

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

Результаты исследований кристаллических облаков посредством лидарных измерений матриц обратного рассеяния света

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 16.12.2002 г.

Приведены результаты статистической обработки экспериментальных данных о матрицах обратного рассеяния (МОРС) кристаллической облачности. При объеме выборки 463 матрицы определены относительные частоты значений элементов нормированных «приведенных МОРС», параметра χ , характеризующего степень выраженности ориентации частиц облака относительно некоторого азимутального направления Φ_0 , и частоты проявления тех или иных значений Φ_0 .

Термин «приведенная МОРС» означает, что матрица определена в системе координат, у которой плоскость референции xOz совпадает с направлением Φ_0 . Таким образом, МОРС оказываются выраженными через параметры, не зависящие от случайных значений Φ_0 , вследствие чего все МОРС сопоставимы.

Сделан вывод, что ориентация частиц относительно некоторого азимутального направления и относительно горизонтальной плоскости в той или иной мере имеет место почти всегда. В 70% случаев проявления ориентации слабы, а в остальных существенны и сильны.

Высказано предположение, что ориентация частиц в азимутальном направлении может быть вызвана пульсациями скорости ветра. При этом частицы ориентируются большими диаметрами преимущественно поперек скорости ветра, т.е. перпендикулярно направлению Φ_0 .

Введение

С 1990 г. в Институте оптики атмосферы СО РАН периодически проводились измерения матриц обратного рассеяния света (МОРС) посредством поляризационного лидара. Начиная с 1994 г. эти работы ведутся совместно с кафедрой оптико-электронных приборов и дистанционного зондирования Томского государственного университета на принадлежащем кафедре лидаре «Стратосфера». Отдельные результаты исследований публиковались ранее в журнале «Оптика атмосферы и океана», например [1]. За прошедший с начала исследований период накоплен статистически значимый экспериментальный материал о МОРС, на основе которого можно сделать некоторые обобщающие выводы об ориентации частиц и связанной с ней оптической анизотропией. Эти сведения трудно получить контактными методами исследований облаков, и в этой части знаний о свойствах кристаллической облачности существует пробел. В то же время учет анизотропии оптических характеристик облаков верхнего яруса необходим для уточнения расчетов радиационных потоков в задачах радиационного баланса и климата. Убедительные указания на это имеются, например, в работах [2, 3].

В данной статье мы не описываем аппаратуру и методики измерений, ограничившись необходимыми ссылками [1, 9], но приведем некоторые понятия, касающиеся связей микрофизических характеристик

ансамбля несферических частиц и его МОРС, которые потребуются при обсуждении экспериментальных результатов.

Параметры, характеризующие ориентацию частиц в облаке, и их выражение через элементы МОРС

В данной статье рассматриваются только матрицы обратного рассеяния и описание производится в системе координат, образованной правосторонней тройкой единичных векторов $\mathbf{e}_x \times \mathbf{e}_y = \mathbf{e}_z$, причем положительное направление оси z совпадает с направлением волнового вектора рассеянного излучения. Параметры Стокса зондирующего лазерного излучения определены в системе координат $\mathbf{e}_x \times (-\mathbf{e}_y) = -\mathbf{e}_z$. Если колебания вектора \mathbf{E} происходят в плоскости xOz , то нормированный на интенсивность вектор Стокса имеет компоненты $\{1; 1; 0; 0\}$. Плоскостью референции является плоскость xOz . Ее положение жестко сопоставлено с конструктивными элементами лидара [1]. Азимутальные углы Φ между плоскостью xOz и произвольной плоскостью, содержащей ось z , отсчитываются от оси x . Знак считается положительным, если кратчайший поворот к положительному направлению оси y производится против часовой стрелки.

В самом общем виде МОРС произвольной частицы определяется 10 параметрами, так как для ее

недиагональных элементов всегда выполняется соотношение

$$\begin{aligned} M_{ij} &= M_{ji}, \text{ если } i \text{ или } j \neq 3; \\ M_{ij} &= -M_{ji}, \text{ если } i \text{ или } j = 3. \end{aligned} \quad (1)$$

Кроме того, всегда выполняется

$$M_{11} - M_{22} - M_{44} + M_{33} = 0. \quad (2)$$

Вывод этих и других, используемых ниже, симметрий МОРС имеется в работах [4–7]. Поскольку частицы облаков рассеивают независимо, МОРС рассеивающего объема представляет собой сумму МОРС всех входящих в него частиц и для нее также выполняется (1), (2).

Матрица обратного рассеяния ансамбля частиц может описываться гораздо меньшим числом параметров, если ансамбль обладает той или иной симметрией.

Ван де Хюлст определил понятие вращательной симметрии облака, при котором для любой данной ориентации частицы имеется множество других, которые получаются из исходного поворотом вокруг направления волнового вектора (оси z) на угол Φ , и углы равномерно распределены в интервале от 0 до 2π . Этому определению удовлетворяет ансамбль из достаточно большого числа частиц, ориентированных случайно и по полярному Θ , и по азимутальному Φ углам (такую ориентацию будем называть хаотической), либо ориентированных случайно только по Φ и как-то упорядоченных по Θ . В последнем случае будем называть распределение двумерно-хаотическим строгим, если Θ принимает значения только 0 или $\pi/2$, и двумерно хаотическим с флаттером в иных случаях.

Так как любое вращение вокруг оси z переводит хаотический ансамбль в самого себя, то и его МОРС должна быть инвариантна относительно вращения системы координат, в которой производится описание матрицы, на произвольный угол Φ . Математическая запись инвариантности МОРС относительно операции вращения имеет следующий вид:

$$\mathbf{M}' = \mathbf{R}(\Phi) \mathbf{M} \mathbf{R}(\Phi) = \mathbf{M}, \quad (3)$$

где $\mathbf{R}(\Phi)$ – известный оператор вращения системы координат вокруг оси z [4].

В работе [6] показано, что единственной МОРС, удовлетворяющей (3), является матрица

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} A & 0 & 0 & H \\ 0 & E & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -E & 0 \\ H & 0 & 0 & C \end{pmatrix} \quad (4)$$

или ее частный случай, когда $H = 0$.

Ван де Хюлст [4] определяет такую матрицу как МОРС ансамбля асимметричных частиц одного сорта с вращательной симметрией, зависящую от четырех параметров. На самом деле независимых параметров три, так как из (2) следует $E = (A - C)/2$. Требование иметь частицы одного сорта проистекает из того, что частицы с другим типом асимметрии могут дать $M_{44} = -H$ и тогда (4) обратится в указанный частный случай. То же произойдет, если имеется равное количество частиц одного сорта и частиц, являющихся их зеркальными отражениями, или частицы симметричны и являются отражениями самих себя.

Для дальнейшего подчеркнем, что любое отступление МОРС от вида матрицы (4) или ее частного случая означает нарушение вращательной симметрии и наличие некоторого выделенного азимутального направления.

В [6] показано, что при наличии выделенной плоскости, содержащей ось z , относительно которой ансамбль частиц обладает зеркальной симметрией, и при совпадении плоскости референции с этой плоскостью МОРС может быть представлена в блочно-диагональном виде:

$$\mathbf{M}_0 = \begin{pmatrix} A & B & 0 & 0 \\ B & E + F & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -E + F & D \\ 0 & 0 & -D & C \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $E = (A - C)/2$; $F = (A + C)/2$.

Если речь идет о смешанном ансамбле, в котором некоторые частицы ориентированы хаотически, то параметры B , D , F определяются только подансамблем ориентированных частиц, а A , E , C – всем ансамблем и по-прежнему остаются инвариантами операции вращения. Аналогичный вид МОРС был получен ранее в [7] для ансамбля осесимметричных вытянутых частиц. Но, как можно видеть, ограничение на форму частиц несущественно. Достаточно условия зеркальной симметрии распределения по углам ориентации. Для осесимметричных частиц оно выполняется автоматически.

Если плоскости референции и зеркальной симметрии не совпадают и угол между ними равен $\pm \Phi_0$, а B и D не равны нулю, то все элементы, кроме M_{14} и M_{41} , отличны от нуля. Но матрицу $\mathbf{M}(\Phi_0)$ можно привести к виду (5) преобразованием

$$\mathbf{R}(\Phi_0) \mathbf{M}(\pm\Phi_0) \mathbf{R}(\Phi_0) = \mathbf{M}_0, \quad (6)$$

причем угол Φ_0 определяется из отношения элементов МОРС:

$$\Phi_0^{(1;2)} = \arctg \left(-\frac{M_{21}}{M_{31}} \pm \sqrt{\left(\frac{M_{21}}{M_{31}}\right)^2 + 1} \right), \quad (7)$$

направления $\Phi_0^{(1)}$, $\Phi_0^{(2)}$ взаимно ортогональны. Неоднозначность угла связана с тем, что при повороте

плоскости референции от плоскости симметрии на угол $\pm 90^\circ$ ансамбль частиц становится зеркально симметричным относительно плоскости биссектрисы, что вновь приводит к блочно-диагональной матрице вида (5), но знаки перед B и D при этом меняются на противоположные [4]. Однозначный выбор угла возможен, если известен знак параметра B при совпадении плоскостей референции и зеркальной симметрии ансамбля частиц. В наших работах сделан выбор в пользу знака минус на основании следующих модельных и экспериментальных оценок.

Если имеются строго двумерно-хаотически-ориентированные ансамбли гексагональных пластин и столбиков, так что гексагональные оси пластин вертикальны, а у столбиков горизонтальны, то при зондировании в зенит, вследствие вращательной симметрии, МОРС будет иметь вид (4) при нулевом H . Если наклонить ось z в плоскости $x\theta z$ на угол Θ , то вращательная симметрия нарушится, но появится выделенная плоскость зеркальной симметрии, совпадающая с плоскостью $x\theta z$. В таком случае МОРС принимает вид (5), а ее элемент $M_{12} = B$.

В работе [8] расчетным методом показано, что в описанной модели эксперимента при углах $\Theta < 30^\circ$ наблюдается монотонное уменьшение элемента M_{12} от 0 в сторону отрицательных значений. Это происходит быстрее для пластин и медленнее для столбиков. Можно предположить, что в данном случае определенную роль играет геометрический фактор. Например, круглые пластины будут проецироваться на перпендикулярную к оси z плоскость как эллипсоиды, ориентированные большими осями поперек плоскости зеркальной симметрии $x\theta z$. А гексагональные оси столбиков будут казаться ступенными также в направлении, перпендикулярном к этой плоскости. Подобное поведение элемента M_{12} отмечено и при зондировании под разными зенитными углами. Выбор отрицательного значения параметра $B = M_{12}^{(0)}$ при определении угла Φ_0 означает, что коэффициент обратного рассеяния для линейно поляризованного излучения минимален, если колебания вектора электрического поля происходят в плоскости симметрии. Как вероятную гипотезу можно принять, что частицы в облаке ориентируются большими размерами поперек к этой плоскости.

Если в выражении (6) под матрицей $\mathbf{M}(\Phi_0)$ понимать экспериментальную МОРС, то полученную в результате преобразования матрицу \mathbf{M}_0 будем в дальнейшем называть приведенной к плоскости симметрии или, для краткости, просто «приведенной МОРС». Преимущество описания результатов экспериментов посредством приведенных МОРС состоит в том, что они выражаются через параметры, не зависящие от случайных значений угла Φ_0 . Это позволяет сопоставить и сравнить МОРС, полученные в разных экспериментах.

Если ансамбль частиц состоит из хаотически ориентированных частиц одного сорта или нескольких подансамблей хаотически ориентированных час-

тиц разных сортов и одного или нескольких подансамблей частиц, подверженных действию некоторого ориентирующего фактора, так что образуется выделенная плоскость зеркальной симметрии, то измеренная МОРС может быть приведена к виду [6]:

$$\mathbf{M}^{(0)} = M_{11}^{(0)} \begin{pmatrix} 1 & m_{12}^{(0)} & 0 & m_{14}^{(0)} \\ m_{21}^{(0)} & m_{22}^{(0)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{33}^{(0)} & m_{34}^{(0)} \\ m_{41}^{(0)} & 0 & m_{43}^{(0)} & m_{44}^{(0)} \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Как для любой МОРС

$$m_{12}^{(0)} = m_{21}^{(0)}; m_{34}^{(0)} = -m_{43}^{(0)}; m_{14}^{(0)} = m_{41}^{(0)}; \\ 1 - m_{22}^{(0)} - m_{44}^{(0)} + m_{33}^{(0)} = 0.$$

Область определения элементов нормированной матрицы m_{ij} $[-1; 1]$. Алгоритм получения экспериментальных МОРС построен таким образом, что нормирующий множитель M_{11} – коэффициент обратного рассеяния для неполяризованного света – сокращается уже на этапе вычислений нормированных неприведенных матриц \mathbf{m} , которые и представляют собой непосредственный экспериментальный результат [1, 9]. Затем к \mathbf{m} применяется операция приведения (6) и получается матрица $\mathbf{m}^{(0)}$, стоящая в (8). Во избежание недоразумений отметим, что $M_{11}^{(0)} = M_{11}$, так как это – инвариант вращения. Элемент m_{44} также является инвариантом преобразования (3) и совместно с $m_{11} \equiv 1$ и $m_{14} = m_{41}$ образует группу инвариантов вращения нормированной МОРС. Сюда же можно отнести производную величину $e = (1 - m_{44})/2$ – инвариантную часть модулей элементов m_{22} и m_{33} [6].

На основе свойства аддитивности МОРС независимо рассеивающих частиц нетрудно доказать следующее утверждение: пусть первоначально ансамбль частиц обладал вращательной симметрией и его МОРС имела вид (4) с определенным элементом m_{44} ; если теперь некоторую долю частиц поворотом вокруг оси z перевести в выделенное азимутальное положение, то МОРС изменится. В частности, если частицы перевести в симметричное плоскости $x\theta z$ положение, то МОРС примет вид (5). Но величина m_{44} в результате поворота любого числа частиц на произвольные углы Φ останется неизменной. Тем самым показано, что элемент m_{44} не зависит от азимутального положения частиц и определяется их ориентацией относительно плоскости, перпендикулярной к оси z . В нашем случае это горизонтальная плоскость.

В работе [7] введен параметр $i_2(k)$, который связывает параметр k (априорно принятого распределения Мизеса для ориентации вытянутых осесимметричных частиц) со следующей комбинацией элементов неприведенной и ненормированной МОРС:

$$i_2(k) = (M_{22} + M_{33}) / (M_{11} + M_{44}) \cos \Phi_0;$$

$$i_2(k) = I_2(k) / I_0(k),$$

где $I_2(k)$ и $I_0(k)$ – модифицированные функции Бесселя второго и нулевого порядка; распределение Мизеса приведено в [7]. Определив $i_2(k)$, можно найти k и тем самым оценить остроту группировки осей частиц возле направления Φ_0 .

При интерпретации экспериментальных результатов мы предполагаем, что частицы облака имеют различные формы, причем часть из них может быть подвержена действию ориентирующего фактора, другие нет. Поэтому для таких смешанных ансамблей введение столь однозначной количественной меры степени ориентированности, как в [7], невозможно. Тем не менее в [6] вводится «параметр ориентированности» χ , который выражается через элементы нормированной приведенной МОРС:

$$\chi = (m_{22}^{(0)} + m_{33}^{(0)}) / (1 + m_{44}^{(0)}). \quad (9)$$

Параметр принимает максимальное значение, равное единице, в том случае, когда все частицы симметричны и их оси ориентированы строго параллельно или перпендикулярно плоскости симметрии. В прочих случаях, в частности когда строго ориентированные симметричные частицы являются частью смешанного ансамбля, он меньше единицы. При хаотической ориентации параметр равен нулю.

Описание и обсуждение результатов эксперимента

Накопленный материал по измерению МОРС, включая измерения раннего периода, был заново обработан по методике, содержащей в себе калибровку приборных векторов приемной части лидара по МОРС молекулярного компонента атмосферы и статистический подход к решению системы уравнений, из которой определялись элементы экспериментальной МОРС [9]. Последнее позволило каждой измеренной матрице сопоставить матрицу ошибок, что, в свою очередь, позволило отбраковать матрицы,отягощенные большими ошибками. Основными источниками ошибок являлись либо нестабильность облачного поля во время измерений, либо малое превышение аэрозольного компонента МОРС над молекулярным. Из рассмотрения исключались МОРС, для которых квадратный корень из средневзвешенной дисперсии превышал заданный уровень $\sigma_{\Pi} = 0,05$.

Весь накопленный экспериментальный материал содержит около 600 матриц, относящихся к облакам верхнего яруса. После отбраковки по критерию σ_{Π} осталось 463 МОРС, которые и определяют объем выборки для нахождения приводимых ниже статистических характеристик МОРС кристаллической облачности.

Ко всем матрицам, вошедшим в выборку, была применена операция приведения. Но использование формулы (7) при малых значениях элемента m_{31} в присутствии экспериментальных ошибок чревато большими ошибками в определении угла приведения Φ_0 . Поэтому для поиска аргумента оператора $\mathbf{R}(\Phi_0)$, производящего преобразование (6), использовалось свойство приведенной МОРС (8):

$$m_{13}^{(0)} = m_{23}^{(0)} = m_{24}^{(0)} = 0, \quad (10)$$

которое, вследствие экспериментальных ошибок, выполняется лишь приблизительно. Дополнительными условиями для определения Φ_0 является обоснованное выше соотношение

$$m_{12}^{(0)} \leq 0 \text{ и } (m_{22}^{(0)} + m_{33}^{(0)}) \geq 0. \quad (11)$$

Второе неравенство есть условие неотрицательного значения параметра χ .

Преобразование (6) совместно с условием (10) позволяет записать три уравнения для случайных значений аргумента преобразования (6) $Y_i = 2\hat{\Phi}_i$:

$$\begin{aligned} Y_1 &= \arctg(-m_{13}/m_{12}) + l\pi, \quad l = -1; 0; 1, \\ Y_2 &= \frac{1}{2} \arctg[-2m_{23}/(m_{22} + m_{33})] + k\pi/2, \\ &k = -2; -1; 0; 1; 2, \end{aligned} \quad (12)$$

$$Y_3 = \arctg(-m_{24}/m_{34}) + n\pi, \quad n = -1; 0; 1,$$

где m_{ij} – элементы нормированной экспериментальной МОРС; Φ_i – случайная оценка угла Φ_0 . Значения l, k, n доопределялись условиями (11) и условием наименьшего расхождения между Y_i . Оценка дисперсии $\hat{D}[Y_i]$ определялась как линейное преобразование ошибок вблизи среднего с помощью первого члена разложения в ряд Тейлора. Вследствие случайного и независимого характера ошибок матрица $\mathbf{D}(Y)$ оказывается диагональной. С учетом этого система (12) рассматривается как задача линейной регрессии и представляет собой решение методом наименьших квадратов

$$2\hat{\Phi}_0 = (\mathbf{A}^T \mathbf{D}^{-1} \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{D}^{-1} \mathbf{Y} \quad (13)$$

с оценкой ошибок

$$D(2\Phi_0) = (\mathbf{A}^T \mathbf{D}^{-1} \mathbf{A})^{-1},$$

где $\mathbf{A}^T = (1 \ 1 \ 1)$; \mathbf{Y} – вектор-столбец с компонентами Y_i ; T означает транспонирование.

Процедура вычисления Φ_0 позволяла оценить среднеквадратическую ошибку $\sigma[\Phi_0]$ для каждой конкретной МОРС. Для различных матриц оценка $\sigma[\Phi_0]$ колеблется в пределах $0,5 - 6,5^\circ$. Параметр ориентированности χ определялся по формуле (10). При $\sigma_{\Pi} = 0,05$ и модальных значениях элементов МОРС, которыми он определяется, $\hat{\sigma}[\chi]$ оценивается величиной $\pm 0,06$.

Далее речь пойдет о величинах, относящихся только к приведенным матрицам. Поэтому верхний индекс (0) будет опускаться.

Результаты статистической обработки представлены рис. 1–3, на которых показаны относительные

частоты появления тех или иных значений элементов приведенной МОРС и параметров ориентации. Ниже приведены матрицы: слева – составленная из модальных значений распределения частот, справа – из средних значений:

$$\mathbf{m}_{\text{mod}} = \begin{pmatrix} 1 & -0,1 & 0 & 0 \\ -0,1 & 0,6 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -0,4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0,1 \end{pmatrix},$$

$$\chi_{\text{mod}} = 0,1$$

$$\langle \mathbf{m} \rangle = \begin{pmatrix} 1 & -0,22 & -0,01 & 0,01 \\ -0,22 & 0,59 & 0,00 & -0,03 \\ 0,01 & 0,00 & -0,40 & 0,02 \\ 0,01 & -0,03 & -0,02 & -0,01 \end{pmatrix}.$$

$$\langle \chi \rangle = 0,125$$

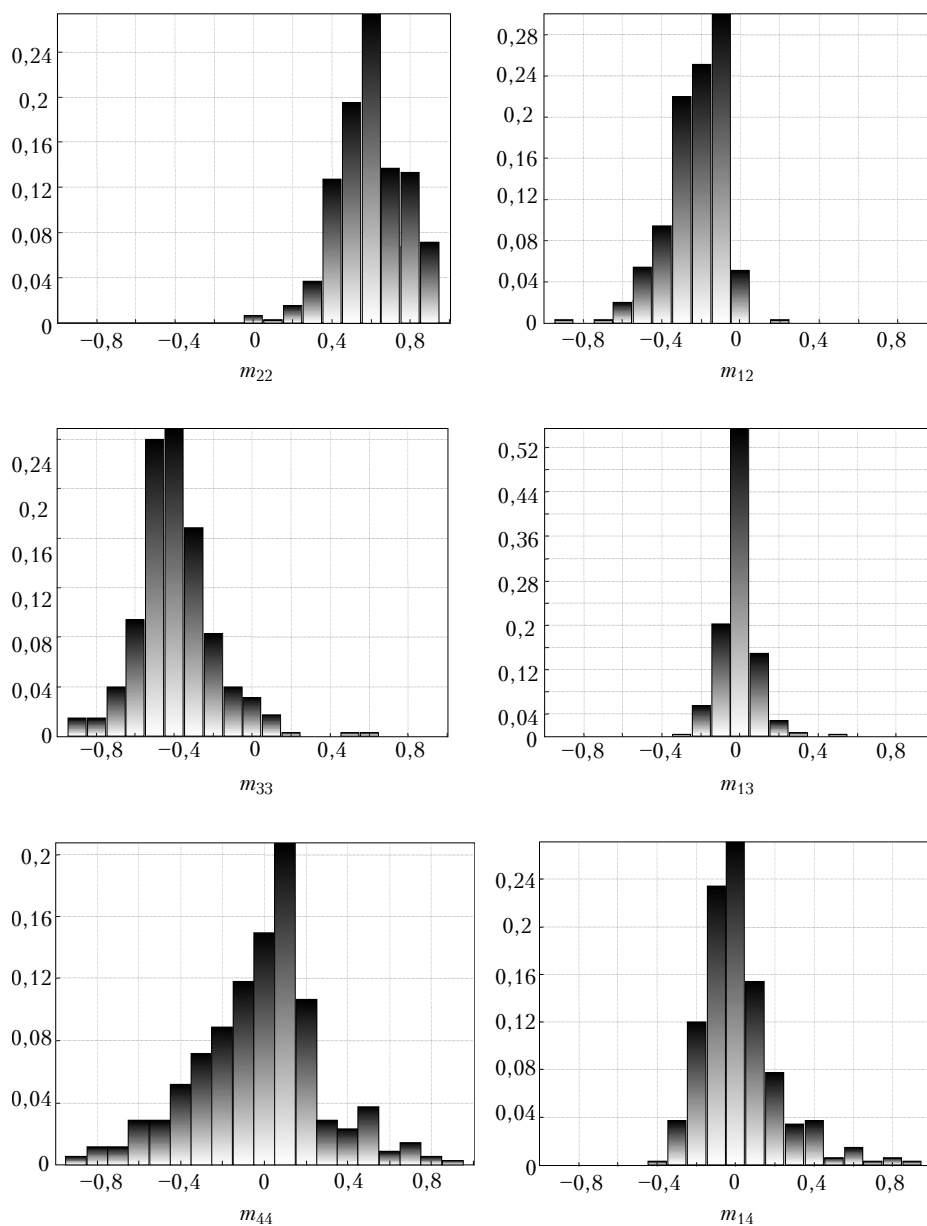


Рис. 1. Относительные частоты значений элементов m_{ij} нормированных приведенных матриц обратного рассеяния света кристаллических облаков

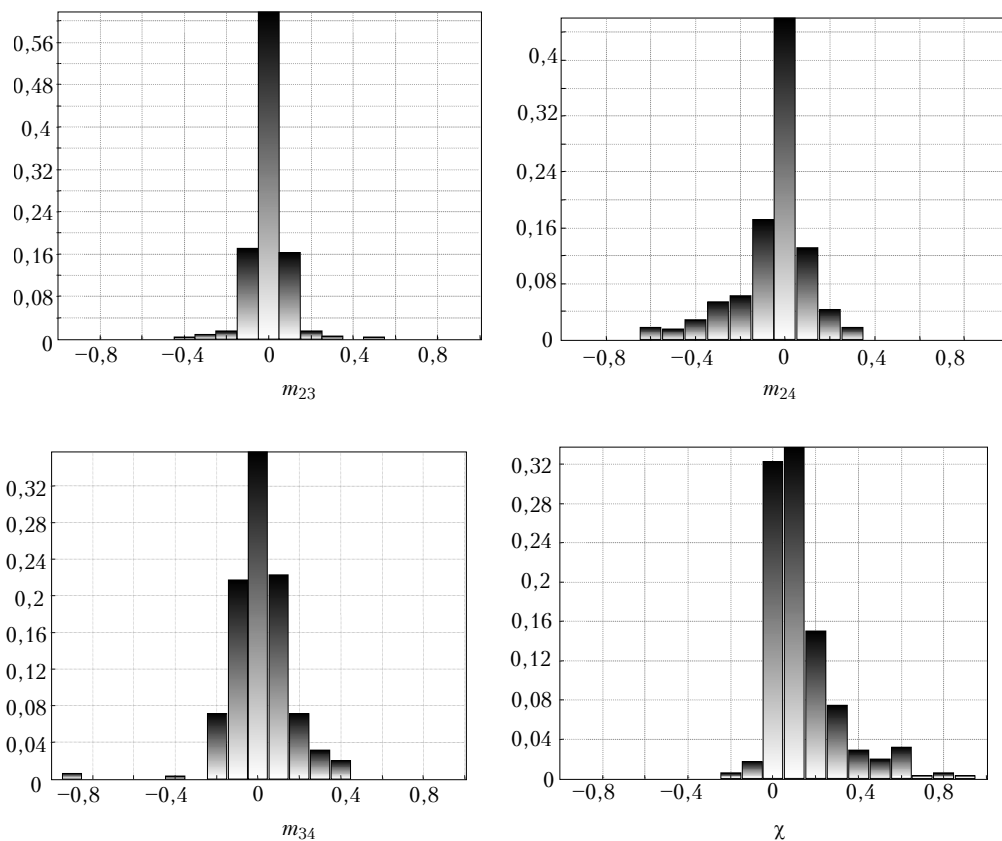


Рис. 2. Относительные частоты значений элементов m_{ij} нормированных приведенных матриц обратного рассеяния света кристаллических облаков и параметра степени ориентации в азимутальном направлении χ

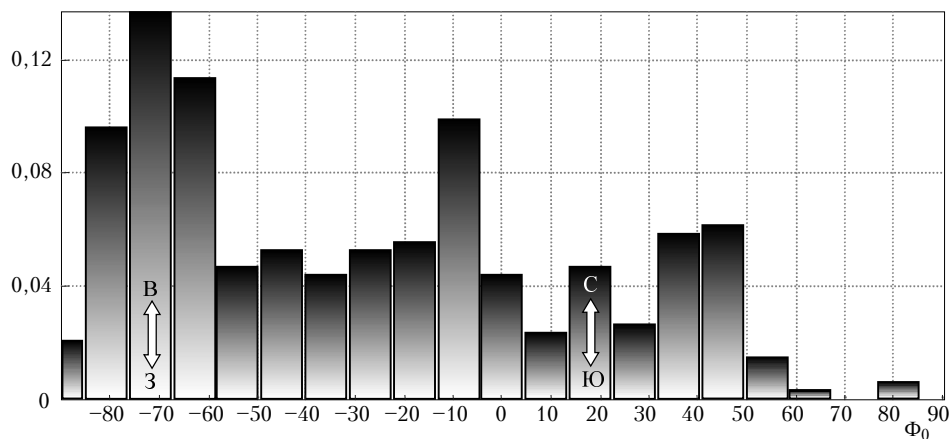


Рис. 3. Относительные частоты появления углов ориентации плоскости симметрии ансамбля облачных частиц Φ_0 относительно плоскости референции xOz системы координат, связанной с приемной частью лидара. Угол отсчитывается от положительного направления оси x , которая при зондировании в зенит горизонтальна и направлена по азимуту 342°

За первой из них не следует искать какого-либо физического смысла. Это просто компактное представление модальных значений соответствующих элементов. Второй матрице можно придать смысл нормированной МОРС гипотетического ансамбля частиц, составленного из подансамблей, которые представляют собой равные доли от всех ансамблей, составивших выборку. Под равенством долей понимается равенство коэффициентов обратного рассеяния для естественного света. Причем подразумевается, что все

подансамбли приведены к единой плоскости симметрии поворотами на соответствующие углы. Тем самым их МОРС определены не зависящими от случайных значений угла ориентации параметрами.

Из представленного материала делаются следующие выводы и предположения:

1. Состояние кристаллического облака, при котором наблюдается нарушение вращательной симметрии, более вероятно, чем состояние, при котором эта симметрия не нарушена. Такое утверждение следует

из смещенности моды распределения элемента m_{12} (см. рис. 1) от нуля к $-0,1$. Вероятность иметь это и бóльшие по абсолютной величине отрицательные значения m_{12} оценивается как $0,95$. Из сказанного следует, что, при зондировании в зенит линейно поляризованным излучением с большой вероятностью можно получить неопределенность в коэффициенте обратного рассеяния, так как он будет зависеть от ориентации плоскости поляризации лазерного излучения.

2. Мода распределения параметра χ (см. рис. 2) не совпадает с нулем, но подавляющее число случаев группируется в области значений $0-0,15$. Сопоставление этого результата с изложенным в п. 1 приводит к выводу, что ориентированные в некотором азимутальном направлении частицы обычно составляют только часть облачного ансамбля. Значительное число частиц не подвержено действию ориентирующего фактора. Иными словами, наиболее вероятны смешанные ансамбли, в которых одни частицы ориентированы хаотически, а другие как-то упорядочены. Но примерно в 30% случаев $\chi \geq 0,2$, а иногда может достигать $0,6$ и более, что означает весьма заметную ориентацию. Можно предположить, что в таких ситуациях облако преимущественно состоит из достаточно крупных, однотипных и существенно анизометричных частиц, например гексагональных столбиков или игл.

3. Из представленных на рис. 3 результатов можно видеть, что центр тяжести распределения положений плоскости симметрии, определенной условием (11), смещен в сторону направлений запад – восток, т.е. к преимущественным направлениям ветров на высотах существования кристаллических облаков. Сопоставляя это с ранее высказанным положением об ориентации частиц большими диаметрами поперек плоскости симметрии, можно предположить, что в качестве ориентирующего фактора выступают пульсации скорости ветра. Возникающие при этом силы инерции приводят, при длительном воздействии, к частичной ориентации в азимутальном направлении подобно тому, как при гравитационном осаждении частицы ориентируются большими диаметрами в горизонтальное положение. Не исключается возможность ориентирующего действия электрических полей.

4. Как показано выше, значение элемента m_{44} связано с ориентацией частиц относительно горизонтальной плоскости. Но эта связь зависит от формы частиц. Для смешанных ансамблей, каковыми являются кристаллические облака, сложно определить строгую количественную меру степени ориентации. Результаты, полученные численным моделированием МОРС ансамблей гексагональных пластин и столбиков льда [8, 10], позволяют выработать некоторые качественные или полуквантитативные представления.

Общей для пластин и столбиков тенденцией является сдвиг элемента m_{44} в сторону больших отрицательных величин по мере увеличения степени ориентации относительно горизонтальной плоскости. Из результатов моделирования следует, что в ситуациях, при которых до 90% осей столбиков сгруппировано в пределах $\pm 10^\circ$ от горизонта, значения m_{44} лежат

в пределах $[-0,45, -0,35]$. Близкие к этим значениям дают ансамбли пластин, у которых 90% гексагональных осей отклонено от вертикали не более чем на 30° . По мере дальнейшего увеличения степени ориентации m_{44} стремится к асимптотическому значению -1 . Ансамбли столбиков с хаотической ориентацией дают значения m_{44} от $0,3$ до $0,4$. А пластины с такой же ориентацией дают значения, близкие к нулю. Но близкие к нулю значения m_{44} дают и ансамбли пластин со слабо- и средневыраженной степенью ориентации, когда более половины (до 90%) осей отклонены от вертикали не более чем на 45° .

Если результаты экспериментов, представленные на рис. 1, интерпретировать с позиции проведенного моделирования, то значения m_{44} , соответствующие моде распределения и среднему, можно приписать как ансамблю слабо- или среднеориентированных столбиков, так и ансамблю хаотически или слабоориентированных пластин. Но более реалистичным кажется предположение, что облачный ансамбль в таком случае представлен смесью достаточно крупных и существенно ориентированных относительно горизонтальной плоскости анизометричных частиц и мелких или крупных, но изометричных частиц, не подверженных гравитационному ориентированию.

Следует отметить существенную асимметрию распределения элемента m_{44} . Около 30% реализаций МОРС имеют значения $m_{44} \leq -0,2$ вплоть до близких к асимптотическому значению $m_{44} = -0,9$ в отдельных случаях. Такие реализации следует отнести к существенной, сильной и очень сильной ориентации при гравитационном осаждении частиц. Естественно предположить, что в подобных ситуациях облачный слой представлен преимущественно крупными (с характерными размерами более 50 мкм) и анизометричными частицами, которые согласно [11] подвержены действию ориентирующих аэродинамических сил при гравитационном осаждении.

Заметная (до 15%) доля реализаций занимает интервал $0,2 \leq m_{44} \leq 0,4$ и может быть интерпретирована как МОРС ансамбля слабо- или хаотически ориентированных столбиков.

Небольшая (до 5%) доля с $m_{44} \geq 0,5$, в рамках рассмотренных моделей, может быть интерпретирована только как МОРС ансамбля столбиков, существенно ориентированных, но относительно наклонной плоскости. Эту возможность мы оставляем пока без дальнейших обсуждений.

Заключение

Результаты экспериментов по измерению МОРС кристаллических облаков позволяют высказать следующие предположения и выводы.

Большая (до 70%) часть облаков представлена, по-видимому, ансамблями частиц различных форм с широким спектром размеров, в котором велика доля мелких частиц. Последние вместе с крупными, но изометричными частицами не подвержены действию ориентирующих факторов и маскируют влияние круп-

ных ориентированных частиц на вид МОРС. Тем не менее ориентация почти всегда проявляется через небольшие, но отличные от нуля значения параметров χ и m_{12} , а также через соответствующие значения элемента m_{44} . Ориентацию частиц в облаке с набором параметров $0 \leq \chi < 0,2$; $m_{12} > -0,2$ и $m_{44} \cong 0$, по-видимому, можно считать квазихаотической и при расчетах ослабления солнечного излучения использовать модель сфер эквивалентных радиусов. Но если при указанных значениях χ и m_{12} величина m_{44} существенно сдвинута в сторону отрицательных значений, то можно предполагать значительную ориентацию частиц относительно горизонтальной плоскости. В таком случае ослабление солнечного излучения будет зависеть от высоты Солнца. Здесь отметим, что в [8] показано, как в простом эксперименте с круговой поляризацией зондирующего излучения может быть определен элемент m_{44} с небольшой вероятностью существенной ошибки. Последнее обусловлено тем, что распределение элемента m_{14} достаточно плотно сгруппировано возле нуля.

В значительном числе реализаций МОРС отмечается существенная анизотропия оптических свойств кристаллической облачности, такой, что ослабление солнечного излучения зависит не только от высоты, но и азимутального положения Солнца. Распределение рассеянной радиации при этом имеет сложную угловую структуру. Для выявления и описания подобных ситуаций, в общем, нужно знать полную МОРС. Но если подтвердится предположение о роли пульсаций скорости ветра как фактора ориентации частиц, то в качестве прогностических параметров, необходимых для оценки состояния ориентации частиц в расчетах пропущенного и рассеянного солнечного излучения, возможно, будет достаточно знать направление и скорость ветра и элемент МОРС m_{44} , который, как отмечено выше, достаточно просто измерить. Оптимизм по поводу такой возможности внушает отмеченная в [10] корреляция между степенями ориентации в азимутальном и горизонтальном направлениях. Такая корреляция просто объясняется в рамках предположения азимутальной ориентации пульсациями ветра.

B.V. Kaul, S.N. Volkov, I.V. Samokhvalov. Study of crystal clouds through lidar measurement of backscattering matrices.

The paper presents the results of statistical processing of experimental data on backscattering matrices (BSM) of crystal clouds. With the sample size of 463 matrices, we have determined the relative frequencies of elements of normalized reduced BSMs, the parameter χ characterizing how pronounced is orientation of cloud particles with respect to some azimuth direction Φ_0 , and the frequencies of manifestation of some or other Φ_0 values.

The term «reduced BSM» means that the matrix is determined in the coordinate system, in which the reference plane xOz coincides with the Φ_0 direction. Thus, BSM turns out to be expressed through the parameters independent of random Φ_0 values, and, as a consequence, all BSMs are comparable.

It is concluded that particles are almost always oriented to some or other extent with respect to some azimuth direction and with respect to the horizontal plane. In 70% of cases the orientation shows itself only slightly, and in other cases it is pronounced.

It is assumed that the orientation of particles in the azimuth direction may be caused by wind velocity pulsations. In this case, particles are oriented so that their large diameter is directed across the wind velocity, that is, normally to the Φ_0 direction.

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., Половцева 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.
2. Фейгелсон Е.М. О методологии выполненного экспериментального и теоретического исследования радиационных свойств перистых облаков // Радиационные свойства перистых облаков / Под ред. Е.М. Фейгелсон. М.: Наука, 1989. С. 73–76.
3. Khvorostyanov V., Sassen K. Microphysical processes in cirrus: modeling perspective // Cirrus: OSA Technical Digest (Optical Soc. of Amer.). Washington DC, 1998. P. 141–143.
4. Ван де Хюлт Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. 536 с.
5. Chia-Ren Hu, Kattawar G.W., Parkin M.E. and Herb P. Symmetry theorems on the forward and backward scattering Mueller matrices for light scattering from a nonspherical dielectric scatter // Appl. Opt. 1987. V. 26. N 19. P. 4159–4173.
6. Кауль Б.В. Симметрия матриц обратного рассеяния света в связи с ориентацией несферических аэрозольных частиц // Оптика атмосфер. и океана. 2000. Т. 13. № 10. С. 895–900.
7. Ромашов Д.Н., Рахимов Р.Ф. Определение ориентации осесимметричных вытянутых частиц по данным поляризационного зондирования // Оптика атмосфер. и океана. 1993. Т. 6. № 8. С. 891–898.
8. Кауль Б.В., Ромашов Д.Н., Самохвалов И.В. О преимуществе использования круговой поляризации лазерного излучения при зондировании кристаллических облаков // Оптика атмосфер. и океана. 2001. Т. 14. № 8. С. 687–691.
9. Волков С.Н., Кауль Б.В., Самохвалов И.В. Методика обработки результатов лидарных измерений матриц обратного рассеяния света // Оптика атмосфер. и океана. 2002. Т. 15. № 11. С. 982–986.
10. Ромашов Д.Н., Кауль Б.В., Самохвалов И.В. Банк данных для интерпретации результатов поляризационного зондирования кристаллических облаков // Оптика атмосфер. и океана. 2000. Т. 13. № 9. С. 854–861.
11. Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеониздат, 1984. 198 с.