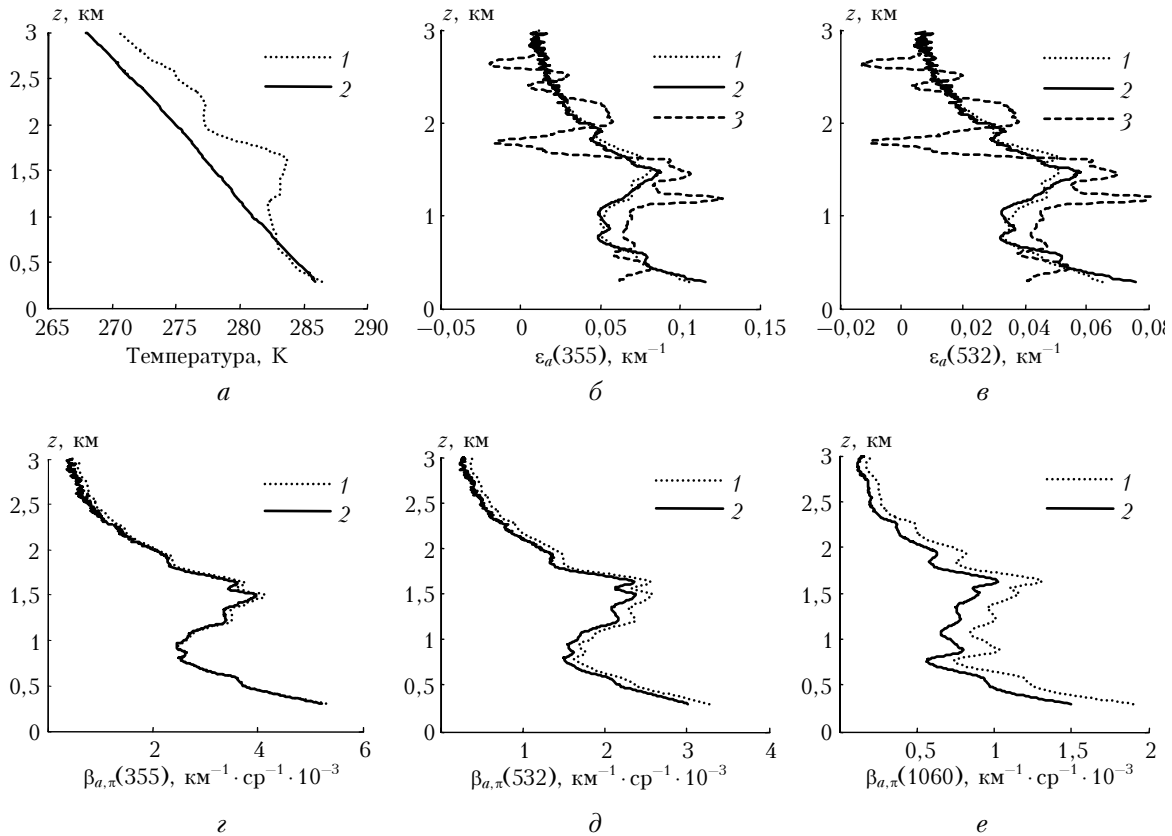


Рис. 2. Результаты численного эксперимента по многоволновому зондированию атмосферы: а — заданный профиль температуры (кривая 1) и профиль температуры, соответствующий стандартной газовой атмосфере [13] (кривая 2); б и в — результаты восстановления профилей  $\varepsilon_a(\lambda_i, z)$  на длинах волн 355 и 532 нм соответственно (1, 2 и 3 — заданные профили, восстановленные из уравнения (4) и по методике [4]); г, д и е — результаты восстановления профилей  $\beta_{a,\pi}(\lambda_i, z)$  на длинах волн 355, 532 и 1060 нм соответственно (1 и 2 — заданный и восстановленный профили  $\beta_{a,\pi}(\lambda_i, z)$ )

шумовых составляющих. Далее осуществлялась коррекция сигналов на молекулярное ослабление, соответствующее стандартной газовой атмосфере [13]. Профили  $\epsilon_a(\lambda_i, z)$  и  $\beta_{a,\pi}(\lambda_i, z)$  восстанавливались из (4) и (5) при значениях  $C_{\lambda_i}$ , равных  $(355/\lambda_i)^k$ ,  $k = 1$ . При дифференцировании (4) осуществлялось предварительное пятиточечное сглаживание сигналов  $S_{387}(z)$  и  $S_{607}(z)$ . Опорные значения  $\beta_{a,\pi}(\lambda_i, z_k)$  в (5) задавались в конечной точке трассы зондирования с 25%-й погрешностью.

Результаты восстановления  $\epsilon_a(\lambda_0, z)$  и  $\beta_{a,\pi}(\lambda_0, z)$  представлены на рис. 2, б–е. Средние по трассе зондирования погрешности  $\langle \delta\beta_{a,\pi}(\lambda_0, z) \rangle$ , вычисляемые по формуле

$$\langle \delta\beta_{a,\pi}(\lambda_0) \rangle = \sqrt{\frac{1}{l} \sum_{m=1}^l [\tilde{\beta}_{a,\pi}(\lambda_0, z_m) - \beta_{a,\pi}(\lambda_0, z_m)]^2} / \frac{1}{l} \sum_{m=1}^l \beta_{a,\pi}(\lambda_0, z_m), \quad (8)$$

где  $l$  – число каналов регистрации сигнала на трассе зондирования;  $\beta_{a,\pi}(\lambda_0, z_m)$  и  $\tilde{\beta}_{a,\pi}(\lambda_0, z_m)$  – точные и восстановленные значения аэрозольного коэффициента обратного рассеяния в точке  $z_m$  на длине волны  $\lambda_i$ , составляют 5,18; 11,8 и 23,7% для  $\lambda_0 = 355$ ; 532 и 1060 нм соответственно, причем максимальные по трассе зондирования погрешности  $\delta\beta_{a,\pi}(\lambda_0, z_m)$  не превышают погрешность задания опорного значения  $\beta_{a,\pi}(\lambda_0, z_k)$ , равную 25%.

Профили  $\epsilon_a(\lambda_0, z)$  при заданных пространственных флуктуациях температуры и коэффициентов  $C_{\lambda_i}$  восстановлены со средними погрешностями (вычисляемыми по (8) с заменой  $\beta_{a,\pi}$  на  $\epsilon_a$ ), равными 8,13 и 9,23% для  $\lambda_0 = 355$  и 532 нм соответственно, что является удовлетворительным для оценки как собственно спектральных значений  $\epsilon_a(\lambda_0, z)$  по трассе зондирования, так и некоторых интегральных микрофизических параметров аэрозоля (таких как счетная и объемная концентрации) [17].

Профиль  $\epsilon_a(1060, z)$  можно оценить, как  $\epsilon_a(1060, z) = C_{1060}\epsilon_a(\lambda_0, z)$ , где  $C_{1060}$  определяется из (7) с коэффициентами из табл. 1 или 2. Очевидно, что ошибки  $\delta\epsilon_a(1060, z)$  будут сравнимы с величиной пространственных вариаций  $C_{1060}$ .

Следует отметить, что в зависимости от выбираемого при моделировании значения  $k$  (при его одинаковом случайном пространственном разбросе) ошибки  $\langle \delta\epsilon_a(\lambda_0) \rangle$  изменялись в пределах от 6 до 15%, а  $\langle \delta\beta_{a,\pi}(\lambda_0) \rangle$  во всех случаях не превышали ошибок задания опорных значений  $\beta_{a,\pi}(\lambda_0, z_k)$ . Очевидно, что меньшим вариациям  $C_{\lambda_i}$  будут соответствовать и меньшие погрешности восстановления профилей  $\epsilon_a(\lambda_0, z)$  и  $\beta_{a,\pi}(\lambda_0, z)$ .

Для сравнения на рис. 2, б, в приведены профили  $\epsilon_a(\lambda_0, z)$ , восстановленные по общеизвестной

методике [4], заключающейся в дифференцировании (2) при заданном априорно профиле  $N_R(z)$ , соответствующем стандартной газовой атмосфере [13]. Видно, что даже при незначительном отклонении профиля атмосферной температуры от модельного методика [4] приводит к большим погрешностям в определении  $\epsilon_a(\lambda_0, z)$  и даже к физически абсурдным (отрицательным) значениям  $\epsilon_a(\lambda_0, z)$ .

1. Ельников А.В., Бурлаков В.Д., Долгий С.И., Зуев В.В., Невзоров А.В., Плюснин И.И., Сысоев В.М., Бушмелева К.И., Черный М.С. Лидарная система для зондирования аэрозоля в г. Сургуте в рамках проекта CIS-LiNet // Оптика атмосф. и океана. 2006. Т. 19. № 11. С. 982–985.
2. Самохвалов И.В., Бобровников С.М., Гейко П.П., Ельников А.В., Кауль Б.В. Развитие высотного лидара Томского государственного университета как уникального комплекса для мониторинга атмосферы // Оптика атмосф. и океана. 2006. Т. 19. № 11. С. 995–999.
3. Чайковский А.П., Иванов А.П., Балин Ю.С., Ельников А.В., Тулинов Г.Ф., Плюснин И.И., Букин О.А., Чен Б.Б. Лидарная сеть CIS-LiNet для мониторинга аэрозоля и озона: методология и аппарата // Оптика атмосф. и океана. 2005. Т. 18. № 12. С. 1066–1072.
4. Ansmann A., Wandiger U., Riebesell M., Weitzkamp C., Michaelis W. Independent measurement of extinction and backscatter profiles in cirrus clouds by using a combined Raman elastic-backscatter lidar // Appl. Opt. 1992. V. 31. N. 33. P. 7113–7131.
5. Волков С.Н., Кауль Б.В. Методика определения коэффициентов обратного рассеяния или ослабления света в аэрозольных слоях тропосферы лидаром, работающим на частотах упругого и комбинационного рассеяния света // Оптика атмосф. и океана. 1994. Т. 7. № 11–12. С. 1592–1602.
6. Ferrare R.A., Melfi S.H., Whiteman D.N., Evans K.D., Leifer R. Raman lidar measurements of aerosol extinction and backscattering 1. Methods and comparisons // J. Geophys. Res. D. 1998. V. 103. N 16. P. 19,663–19,672.
7. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я., Тимонов А.А. Математические задачи компьютерной томографии. М.: Наука, 1987. 160 с.
8. Иванов А.П., Чайковский А.П. Контроль трансграничного переноса загрязнений в атмосфере Беларуси и Западной Европы // Естественные и антропогенные аэрозоли. СПб.: ВВМ, 2005. С. 143–150.
9. Самойлова С.В., Балин Ю.С., Еришов А.Д. Устойчивый метод восстановления оптических характеристик аэрозольных полей по данным комбинационного лидарного зондирования // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 39. № 3. С. 384–393.
10. Еременко М.Н., Катаев М.Ю., Мицель А.А. Новая методика обработки данных озонметра М–124 // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12. № 1. С. 77–81.
11. Kozalov V.A. Analytical differentiation of differential-absorption-lidar data distorted by noise // Appl. Opt. 2002. V. 41. N 6. P. 1156–1162.
12. Иванов А.П. Оптика рассеивающих сред. Минск: Наука и техника, 1969. 592 с.
13. Зуев В.Е., Креков Г.М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1986. 256 с.

14. Колемаев В.А., Калинина В.Н. Теория вероятностей и математическая статистика. М.: ИНФРА-М, 1997. 302 с.
15. Андреев С.Д., Ивлев Л.С. Моделирование оптических характеристик аэрозолей приземного слоя атмосферы в области спектра 0.3÷15 мкм. Ч. 3. Результаты моделирования // Оптика атмосфер. и океана. 1995. Т. 8. № 8. С. 1236–1243.
16. Креков Г.М., Кавкянов С.И., Крекова М.М. Интерпретация сигналов оптического зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987. 184 с.
17. Кугейко М.М., Лысенко С.А. Уравнения множественной регрессии для фракционных концентраций атмосферного аэрозоля и спектральных значений коэффициента ослабления // Ж. прикл. спектроскопии. 2006. Т. 73. № 6. С. 807–812.

***M.M. Kugeiko, S.A. Lisenko. About determination of optical characteristic profiles of troposphere aerosol from signals of Raman-lidar and single-angle nephelometer.***

The method of retrieval of the extinction  $\epsilon_a$  and backscatter  $\beta_{a,\pi}$  coefficients profiles of troposphere aerosols from signals of elastic backscatter at wavelengths  $\lambda_0 = 350; 532; 1060$  nm, as well as Raman scattering of the atmosphere nitrogen ( $\lambda_R = 387; 607$  nm). This method does not require differentiation of logarithm of atmospheric nitrogen density and eliminates the uncertainty in the choice of spectral dependence  $\epsilon_a(\lambda)$  by means of measurements of aerosol scatter coefficients  $\beta_{a,\theta}$  at the angle  $\theta = 33^\circ$  at wavelengths  $\lambda_0$ . The choice of  $33^\circ$  angle is based on analysis of multiple regressions between spectral values of  $\epsilon_a$  and  $\beta_{a,\theta}$  of atmosphere bottom layer. Examples of retrieval of vertical profiles of  $\epsilon_a$  and  $\beta_{a,\theta}$  are given. The influence of measurement errors and atmosphere temperature fluctuations on the accuracy of  $\epsilon_a$  and  $\beta_{a,\theta}$  determination is evaluated.