

Б.В. Кауль<sup>1</sup>, И.В. Самохвалов<sup>2</sup>

## Теория и результаты лазерного зондирования ориентированных кристаллических частиц в облаках

<sup>1</sup> *Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

<sup>2</sup> *Томский государственный университет*

Поступила в редакцию 5.10.2005 г.

Обсуждаются теоретические и методические аспекты лазерного зондирования аэрозольных сред с анизотропным распределением несферических частиц по углам пространственной ориентации. Через элементы матрицы обратного рассеяния света определены параметры, которые характеризуют пространственную ориентацию частиц. Приведены результаты исследований ориентации частиц в кристаллических облаках, полученные посредством лидарных измерений матриц обратного рассеяния.

### Введение

Кристаллические облака верхнего яруса постоянно покрывают до трети поверхности Земли и оказывают заметное влияние на климат. В [1] приведены аргументы в пользу исследования даже самых тонких перистых облаков и отмечен недостаточный уровень знаний их радиационных свойств. Среди нескольких проблем, требующих уточнений, называется оптическая анизотропия перистых облаков, вызванная такой особенностью их микрофизики, как возможность пространственной ориентации частиц. Частицы имеют разные размеры по различным осям и вследствие этого подвержены ориентирующему действию аэродинамических сил, понуждающих их занимать положения, при которых аэродинамическое сопротивление максимально. Действие этого фактора наблюдалось в эксперименте [2]. Он начинает проявляться по достижении частицами размеров порядка 40 мкм и более, что, в общем, характерно для кристаллических облаков. Из-за ориентации частиц коэффициенты направленного светорассеяния оказываются зависящими не только от полярного, но и азимутального углов рассеяния, от направления падения и состояния поляризации излучения, падающего на облачный слой.

Впервые доказательства наличия ориентации частиц в кристаллических облаках были получены из наблюдений таких природных феноменов, как паргелии, нижнее солнце, дуги, столбы, кресты и т.д., объединяемых общим названием гало. Теме объяснения различных форм гало посвящено большое число статей, обзор которых можно найти, например, в [3]. Большинство гало объясняются явлениями преломления, отражения и дифракции света на кристаллах гексагональной формы, а некоторые, как, например, кольца необычных радиусов, отличающиеся от размеров колец малого и большого гало, — на кристаллах более сложных форм.

Существенно, что только кольцевые ореолы могут быть истолкованы эффектом преломления на хаотически ориентированных кристаллах. Все остальные проявления гало находят объяснение в предположении, что значительная доля частиц некоторым образом ориентирована.

Наблюдения гало до последнего времени оставались единственным источником информации об ориентации частиц в облаках. Но возможности этого метода ограничены. Во-первых, наблюдения осуществимы лишь в светлое время суток при определенных высотах Солнца и определенных метеорологических ситуациях. Во-вторых, в образовании гало участвуют лишь частицы правильных гексагональных форм, а все остальное многообразие частиц, тоже участвующих в процессе ориентации, создает некий диффузный, но не обязательно изотропный, фон. Анизотропия рассеяния на ориентированных частицах неправильных форм не может быть обнаружена из наблюдений гало.

Далее, почти все гало находят объяснения в предположении ориентации при гравитационном оседании. Имеются лишь единичные указания [4] на возможность ориентации частиц ветровыми потоками, сделанные на основании наблюдений наклонных солнечных столбов — явления достаточно редкого. Вопрос о том, насколько существенна роль азимутальной ориентации, когда характерные размеры частиц могут занимать некоторые преимущественные положения относительно направления средней скорости ветра, оставался открытым. И, наконец, наблюдения гало не дают количественных характеристик ориентации всего ансамбля облачных частиц как целого.

Значительным шагом в исследовании проблемы ориентации частиц кристаллических облаков явилась разработка оптико-локационного метода поляризационных исследований анизотропных аэрозольных сред [5]. В основу метода положено

дистанционное измерение матриц обратного рассеяния света (МОРС) оптическим локатором. В данной статье, носящей обзорный характер, излагаются основные теоретические положения метода и важнейшие результаты, полученные с его использованием при исследовании кристаллических облаков.

## Связь свойств симметрии МОРС с ориентацией частиц

Определим понятия азимутальной и полярной ориентации частиц в аэрозольных ансамблях. Под азимутально-ориентированным, в системе координат лидара  $\mathbf{e}_z = \mathbf{e}_x \times \mathbf{e}_y$ , ансамблем понимается такое его состояние, при котором характерные размеры частиц, скажем для определенности их большие диаметры, группируются преимущественно возле некоторой выделенной плоскости, содержащей направление зондирования  $\mathbf{e}_z$ . Под полярно-ориентированным ансамблем понимается состояние, при котором характерные размеры частиц занимают некоторые преимущественные положения относительно плоскости, перпендикулярной направлению зондирования. При зондировании в зенит или надир – это горизонтальная плоскость.

При отсутствии азимутальной ориентации ансамбль частиц обладает вращательной симметрией в том смысле, как это определено в монографии [6]. При наличии этой симметрии вид МОРС не изменяется, если систему координат, в которой она определяется, вращать вокруг направления  $\mathbf{e}_z$ . Вид МОРС целиком определяется тремя инвариантами вращения, в качестве которых выступают элементы матрицы  $M_{11}, M_{44}, M_{14} = M_{41}$ . При этом

$$M_{22} = (M_{11} - M_{44})/2, M_{33} = -(M_{11} - M_{44})/2, \quad (1)$$

а остальные элементы равны нулю. В [7] показано, что любое отступление от такого вида МОРС означает наличие выделенного азимутального направления. Если допустить, что при наличии выделенного азимутального направления частицы располагаются относительно него зеркально симметрично, то МОРС, у которой в общем случае все элементы отличны от нуля, может быть приведена к блочно-диагональному виду, с возможно ненулевыми элементами  $M_{14}$  и  $M_{41}$ . Последнее обусловлено тем, что ансамбль может содержать подансамбль частиц, не подверженных ориентированию, для которых выполнение условия зеркальной симметрии необязательно. Ответ на вопрос о справедливости принятого допущения состоит в том, насколько «приводимы» реальные МОРС к блочно-диагональному виду. Забегая вперед, отметим, что эксперименты показали достаточно хорошее выполнение этого предположения. Операция приведения эквивалентна процессу виртуального совмещения плоскости референции  $xOz$  поляризационного базиса приемника с плоскостью симметрии распределения по азимутальным направлениям. Математически она сводится к поиску аргумента оператора вращения  $\mathbf{R}(\Phi)$  системы координат вокруг оси  $z$ , который,

будучи примененным к экспериментальной матрице  $\mathbf{M}_\Phi$  в преобразовании

$$\mathbf{R}(\Phi)\mathbf{M}_\Phi \mathbf{R}(\Phi) = \mathbf{M}, \quad (2)$$

приводит матрицу к блочно-диагональному виду

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & 0 & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & 0 & M_{43} & M_{44} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

при этом всегда выполняются условия симметрии, присущие любой МОРС:

$$\begin{aligned} M_{ij} &= M_{ji}, \text{ если } i \text{ или } j \neq 3, \\ M_{ij} &= -M_{ji}, \text{ если } i \text{ или } j = 3, \\ M_{11} - M_{22} + M_{33} - M_{44} &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Выполнение условия (1) в общем случае не обязательно.

Такие матрицы в дальнейшем называются «приведенными». Операции (2) удовлетворяют два значения угла  $\Phi$ , которые определяют два взаимно ортогональных направления. Однозначный выбор становится возможным, если условиться, что считать направлением преимущественной ориентации. В [5] выбрано направление, поперек которого в основном выстраиваются большие диаметры частиц. При таком выборе элемент «приведенной» МОРС  $M_{12}$  имеет знак минус. Если выбрать альтернативное направление, то  $M_{12}$  становится положительным, оставаясь равным по модулю. Соответствие знаков и направлений установлено по результатам математического моделирования МОРС ансамблей гексагональных пластин и столбиков [8] и по результатам зондирования вдоль наклонных трасс.

В [7] вводится параметр  $\chi$ , характеризующий степень выраженности азимутальной ориентации или, иными словами, остроту группирования характерных размеров возле моды распределения. Он выражается через элементы  $m_{ij} = M_{ij}/M_{11}$  нормированной «приведенной» МОРС следующей формулой:

$$\chi = (m_{22} + m_{33})/(1 + m_{44}). \quad (5)$$

Параметр, подобный  $\chi$ , был ранее введен в работе [9] для описания ориентации вытянутых вдоль оси симметрии частиц в соответствии с распределением

$$f(\alpha, \alpha_m, k) = \exp[k \cos 2(\alpha - \alpha_m)]/I_0(k), \quad (6)$$

где  $f$  – плотность вероятности ориентации осей кристаллов по азимутальному углу  $\alpha$  возле моды распределения  $\alpha_m$ . Параметр распределения  $k$  связан с величиной  $\chi$  следующим соотношением:

$$\chi = I_2(k)/I_0(k),$$

где  $I_2, I_0$  – модифицированные функции Бесселя первого рода соответственно второго и нулевого порядка [9]. Отношение  $I_2/I_0$  табулируется как

функция от  $k$ . Тогда по определенной из эксперимента величине  $\chi$  находится параметр распределения (6).

В [7] показано, что соотношение (5) носит общий характер и применимо для описания азимутальной ориентации частиц произвольных форм. Параметр  $\chi$  определен в интервале [0 1]. Равенство нулю означает отсутствие азимутальной ориентации. Верхняя граница может быть достигнута только при строгой ориентации в одном направлении, причем симметричных частиц. Распределение (6) введено авторами работы [9] эвристически по аналогии с распределением Мизеса [10]. Но в наших исследованиях, которые предполагается опубликовать в ближайшее время, показано, что для монодисперсного аэрозоля распределение имеет именно такой вид. А параметр  $k$  приобретает конкретный физический смысл. Для полидисперсного ансамбля частиц распределение по азимутальным углам ориентации можно представить в виде суперпозиции распределений вида (6).

Отметим, что наличие вращательной симметрии не исключает возможности полярной ориентации. В работе [7] приведено простое доказательство того, что параметром, характеризующим полярную ориентацию, является элемент  $m_{44}$  нормированной МОРС независимо от наличия или отсутствия азимутальной ориентации. Количественная связь между этим элементом и параметром распределения вида (6) должна быть установлена из результатов математического моделирования МОРС ансамблей гексагональных пластинок и столбиков. Предварительные оценки этой связи, выполненные по результатам работы [8], показаны на рис. 1.

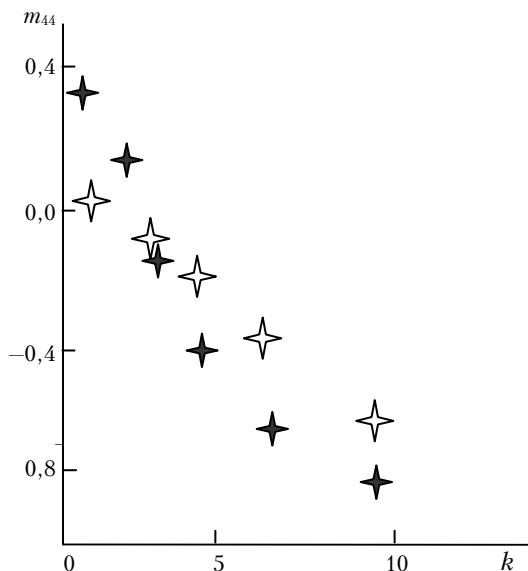


Рис. 1. Взаимосвязь между параметром  $k$  распределения (6) по углам полярной ориентации и элементом нормированной МОРС  $m_{44}$ : темные значки — гексагональные столбики, светлые — гексагональные пластинки

Общая тенденция состоит в том, что по мере группирования больших диаметров частиц возле

плоскости, перпендикулярной направлению зондирования,  $m_{44}$  принимает все большие отрицательные значения, стремясь к асимптотическому значению  $-1$ .

## Методические аспекты определения МОРС из лидарных измерений параметров Стокса

Векторно-матричное уравнение лазерного зондирования анизотропной аэрозольной среды в приближении однократного рассеяния имеет следующий вид [11]:

$$P(z)\mathbf{s}(z) = \frac{1}{2}cW_0Az^{-2}\mathbf{Y}(z, -\mathbf{e}_z)\mathbf{M}(z)\mathbf{Y}(z, \mathbf{e}_z)\mathbf{s}_0, \quad (7)$$

где  $P(z)$  — мощность рассеянного излучения, падающего на приемную антенну;  $A$  — площадь антенны;  $\mathbf{s}(z) = [1, q(z), u(z), v(z)]^T$  и  $\mathbf{s}_0 = (s_1s_2s_3s_4)^T$  — безразмерные нормированные векторы Стокса соответственно рассеянного и излученного света;  $c$  — скорость света в среде;  $W_0$  — энергия импульса передатчика лидара;  $z$  — расстояние до рассеивающего объема. Элементы матрицы обратного рассеяния  $\mathbf{M}(z)$  имеют размерность  $[\text{м}^{-1}\cdot\text{ср}^{-1}]$ . Матричные операторы  $\mathbf{Y}(z, \mathbf{e}_z)$  трансформации излучения при его прохождении от лидара до рассеивающего объема и обратно  $\mathbf{Y}(z, -\mathbf{e}_z)$  имеют следующий вид:

$$\mathbf{Y}(z, z_0, \mathbf{e}_z) = \exp\left\{-\int_{z_0}^z \boldsymbol{\epsilon}(z', \mathbf{e}_z) dz'\right\}, \quad (8)$$

где  $\boldsymbol{\epsilon}(z', \mathbf{e}_z)$  — матрица преобразования (экстинкции) как функция положения и направления распространения излучения  $\mathbf{e}_z$ . Для вычисления этого матричного оператора интервал  $[z, z_0]$  разбивается на  $n$  элементарных интервалов  $\Delta z_i$  таких, что в пределах одного интервала можно считать  $\boldsymbol{\epsilon}$  неизменной и  $|\boldsymbol{\epsilon}_{ij}|\Delta z \ll 1$ . Тогда оператор  $\mathbf{Y}(z, z_0, \mathbf{e}_z)$  можно представить в виде произведения:

$$\mathbf{Y}(z, z_0, \mathbf{e}_z) = \prod_{i=1}^n (\mathbf{I} - \boldsymbol{\epsilon}_i \Delta z_i),$$

где  $\mathbf{I}$  — единичная матрица.

К уравнению (7) приходится обращаться в тех случаях, когда нельзя пренебречь явлениями линейного или кругового дихроизма рассеивающей среды. В [12] обоснована возможность пренебрежения этими явлениями в случае зондирования кристаллических облаков. Показано, что только для мелких частиц размерами  $\cong 1$  мкм, ориентированных строго в одном направлении, недиагональные элементы матрицы экстинкции по величине составляют 0,02 от величины диагональных. В этом случае может иметь место заметный линейный дихроизм. Для частиц размерами более 10 мкм недиагональные элементы составляют сотые или тысячные доли процента от диагональных. В этой связи матрицы экстинкции кристаллических облаков с очень

хорошим приближением можно считать диагональными. Тогда влияние анизотропии кристаллических облаков сводится в уравнении (7) только к зависимости диагональных элементов от углов падения излучения на облачный слой. Пример такой зависимости показан на рис. 2.

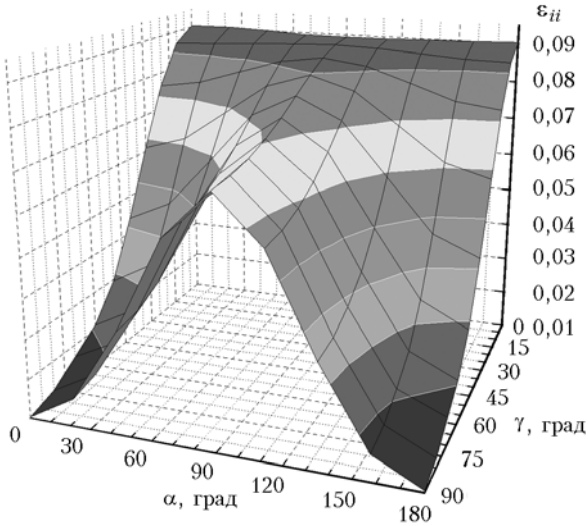


Рис. 2. Поведение элементов матрицы экстинкции  $\epsilon_{ii}$  для ансамбля ориентированных ледяных столбиков, оси которых расположены в горизонтальной плоскости и ориентированы в азимутальном направлении  $\alpha = 0$ , в зависимости от  $\gamma$  – полярного угла падения излучения на слой (отсчитывается от вертикали) и  $\alpha$  – азимутального положения плоскости падения. Последняя определяется вертикалью и направлением волнового вектора падающего излучения

Диагональные элементы матрицы экстинкции выражаются одной и той же комбинацией амплитуд рассеяния вперед и равны между собой:  $\epsilon_{ii} = \epsilon$ . Тогда уравнение (7) приводится к виду

$$P(z)\mathbf{s}(z) = \frac{1}{2} c W_0 A z^{-2} \mathbf{M}(z) \mathbf{s}_0 \exp\{-2 \int_0^z \epsilon(z', \gamma, \alpha) dz'\}, \quad (9)$$

где  $\epsilon(z, \gamma, \alpha)$  – коэффициент ослабления как функция расстояния вдоль трассы зондирования, полярного  $\gamma$  и азимутального  $\alpha$  углов наклона трассы. В таком виде уравнение используется в работе при интерпретации результатов экспериментальных исследований кристаллических облаков. Заметим, что  $P(z)/A$  равно интенсивности  $I(z)$ , а уравнение (9) представляет собой четыре скалярных уравнения относительно параметров Стокса рассеянного излучения  $I(z)$ ,  $Q(z)$ ,  $U(z)$ ,  $V(z)$ . Но экспериментально возможно измерить лишь интенсивность при определенных положениях поляризационных приборов, стоящих перед детектором излучения. Действие этих приборов можно описать с помощью понятия приборного вектора. Это вектор-строка, представляющий собой первую строку произведения мат-

ричных операторов Мюллера поляризационных приборов [13], установленных в приемном канале лидара.

Обозначим приборный вектор как  $\mathbf{G}$ . Если применить этот оператор к обеим частям уравнения (9), то в левой части уравнения получится та доля общего потока рассеянного излучения, которая пропускается при действующем приборном векторе и данной поляризации приходящего потока излучения. Скалярное произведение векторов  $\mathbf{G}\mathbf{s}$  определяет эту долю. В правой части матричное произведение  $\mathbf{GM}(z)\mathbf{s}_0$  даст некоторую линейную комбинацию из элементов МОРС. Для определения МОРС необходимо произвести такое количество измерений, при различных состояниях поляризации зондирующего излучения  $\mathbf{s}_0^i$  и различных приборных векторах  $\mathbf{G}_j$ , которое позволяет получить систему линейных уравнений для определения всех элементов матрицы. В экспериментах на лидаре «Стратосфера», о которых пойдет речь ниже, использовались четыре состояния поляризации лазерного излучения и шесть приборных векторов.

Важным методическим аспектом является выбор такой схемы измерений, при которой исключалось бы влияние нестабильности энергии лазерных импульсов и изменчивости пропускания трассы. Из этих соображений приемная часть лидара «Стратосфера» устроена таким образом, что одновременно измеряются попарно сигналы, которые определяются тремя парами взаимно ортогональных приборных векторов  $\mathbf{G}_j, \mathbf{G}_j^*, j = 1, 2, 3$ . Ортогональность означает, что  $\mathbf{G}_j^* \mathbf{G}_j^T = 0$ . При  $i$ -м состоянии поляризации лазерного излучения и  $j$ -й паре приборных векторов получается следующая пара уравнений:

$$I_k(z) = c W_0 z^{-2} \exp\left(-2 \int_0^z \epsilon(z', \gamma, \alpha) dz'\right) \mathbf{G}_j \mathbf{M}(z) \mathbf{s}_0^i, \quad (10)$$

$$I_k^*(z) = c W_0 z^{-2} \exp\left(-2 \int_0^z \epsilon(z', \gamma, \alpha) dz'\right) \mathbf{G}_j^* \mathbf{M}(z) \mathbf{s}_0^i,$$

где

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

При полном цикле измерений, требуемых для определения МОРС, индекс  $k$  пробегает значения от 1 до 12. Из уравнений (10) образуются 12 уравнений следующего вида:

$$C_k(z) = [\mathbf{G}_j \mathbf{M}(z) - \mathbf{G}_j^* \mathbf{M}(z)] \mathbf{s}_0^i / [\mathbf{G}_j \mathbf{M}(z) + \mathbf{G}_j^* \mathbf{M}(z)] \mathbf{s}_0^i, \quad (11)$$

где

$$C_k(z) = [I_k(z) - I_k^*(z)] / [I_k(z) + I_k^*(z)]. \quad (12)$$

Переход к уравнениям вида (11) имеет большое значение, так как в них исчезают энергия импульса и прозрачность трассы. При точном соблюдении проектных параметров поляризационного

базиса лидара величины  $C_k$  являются нормированными на интенсивность параметрами Стокса  $q$ ,  $u$ ,  $v$ , когда индекс  $j$  равен соответственно 1, 2, 3. При уходе параметров от проектных  $C_k$  представляя собой линейные комбинации параметров  $q$ ,  $u$ ,  $v$ . В данной статье мы не касаемся вопросов калибровки аппаратуры и решения системы уравнений (11). Они подробно изложены в работах [14, 15]. Отметим лишь, что калибровка лидара по «молекулярному реперу» и алгоритм обработки позволяют разделить молекулярный и аэрозольный  $A$  компоненты МОРС.

После дополнения уравнений (11) условиями симметрии МОРС (4) получается система из 12 линейных уравнений для 8 элементов  $a_{ij}$  нормированной матрицы аэрозольного компонента. Остальные элементы определяются условиями симметрии. Нормированная матрица определена следующим образом:  $a_{ij} = A_{ij}/A_{11}$ . Избыточность системы уравнений используется для минимизации ошибок определения элементов матрицы методом наименьших квадратов. Одновременно это позволяет получить оценку ошибок, что в свою очередь позволяет оценить достоверность полученного результата и исключить из рассмотрения МОРС, у которых уровень ошибок превышает определенный порог.

## Результаты экспериментальных исследований МОРС кристаллических облаков

Приводимые ниже результаты основываются на статистическом анализе выборки из 453 экспериментальных МОРС.

Первый результат касается приводимости экспериментальной матрицы к виду (3). Алгоритм поиска аргумента  $\Phi$  преобразования (2) при наличии экспериментальных ошибок в определении элементов МОРС основан на использовании метода наименьших квадратов и изложен в работе [15]. Критерием приводимости является одномоментное обращение в нуль элементов  $a_{13}$ ,  $a_{23}$ ,  $a_{24}$  нормированной МОРС при определенном значении угла  $\Phi$ . Из-за ошибок измерений точное соблюдение этого условия, разумеется, невозможно. Средневзвешенная по выборке погрешность в определении элементов МОРС составила 0,04.

Гистограммы частот повторяемости элементов  $a_{13}$ ,  $a_{23}$ ,  $a_{24}$  нормированной приведенной МОРС имеют резко выраженный максимум в области нулевых значений. Их совместное распределение хорошо аппроксимируется нормальным распределением с нулевым средним и стандартным отклонением  $\sigma = 0,07$ . Из этого следует, что в интервал удвоенной погрешности  $\pm 0,08$  попадает 75% случаев.

Опираясь на этот результат, можно предположить, что гипотеза о зеркальной симметрии ансамбля частиц относительно некоторой плоскости, положенная в основу представления о приводимости МОРС к виду (3), выполняется лишь отчасти. Тем не менее она оказывается полезной в том от-

ношении, что в случаях, когда недиагональные элементы существенно превышают погрешности измерений, удается определить угол  $\Phi$  в преобразовании (2) с погрешностью в несколько градусов.

Второй важный результат состоит в том, что МОРС, соответствующие ансамблям частиц с вращательной симметрией и удовлетворяющие условию (1), составили меньшую часть выборки. На рис. 3 приведена гистограмма частот повторяемости значений элемента  $a_{12}$ .

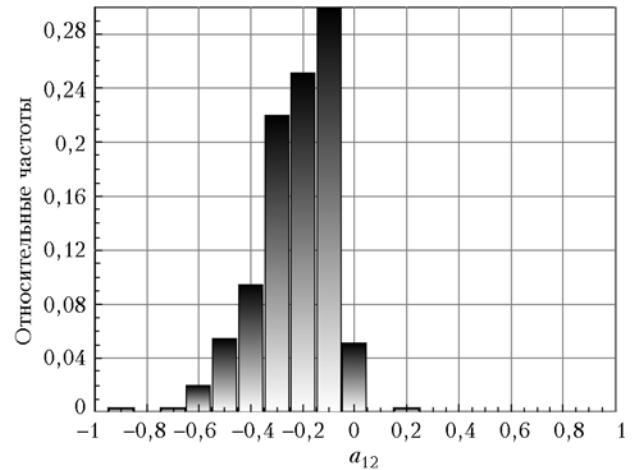


Рис. 3. Распределение частот повторяемости значений элемента  $a_{12}$  нормированной приведенной МОРС. Определено по выборке из 453 МОРС

В область значений, отличающихся от нуля, на удвоенную погрешность измерений попадает лишь 33% случаев. Среднее по выборке равно  $-0,22$ . Это значит, что в большей части случаев в облаке присутствует некоторая азимутальная ориентация частиц. О том же свидетельствует сдвиг моды параметра  $\chi$  (5) от нуля к значению 0,1. В область значений  $\chi$  от 0 до 0,2 попадает до 80% случаев, что соответствует изменению параметра  $k$  в распределении (6) от 0 до 1,5. Следовательно, сильные проявления азимутальной ориентации — достаточно редкое явление. В отдельных экспериментах отмечены значения  $\chi$  порядка 0,6, что соответствует  $k \approx 5$ . Для наглядности отметим, что при  $k = 1$ , в соответствии с распределением (6), среднеквадратичное отклонение от направления преимущественной ориентации составит примерно  $\pm 35^\circ$ , а при  $k = 5$  — около  $\pm 15^\circ$ . При равномерном распределении ( $k \rightarrow 0$ ) эта величина равна  $\pm 52^\circ$ .

Отмечена взаимосвязь между направлениями ориентации частиц и преимущественными направлениями ветра на высотах существования кристаллических облаков. Из рис. 4 видно, что наиболее вероятным направлением ориентации является линия восток-запад.

Согласно принятым правилам приведения МОРС к виду (3) следует считать, что частицы большими диаметрами ориентированы преимущественно поперек определенного из экспериментальной матрицы направления ориентации. Предположительно,

поперек направления скорости ветра. Как известно, в регионе Томска вблизи тропосферы преобладают западные ветры. Возможность ориентации частиц пульсациями скорости ветра является рабочей гипотезой, проверкой которой мы занимаемся в настоящее время.

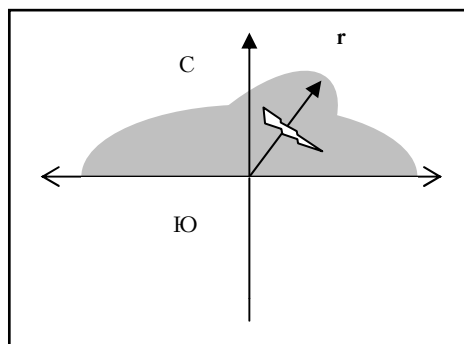


Рис. 4. Диаграмма направлений преимущественной азимутальной ориентации частиц большими диаметрами перпендикулярно радиусу-вектору  $r$ . Плотность вероятности пропорциональна длине радиуса-вектора

Представление об ориентации частиц большими диаметрами в горизонтальном положении дает гистограмма, представленная на рис. 5.

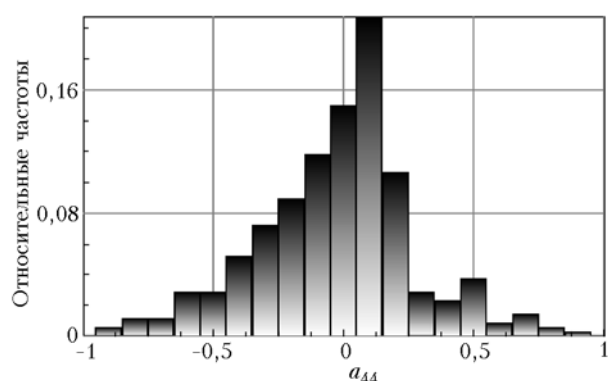


Рис. 5. Распределение частот повторяемости значений элемента  $a_{44}$

Среднее по выборке значение элемента  $a_{44}$  близко к нулю. Обратившись к рис. 1, можно видеть, что это значение соответствует параметру распределения  $k \cong 1$ , т.е. довольно слабой ориентации. Но распределение имеет абсцесс в сторону отрицательных значений. Если условиться считать значение  $a_{44} = -0,1$  (что соответствует  $k \cong 3$ ) признаком существенной ориентации, то около 50% ситуаций следует отнести к существенной и сильной ориентации. В остальных случаях малые значения  $|a_{44}|$  могут быть следствием присутствия в облаке большого количества мелких или крупных, но изометричных, частиц. Другая возможная причина слабой ориентации может заключаться в сильно развитой турбулентности воздуха [16].

## Заключение

В процессе разработки дистанционного метода для исследования анизотропных аэрозольных сред посредством оптико-локационных измерений матриц обратного рассеяния света решены следующие задачи:

- получено уравнение лазерного зондирования анизотропной среды;
- обоснована применимость этого уравнения для интерпретации данных лазерного зондирования кристаллических облаков;
- через элементы МОРС определены параметры, которыми количественно характеризуются состояния ориентации частиц в облаке;
- получены новые сведения о микрофизических характеристиках перистых облаков, которые важны для уточнения расчетов в задачах переноса излучения в атмосфере, но ранее не могли быть получены ввиду отсутствия способов их инструментального определения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 04-05-64495) и Федерального агентства науки и инноваций Министерства образования и науки РФ (проект РИ 26/071, государственный контракт № 02.452.12.7071).

1. Фейгельсон Е.М. О методологии выполненного экспериментального и теоретического исследования радиационных свойств перистых облаков // Радиационные свойства перистых облаков / Под ред. Е.М. Фейгельсон. М.: Наука, 1989. С. 73–76.
2. Кузнецов В.В., Никифорова Н.К., Павлова Л.Н. и др. Об измерении микроструктуры кристаллических туманов телевизионным спектрометром «Аспект-10» // Тр. ИЭМ. 1983. Вып. 7. (112). С. 101–106.
3. Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеониздат, 1984. 198 с.
4. Langgenhager K. Zur Erklärung farbiger senkrechter und schräger Nebensonnen – Säulen // Zeitschrift für Meteorol. 1977. Bd 27. N 3. S. 179–183.
5. Кауль Б.В. Оптико-локационный метод поляризационных исследований анизотропных аэрозольных сред: Автореф. дис. ... д.ф.-м.н. Томск: ИОА СО РАН, 2004. 29 с.
6. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. 536 с.
7. Кауль Б.В. Симметрия матриц обратного рассеяния света в связи с ориентацией неферрических аэрозольных частиц // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 10. С. 895–900.
8. Ромашов Д.Н., Кауль Б.В., Самохвалов И.В. Банк данных для интерпретации результатов поляризационного зондирования кристаллических облаков // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 9. С. 854–861.
9. Ромашов Д.Н., Рахимов Р.Ф. Определение ориентации осесимметричных вытянутых частиц по данным поляризационного зондирования // Оптика атмосф. океана. 1993. Т. 6. № 8. С. 891–898.
10. Мардиа К. Статистический анализ угловых наблюдений. М.: Наука, 1978. 239 с.

11. *Кауль Б.В.* Уравнение лазерного зондирования слабо анизотропной среды // Оптика атмосфер. и океана. 1998. Т. 11. № 4. С. 388–393.
12. *Кауль Б.В., Ромашов Д.Н.* Оценка влияния ориентации цилиндрических частиц льда на матрицу экстинкции // Оптика атмосфер. и океана. 1997. Т. 10. № 12. С. 1485–1492.
13. *Джерард А., Бёрч Д.М.* Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978. 342 с.
14. *Кауль Б.В., Волков С.Н., Самохвалов И.В.* Методика обработки результатов лидарных измерений матриц обратного рассеяния света // Оптика атмосфер. и океана. 2002. Т. 15. № 11. С. 982–986.
15. *Кауль Б.В., Волков С.Н., Самохвалов И.В.* Результаты исследований кристаллических облаков посредством лидарных измерений матриц обратного рассеяния света // Оптика атмосфер. и океана. 2003. Т. 16. № 4. С. 354–361.
16. *Кауль Б.В., Самохвалов И.В.* Ориентация частиц кристаллических облаков *Si*: Часть 1. Ориентация при падении // Оптика атмосфер. и океана. 2005. Т. 18. № 11. С. 963–967.

*B.V. Kaul, I.V. Samokhvalov. Theory and results of laser sensing of oriented crystalline particles in clouds.*

Theoretical and methodological aspects of laser sensing of aerosol media with anisotropic distribution of non-spherical particles over spatial orientation angles are discussed. Parameters characterizing the particle spatial orientation are determined through elements of light backscattering matrix. The results of studying particle orientation in crystalline clouds obtained from lidar measurements of the backscattering matrix are presented.