

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ, ГИДРОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 535.2; 551.501

С.Н. Волков, Б.В. Кауль, И.В. Самохвалов¹

Методика обработки результатов лидарных измерений матриц обратного рассеяния света

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск
¹ Томский государственный университет

Поступила в редакцию 22.03.2002 г.

Приведена методика калибровки лидара, с помощью которого измеряются матрицы обратного рассеяния света (МОРС). В методике используется тот факт, что нормированная на элемент Σ_{11} матрица молекулярного обратного рассеяния $\sigma = \Sigma / \Sigma_{11}$ не зависит от плотности воздуха и хорошо известна. Описан алгоритм расчета, позволяющий выделить аэрозольный компонент матрицы из МОРС аэрозольно-газовой смеси и оценить ошибки определения элементов матрицы по результату единичного измерения. Последнее дает критерий качества полученных результатов, который может быть использован в дальнейшем анализе МОРС.

Введение

Частицы облаков верхнего яруса имеют кристаллическую природу, существенно анизотричны и, как следствие этого, могут занимать некоторые преимущественные положения в пространстве. Эти обстоятельства приводят к значительной анизотропии рассеяния света, что следует учитывать в задачах, связанных с распространением света через атмосферу. Сведения о форме и ориентации частиц могут быть получены посредством определения матриц рассеяния. В этой связи нами в течение ряда лет ведутся измерения матриц обратного рассеяния света (МОРС).

Описание аппаратуры и методика измерений даются в работах [1–3]. Остаются без изменений приемы предварительной обработки сигналов, как-то: учет просчетов, шумов последствия и среднего шума от фоновых засветок. В этот раздел методики было впоследствии внесено статистическое сглаживание сигналов [4]. Но калибровка результатов измерений и алгоритм вычисления элементов МОРС претерпели существенные изменения по сравнению с упрощенным вариантом, применявшимся на начальном этапе работ, и пока нигде не опубликованы. Настоящая статья призвана восполнить этот пробел. Она необходима еще и потому, что в недалеком будущем мы предполагаем опубликовать результаты статистического анализа накопленного материала по исследованию МОРС. Упрощения начального этапа исследований касались следующих моментов.

Во-первых, считалось, что базисы, в которых определяются векторы Стокса излучения лазера и входящего на приемник рассеянного излучения, согласованы точно. Иными словами, направление оси x базиса передатчика совпадает с направлением аналогичной оси базиса приемника. Из-за ошибок взаимного позиционирования поляризационных элементов

приемника и передатчика согласование может оказаться не вполне точным. Это скажется на значениях компонентов приборных векторов приемника, которые, в свою очередь, считаются точно известными. Последнее предполагает, в частности, точное знание фазовых сдвигов, даваемых фазовой пластинкой. Но изготовитель дает погрешность этой величины порядка $1,5\text{--}2^\circ$. Кроме того, как показали специально проведенные исследования, имеющиеся в нашем распоряжении пластины подвержены температурному дрейфу в пределах нескольких градусов из-за не вполне удовлетворительной температурной компенсации.

Еще одним источником ошибок может являться дрейф квантовых эффективностей счетных каналов. Для расчетов важно знать отношение эффективностей каналов, измеряющих мощности двух световых потоков, образовавшихся в результате прохождения рассеянного излучения через призму Волластона. Это отношение определяется калибровкой по источнику неполяризованного излучения перед началом измерений [3]. Но во время измерений, в результате воздействия довольно мощных засветок из ближней зоны лидара, чувствительности ФЭУ могут изменяться, что трудно проконтролировать. Для уменьшения влияния вышеперечисленных факторов нами разработана процедура калибровки лидара по «молекулярному реперу».

Во-вторых, на начальном этапе не учитывалось перераспределение вкладов молекулярного и аэрозольного рассеяний внутри облака. Поэтому найденные МОРС можно было отнести строго к облачным частицам только в случае больших ($R > 10$) отношений рассеяния. Последнее определяется как отношение суммы коэффициентов молекулярного и аэрозольного обратного рассеяния к коэффициенту молекулярного обратного рассеяния:

$$R(h) = [\beta_a(h) + \beta_m(h)] / \beta_m(h). \quad (1)$$

Это упрощение было вскоре снято, но более строгий подход не нашел освещения в публикациях и излагается ниже.

1. Калибровка лидара по «молекулярному реперу»

Процесс измерения МОРС сводится к измерению 12 пар дискретных последовательностей чисел фотоэлектронных импульсов $N(h_n)$, пришедших в n -й временной строб счетчика фотонов. В дальнейшем индекс n , подчеркивающий дискретный характер сигналов, для упрощения записи формул будет опускаться. Величины $N(h)$ определяются уравнениями лазерного зондирования, записанными в приближении однократного рассеяния [3]:

$$N_k^{(1)}(h) = \kappa_1 \Delta h N_0 A h^{-2} T^2(h) \mathbf{G}_j \mathbf{M}(h) \mathbf{S}_i, \quad (2)$$

$$N_k^{(2)}(h) = \kappa_2 \Delta h N_0 A h^{-2} T^2(h) \mathbf{G}_j^* \mathbf{M}(h) \mathbf{S}_i,$$

$$k = 3(i - 1) + j; \quad i = 1, 2, 3, 4; \quad j = 1, 2, 3,$$

где $N_k^{(1)}(h)$ и $N_k^{(2)}(h)$ – числа импульсов в первом и втором измерительных каналах, регистрирующих взаимно ортогонально поляризованные световые потоки, которые получаются после прохождения рассеянного излучения через призму Волластона. Индекс (1) соответствует компоненте с линейной поляризацией вдоль оси x , а (2) – вдоль оси y поляризационного базиса приемника. Индексы i и j относятся соответственно к номеру состояния поляризации лазерного излучения и к номеру пары приборных векторов приемника, о чем будет сказано ниже; κ_1 и κ_2 – квантовые эффективности счетных каналов; h и Δh – высота, соответствующая n -му временному стробу счетчика фотонов, и пространственная длительность n -го строба; N_0 – число фотонов в лазерном импульсе; A – площадь антенны; $T(h)$ – прозрачность участка трассы $[0, h]$; $\mathbf{G}_j, \mathbf{G}_j^*$ ($j = 1, 2, 3$) – три пары взаимно ортогональных приборных векторов; $\mathbf{M}(h)$ – матрица обратного рассеяния; \mathbf{S}_i ($i = 1, 2, 3, 4$) – нормированный на интенсивность вектор Стокса излучения лазера.

Приборные векторы-строки [3] имеют компоненты

$$\mathbf{G}_j = (1, x_j, y_j, z_j); \quad \mathbf{G}_j^* = (1, -x_j, -y_j, -z_j). \quad (3)$$

Их взаимная ортогональность гарантируется тем, что при всех j последним поляризационным прибором на пути рассеянного излучения стоит призма Волластона, действие которой заменяет операцию установки линейного поляризатора в скрещенные позиции.

Нормированные на интенсивность векторы Стокса излучения лазерного передатчика в общем случае будем обозначать как векторы-столбцы:

$$\mathbf{S}_i = (1, q_i, u_i, v_i)^T. \quad (4)$$

В нашем случае они имеют фиксированные значения:

$$\mathbf{S}_1 = (1, 1, 0, 0)^T; \quad \mathbf{S}_2 = (1, -1, 0, 0)^T;$$

$$\mathbf{S}_3 = (1, 0, 1, 0)^T; \quad \mathbf{S}_4 = (1, 0, 11, 0, 28, 0, 95)^T.$$

Индекс T означает транспонирование. Точность первых трех векторов обеспечивается использованием в поляризационной приставке передатчика призмы Глана. Четвертая поляризация несколько отличается от круговой из-за того, что применяемые в поляризационной приставке лазера пластины не являются в точности четвертьволновыми. Поэтому значения компонент вектора \mathbf{S}_4 есть результат специальных измерений.

Из величин, определенных уравнениями (2), вычисляются 12 величин

$$C_k(h) = \frac{N_k^{(1)}(h) - N_k^{(2)}(h)}{N_k^{(1)}(h) + N_k^{(2)}(h)} = \frac{[\mathbf{G}_j \mathbf{M}(h) - \alpha_j \mathbf{G}_j^* \mathbf{M}(h)] \mathbf{S}_i}{[\mathbf{G}_j \mathbf{M}(h) + \alpha_j \mathbf{G}_j^* \mathbf{M}(h)] \mathbf{S}_i}, \quad (5)$$

где $\alpha_j = \kappa_{2j} / \kappa_{1j}$ – отношение квантовых эффективностей счетных каналов. Индекс j подчеркивает тот факт, что эта величина может испытывать дрейф во время измерений.

Калибровка по молекулярному рассеянию основана на предположении, что на трассе зондирования можно найти участок, где превалирует молекулярное рассеяние [5]. В отличие от цитируемой работы, где речь идет об отношении коэффициентов обратного аэрозольного и молекулярного рассеяний, здесь рассматриваются соотношения между элементами МОРС. Проблема выбора участка калибровки при этом решается надежней, так как помимо обычных критериев появляется дополнительный. Дело в том, что величины C_k при идеальных параметрах лидара, приведенных в [3], являются, по сути, параметрами Стокса, нормированными на интенсивность. Реально они представляют собой смещенные оценки, которым тем не менее присуще свойство неизменности и относительной близости к ожидаемым при молекулярном рассеянии параметрам Стокса, если МОРС соответствует молекулярному рассеянию. В нашем случае на участках трассы, где превалирует молекулярное рассеяние, следует ожидать $C_k = \text{const}$, причем C_k по модулю не очень далеки от единицы, если $i = j$, и не далеки от нуля, если $i \neq j$. Такое поведение есть следствие соответствующего выбора векторов \mathbf{S}_i и диагонального вида нормированной молекулярной МОРС, которую определим как матрицу σ с компонентами

$$\sigma_{11} = 1, \quad \sigma_{22} = \sigma, \quad \sigma_{33} = -\sigma, \quad \sigma_{44} = -\sigma, \quad \sigma_{mn} = 0, \\ \text{если } m \neq n, \quad \sigma = 0,97. \quad (6)$$

На участке трассы с подобным поведением профилей $C_k(h)$ выбирается интервал калибровки с центром в точке $h_{n=c}$, где $R(h_c)$ имеет минимум, или в центре интервала стационарных значений $R(h)$. Присутствие аэрозоля на интервале калибровки может приводить к методическим ошибкам в определении компонент приборных векторов. Оценки показали, что ошибки остаются в приемлемых пределах (3–5%), если $R(h) < 1,3$. Алгоритм расчета $R(h)$ представляет собой модификацию методики [5] и описан нами в [6]. В дальнейших исследованиях предполагается

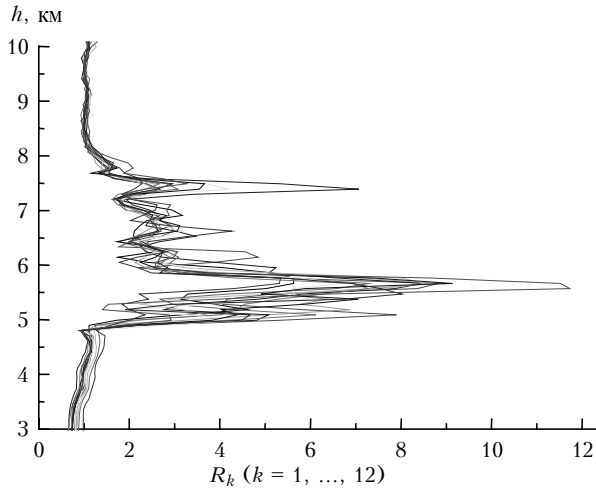
определение $R(h)$ по предложенной в [7] более точной методике, основанной на регистрации сигналов комбинационного рассеяния. Границы интервала калибровки задаются точками h_{c-l}, h_{c+l} , где l – целые числа порядка 10, и соответственно пространственная длительность интервала оказывается порядка 2 км. Конкретные значения зависят от протяженности участка стационарности величин C_k .

На выбранном интервале вычисляются величины

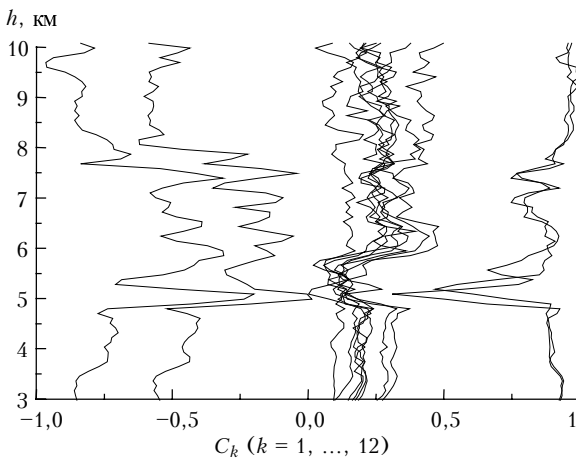
$$\bar{C}_k = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l C_k(h_{c+m}), \quad (7)$$

которые используются далее для определения приборных векторов и отношений квантовых эффективностей счетных каналов.

В качестве иллюстрации к изложенному на рис. 1,а приведены все профили отношения рассеяния $R(h)$, полученные в одном из экспериментов по определению МОРС.



а



б

Рис. 1. Высотные профили отношения рассеяния $R(h)$, полученные 7.03.2001 г. в эксперименте по измерению матриц обратного рассеяния света в кристаллических облаках (а); высотные профили величин $C_k(h)$, полученные в том же эксперименте (б)

Рис. 1 иллюстрирует многослойную структуру облачности и ее изменчивость от измерения к измерению. Промежуток времени между соседними измерениями составлял в среднем около 1,5 мин. На рис. 1,б показаны профили всех 12 величин C_k , полученных в этом эксперименте. Можно видеть, что выше облачных слоев на высоте более 8,5 км выполняются $C_k \cong \text{const}$ и другие, оговоренные выше, условия для молекулярной МОРС. Интервал калибровки в данном примере занимает высоты от 8,5 до 10 км. Применение алгоритма (7) позволяет сгладить значительные флуктуации, возникшие из-за низкого уровня сигналов, существенно ослабленных облачностью. Увеличение точности при калибровке по интервалу отмечалось ранее в [8].

Определение компонентов x_j, y_j, z_j приборных векторов \mathbf{G}_j и \mathbf{G}_j^* становится возможным при подстановке в левую часть уравнения (5) величин \bar{C}_k в предположении, что $\mathbf{M} = \sigma$. После подстановки в систему (5) определений (3), (4), (6) и некоторых преобразований она сводится к трем (своя для каждого j) группам из четырех уравнений

$$q_i x_j - u_i y_j - v_i z_j = -[(1 + \alpha_j) \bar{C}_k + \alpha_j - 1] / \sigma [(1 - \alpha_j) \bar{C}_k - \alpha_j - 1], \quad (8)$$

$$i = 1, 2, 3, 4; \quad j = 1, 2, 3; \quad k = 3(i - 1) + j.$$

Уравнения определены, если известны отношения квантовых эффективностей счетных каналов α_j . Они могут быть найдены непосредственно из уравнений (2). Если в (2) сделать подстановки (3), (4), (6), то можно показать, что

$$\alpha_j = \sqrt{\overline{N_{k_1}^{(2)}} \overline{N_{k_2}^{(2)}} / (\overline{N_{k_1}^{(1)}} \overline{N_{k_2}^{(1)}})}, \quad (9)$$

$$k_1 = j, \quad k_2 = 3 + j,$$

где черта над величинами N означает их усреднение по интервалу калибровки аналогично тому, как это делается для \bar{C}_k [формула (7)]. Коэффициенты α_j можно найти, решая совместно два уравнения (5) для \bar{C}_{k_1} и \bar{C}_{k_2} при $\mathbf{M} = \sigma$ и произвольных значениях компонент x_j, y_j, z_j векторов \mathbf{G}_j . В результате получается

$$\alpha_j = \sqrt{\frac{(2 - \bar{C}_{k_1} - \bar{C}_{k_2})^2 - (\bar{C}_{k_1} - \bar{C}_{k_2})^2}{(2 + \bar{C}_{k_1} + \bar{C}_{k_2})^2 - (2 + \bar{C}_{k_1} - \bar{C}_{k_2})^2}}. \quad (10)$$

При получении формул (9) и (10) используется различный порядок усреднения исходных сигналов, но, при внешнем отличии формул, они дают одинаковые результаты.

После подстановки α_j в уравнения (8) они решаются относительно компонентов приборных векторов x_j, y_j, z_j . Реализация приведенного выше алгоритма дает калиброванные по «молекулярному реперу» параметры лидара, достаточные для перехода к следующему этапу определения МОРС.

2. Вычисление элементов МОРС аэрозольного компонента атмосферы

При известных α_j и приборных векторах \mathbf{G}_j уравнения (5) могут быть решены относительно элементов матрицы \mathbf{M} . Но это матрица двухкомпонентной среды, и ее можно представить в виде суммы матриц аэрозольного \mathbf{A} и молекулярного Σ обратного рассеяний:

$$\mathbf{M} = \mathbf{A} + \Sigma.$$

Представим \mathbf{M} через нормированные матрицы \mathbf{a} и σ :

$$\mathbf{M} = A_{11} \left[\mathbf{a} + \frac{\Sigma_{11}}{A_{11}} \sigma \right] \quad (11)$$

и отметим, что $\Sigma_{11} = \beta_m$, т.е. является коэффициентом молекулярного обратного рассеяния. Это выполняется при любом состоянии поляризации падающего излучения \mathbf{S}_i , что следует из диагонального вида матрицы Σ . Матрица σ определена соотношениями (6).

Коэффициент аэрозольного обратного рассеяния может зависеть от поляризации падающего излучения. Он представляет собой скалярное произведение первой строки матрицы \mathbf{A} , взятой как вектор-строка, на вектор-столбец \mathbf{S}_i , т.е. на вектор Стокса падающего излучения с единичной интенсивностью:

$$\beta_a = A_{11} \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{S}_i, \quad (12)$$

где \mathbf{a}_1 – вектор-строка, образованная из первой строки нормированной матрицы \mathbf{a} (11).

Комбинируя формулы (1), (11), (12), запишем $\mathbf{M}(h)$ в следующем виде:

$$\mathbf{M}_k(h) = A_{11,k}(h) \left[\mathbf{a}(h) + \frac{1}{R_k(h) - 1} \mathbf{a}_1(h) \mathbf{S}_i \sigma \right]. \quad (13)$$

Величины, при которых стоит индекс k , принимают разные значения от измерения к измерению из-за изменчивости аэрозольного объекта. Отметим, что при подстановке (13) в (5) зависимость от $A_{11,k}$ исчезает, а изменчивость объекта проявляется только через отношение рассеяния, которое определяется в каждом из 12 измерений. Поскольку при $R_k \rightarrow 1$ в (13) появляется неопределенность, то расчет МОРС проводится только для тех высот, на которых все R_k не меньше 1,25.

Подстановка (13) в (5) приводит к векторно-матричному уравнению

$$\begin{aligned} & [C_k(h) - 1] \mathbf{G}_j \mathbf{a}(h) \mathbf{S}_i + \gamma_k(h) \mathbf{a}_1(h) \mathbf{S}_i \mathbf{G}_j \sigma \mathbf{S}_i + \\ & + \alpha_j [C_k(h) + 1] \mathbf{G}_j^* \mathbf{a}(h) \mathbf{S}_i + \gamma_k(h) \mathbf{a}_1(h) \mathbf{S}_i \mathbf{G}_j^* \sigma \mathbf{S}_i = 0, \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\gamma_k(h) = 1 / [R_k(h) - 1].$$

Это уравнение эквивалентно системе 12 линейных уравнений относительно 16 элементов нормированной МОРС аэрозольного компонента \mathbf{a} . Система становится определенной и, более того, переопреде-

ленной после дополнения ее условием нормировки $a_{11} \equiv 1$ и соотношениями симметрии МОРС.

Для $i \neq j$ $a_{ij} = a_{ji}$, если i или $j \neq 3$.

Для $i \neq j$ $a_{ij} = -a_{ji}$, если i или $j = 3$. (15)

$$a_{11} - a_{22} - a_{44} + a_{33} = 0.$$

Здесь индексы i, j несут иной смысл, чем в остальном тексте. Подстановка этих соотношений в (14) и несложные преобразования позволяют записать систему линейных уравнений в стандартной векторно-матричной форме

$$\mathbf{f} = \mathbf{K} \cdot \mathbf{r}. \quad (16)$$

Двенадцать компонентов вектора-столбца свободных членов определяются формулой

$$\begin{aligned} f_k = & -(1 + \gamma_k) \frac{(1 + \alpha_j) C_k - 1 + \alpha_j}{(1 - \alpha_j) C_k - 1 - \alpha_j} - \\ & - \sigma \gamma_k (q_i x_j - u_i y_j - v_i z_j) - v_i z_j, \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$k = 3(i - 1) + j;$$

$$f_k = f_k(h); \quad \gamma_k = \gamma_k(h); \quad C_k = C_k(h).$$

Вектор-столбец решений после подстановок (15) содержит восемь элементов нормированной МОРС аэрозольного компонента \mathbf{a} :

$$\begin{aligned} r_l = & (a_{12}, a_{13}, a_{14}, a_{22}, a_{23}, a_{24}, a_{33}, a_{34})^T, \\ r_l = & r_l(h); \quad l = 1, 2, \dots, 8. \end{aligned}$$

Первые три элемента k -й строки матрицы K_{kl} имеют вид

$$\begin{aligned} K_{k1} = & [x_j - (f_k + v_i z_j) q_i], \quad K_{k2} = -[y_j + (f_k + v_i z_j) u_i], \\ K_{k3} = & [z_j - (f_k + v_i z_j) v_i], \end{aligned}$$

остальные представляют собой линейные комбинации элементов матрицы

$$\lambda_{ij} = (1 \quad q_i \quad u_i \quad v_i)^T (x_j \quad y_j \quad z_j) \text{ вида } (u_i x_j - q_i y_j) \text{ и т.д.}$$

Избыточность системы уравнений (16) используется для минимизации ошибок определения элементов матрицы \mathbf{a} методом наименьших квадратов. Алгоритм вычислений несмещенной оценки вектора \mathbf{r} выражается формулой [9]:

$$\hat{\mathbf{r}} = [\mathbf{K}^T \cdot \mathbf{D}^{-1}(\mathbf{f}) \mathbf{K}]^{-1} \cdot \mathbf{K}^T \cdot \mathbf{D}^{-1}(\mathbf{f}) \mathbf{f}. \quad (18)$$

В ковариационной матрице $\mathbf{D}(\mathbf{f})$ отличны от нуля только диагональные элементы, так как каждая компонента вектора \mathbf{f} является результатом независимого измерения. Все входящие в f_k случайные величины являются функциями сигналов $N_k^{(1)}$ и $N_k^{(2)}$. Оценки дисперсии $D(f_k)$ посредством правила переноса ошибок выражаются в конечном итоге через оценки дисперсии сигналов, статистика которых предполагается пуассоновской.

Ковариационная матрица оценки ошибок компонент вектора \mathbf{r} , согласно [9], определяется формулой

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{V}^T \cdot \mathbf{D}^{-1}(\mathbf{f}) \mathbf{V}}{n - m} [\mathbf{K}^T \cdot \mathbf{D}^{-1}(\mathbf{f}) \mathbf{K}]^{-1},$$

где $\mathbf{V} = \mathbf{f} - \mathbf{K} \cdot \hat{\mathbf{f}}$ – вектор остатков; n и m – ранги матриц \mathbf{D} и \mathbf{K} .

Вычисление ошибок позволяет оценить достоверность полученного результата и исключить из рассмотрения МОРС, у которых уровень ошибок превышает определенный порог. Основным источником ошибок является изменчивость облака во время измерений. Особенно часто это происходит вблизи границ облака, где из-за их изменчивости происходят резкие колебания отношения рассеяния и соответственно величины γ_k , входящей в определение вектора \mathbf{f} . В качестве иллюстрации ниже приведены МОРС и соответствующие им матрицы среднеквадратических отклонений, полученные внутри слоя и вблизи границы облачности:

$$\mathbf{a}(h=5568 \text{ м}) = \begin{pmatrix} 1 & 0,26 & -0,23 & -0,22 \\ 0,26 & 0,78 & -0,07 & -0,06 \\ 0,23 & 0,07 & -0,56 & -0,09 \\ -0,22 & -0,06 & 0,09 & -0,34 \end{pmatrix},$$

$$\sqrt{D(a_{ij})} = \begin{pmatrix} 0 & 0,03 & 0,01 & 0,01 \\ 0,03 & 0,01 & 0,01 & 0,02 \\ 0,01 & 0,01 & 0,01 & 0,02 \\ 0,01 & 0,02 & 0,02 & 0,02 \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{a}(h=4890 \text{ м}) = \begin{pmatrix} 1 & 0,02 & -0,26 & -0,41 \\ 0,02 & 0,26 & -0,03 & -0,09 \\ 0,26 & 0,03 & -0,32 & -0,07 \\ -0,41 & -0,09 & 0,0 & 0,42 \end{pmatrix},$$

$$\sqrt{D(a_{ij})} = \begin{pmatrix} 0 & 0,07 & 0,04 & 0,08 \\ 0,07 & 0,08 & 0,05 & 0,09 \\ 0,04 & 0,05 & 0,08 & 0,07 \\ 0,08 & 0,09 & 0,07 & 0,12 \end{pmatrix}.$$

Пример соответствует ситуации, изображенной на рис. 1. Первая пара матриц иллюстрирует благоприятный случай измерений, а вторая сомнительный, который, вероятно, будет исключен из выборки для определения статистических моментов МОРС.

Заключение

Ранее, на этапе предварительной обработки результатов измерений, была проведена оценка ошибки измерения элементов МОРС [2]. Для оценки среднеквадратического отклонения использовалась отличная от вышеприведенной методика. Оценка проводилась на малой выборке МОРС, относящихся к срединам облачных слоев, где $R(h) \geq 10$. То есть выбранные МОРС с большой вероятностью относились к благо-

приятным исходам измерений. Величина полученной оценки $\sqrt{D(a_{ij})}$ составила $\pm 0,04$. Преимущество методики, приведенной в данной статье, заключается в том, что она позволяет оценить ошибку в единичном измерении. Предварительный обзор таких оценок показал, что ошибки в случае стабильных облачных слоев, в общем, соответствуют ранее полученной оценке и нередко оказываются в 2–3 раза меньше. Это дает возможность утверждать, что принятая методика калибровки лидара по «молекулярному реперу» позволяет увеличить точность измерений, а алгоритм вычислений обеспечивает надежное разделение матриц аэрозольного и молекулярного компонентов атмосферы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минпромнауки РФ (проект «Лидар» рег. № 06-21) и РФФИ (грант № 01-05-65209).

1. Кауль Б.В., Краснов О.А., Кузнецов А.Л., Самохвалов И.В. Поляризационное зондирование аэрозольных образований верхнего яруса // Оптика атмосфер. и океана. 1991. Т. 4. № 4. С. 394–403.
2. Кауль Б.В., Краснов О.А., Кузнецов А.Л., Половецкая Е.Р., Самохвалов И.В., Стыков А.П. Лидарные исследования ориентации частиц в кристаллических облаках // Оптика атмосфер. и океана. 1997. Т. 10. № 2. С. 191–201.
3. Кауль Б.В., Самохвалов И.В. Поляризационные лидарные измерения характеристик атмосферных аэрозолей // Региональный мониторинг атмосферы. Ч. 2. Новые приборы и методики измерений / Под ред. М.В. Кабанова. Томск: Спектр, 1997. С. 34–58.
4. Волков С.Н., Кауль Б.В., Шапранов В.А., Шелефонтюк Д.И. Некоторые вопросы сглаживания лидарных сигналов // Оптика атмосфер. и океана. 2000. Т. 13. № 8. С. 895–900.
5. Rassel R.B., Swisler J.Y. and McCormick P.M. Methodology of error analysis and simulation of lidar aerosol measurements // Appl. Opt. 1979. V. 18. N. 22. P. 3783–3790.
6. Кауль Б.В., Краснов О.А., Кузнецов А.Л. Восстановление профиля коэффициента ослабления излучения по результатам лазерного зондирования // Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана. 1988. Т. 24. № 8. С. 824–828.
7. Волков С.Н., Кауль Б.В. Методика определения коэффициентов обратного рассеяния и ослабления в аэрозольных слоях // Оптика атмосфер. и океана. 1994. Т. 7. № 11–12. С. 1592–1602.
8. Чайковский А.П. Методика исследования структуры стратосферного аэрозольного слоя по результатам измерения деполяризации лазерного эхосигнала // Оптика атмосфер. 1990. Т. 3. № 11. С. 1221–1223.
9. Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1970. 296 с.

S.N. Volkov, B.V. Kaul', I.V. Samokhvalov. A technique for processing of lidar measurements of backscattering matrices.

A technique is developed for calibration of a lidar used to measure backscattering matrices (BSM). The technique uses the fact that molecular backscattering matrix $\sigma = \Sigma / \Sigma_{11}$ normalized to the element Σ_{11} is independent of the air density and well-known. An algorithm is described for separation of the aerosol component from BSM of an aerosol-gas mixture and estimation of errors in determination of BSM elements from single measurement. The latter gives the criterion of quality of results obtained to be used in the further BSM analysis.