«Оптика атмосферы и океана», **13,** № 10 (2000)

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 535.2;551.501

Б.В. Кауль

Симметрии матриц обратного рассеяния света в связи с ориентацией несферических аэрозольных частиц

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 2.06.2000 г.

Показано, что при наличии в атмосфере сил, под действием которых хотя бы часть несферических частиц аэрозольного ансамбля принимает некоторые преимущественные положения в пространстве, направление действия этих сил может быть определено посредством измерений матриц обратного рассеяния света (МОРС). Кроме того, определяется некий параметр χ, характеризующий степень ориентационного воздействия поля сил на аэрозольный ансамбль.

Лидарные измерения матриц обратного рассеяния света (МОРС) показали, что в кристаллических облаках нередко реализуются отступления от хаотической ориентации частиц [1]. Причем ориентации частиц способствуют не только аэродинамические силы, возникающие при падении частиц, но и силы иной природы, приводящие к преимущественной ориентации возле некоторого азимутального направления. Вероятными причинами являются ветровые сдвиги и электрические поля. Очевидно, что направление преимущественной ориентации связано с направлением действия этих сил. Для определения направления преимущественной ориентации при интерпретации экспериментальных МОРС в [1] использовался развитый авторами работы [2] подход к определению параметров ориентированности полидисперсного ансамбля однотипных осесимметричных частиц. Для такого ансамбля определяется не только направление преимущественной ориентации, но и параметр распределения Мизеса [3], представляющий собой меру сгруппированности направлений осей частиц возле моды распределения, т.е. возле направления преимущественной ориентации.

Но представление реальных кристаллических облаков в виде упомянутого ансамбля является слишком идеализированным. Многочисленные работы по исследованию микрофизики показывают большое разнообразие форм частиц, в том числе асимметричных, для которых не просто определить признак ориентированности, так как у них отсутствуют какие-либо оси или плоскости симметрии. Поэтому представляется целесообразным рассмотреть с более общих позиций вопрос о том, с чем же связана наблюдаемая в эксперименте неинвариантность МОРС по отношению к вращению системы координат или, если угодно, к вращению облака как целого.

Под инвариантностью здесь подразумевается следующее. Если $\mathbf{M}$ – МОРС, определенная при некотором положении системы координат, связанной жестко с экспериментальной установкой, то, при повороте последней на угол Φ вокруг направления волнового вектора падающего излучения (ось z системы координат xoz), матрица $\mathbf{M}$ преобразуется по закону

$$\mathbf{M}' = \Re(\Phi)\,\mathbf{M}\Re(\Phi), \tag{1}$$

где $\Re(\Phi)$ – оператор вращения,

$$\Re(\Phi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\Phi & \sin 2\Phi & 0 \\ 0 & -\sin 2\Phi & \cos 2\Phi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{2}$$

Требование инвариантности выражается равенством

$$\mathbf{M}' = \mathbf{M}. \tag{3}$$

Очевидно, что это требование должно выполняться для МОРС изотропного, по крайней мере в отношении вращения вокруг оси z, ансамбля.

Прямые вычисления матрицы $\mathbf{M}'$ при произвольных элементах M_{ij} исходной матрицы и сравнение M'_{ij} и M_{ij} показывают, что условие (3) выполняется для матрицы только одного определенного вида

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M_{11} & 0 & 0 & M_{14} \\ 0 & M_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{33} & 0 \\ M_{41} & 0 & 0 & M_{44} \end{pmatrix} \tag{4}$$

при дополнительном условии

$$M_{22} = -M_{33}. \tag{5}$$

Кроме того, для МОРС всегда выполняется $M_{14} = M_{41}$ и, как частный случай, эти элементы могут быть равны нулю.

В книге [4] матрицы вида (4) определены как МОРС для ансамблей, состоящих из асимметричных частиц одного сорта либо хаотически ориентированных в пространстве, либо ориентированных так, что сохраняется вращательная симметрия относительно направления волнового вектора. Элементы M_{14} и M_{41} обращаются в нуль, если частицы симметричны и являются собственными зеркальными отражениями или асимметричны, но ансамбль обладает зеркальной симметрий относительно любой плоскости, содержащей ось z.

Требование иметь частицы одного сорта, очевидно, не является обязательным. Вследствие аддитивности матриц рассеяния ансамбль, составленный из подансамблей частиц разного сорта, но так, что каждый из них имеет МОРС вида (4), будет иметь суммарную МОРС того же вида или ее частный случай при $M_{14} = M_{41} = 0$.

Если оптическая ось лидара направлена в зенит и нет иного ориентирующего фактора кроме силы тяжести, то правомерно ожидать МОРС именно вида (4), так как частицы либо ориентированы хаотически, либо каким-то образом упорядочены по зенитному углу θ, но хаотически ориентированы по азимутальному углу Φ. Это состояние будем называть двумерной хаотической ориентацией. Возможна также суперпозиция дву- и трехмерно хаотически ориентированных подансамблей. Причем, как будет ясно из дальнейшего, присутствие подансамбля с двумерной хаотической ориентацией может быть установлено измерением МОРС при наклонном положении оси лидара.

Подчеркнем, что матрица (4) получена без каких-либо предположений о форме частиц. Она является инвариантом преобразования (1) и означает отсутствие какого-либо выделенного азимутального направления. Поэтому МОРС в среднем изотропного относительно оси z ансамбля обязана иметь вид (4) и любое отступление можно трактовать как наличие асимметрии или симметрии не бесконечномерного порядка по отношению к вращению вокруг оси z.

Естественно допустить, что отступление от такой симметрии в кристаллических облаках вызывается некоторым ориентирующим фактором, вектор действия которого не совпадает с вертикалью. В этом случае появляется выделенная плоскость P_0, содержащая оба этих направления.

Разумно допустить, что векторное поле ориентирующих сил не гравитационного происхождения однородно по крайней мере в пределах объема, освещенного лазерным пучком. Гравитационное поле, безусловно, таковым является. Тогда если действие ориентирующих сил делает наиболее вероятным какое-либо положение частицы, то эта вероятность не зависит от того, с какой стороны от плоскости P_0 находится частица. Кроме того, равновероятным является положение, полученное зеркальным отражением исходной частицы относительно P_0, так как в поле однородных сил невозможно указать признак, по которому одно из этих двух положений имело бы преимущество. При лазерном зондировании, например, кристаллических облаков число частиц, участвующих в формировании лидарного отклика в момент времени t, имеет порядок $10^4 \div 10^6$. Поэтому правомерно ожидать, что в таком ансамбле зеркальная симметрия относительно P_0 в среднем имеет место и флуктуационные отступления от нее незначительны. Поворотом системы координат вокруг оси z, при ее совпадении с вертикалью, можно достичь совпадения плоскости референции xoz с плоскостью симметрии P_0. В этой избранной системе координат МОРС обладает определенной симметрией, следующей из симметрий амплитудных матриц рассеяния [4, 5]. Рамки статьи не позволяют подробно изложить доказательства, поэтому приведем сразу вид МОРС в этой избранной системе координат:

$$\mathbf{M}_0 = \begin{pmatrix} M_{11}^0 & M_{12}^0 & 0 & 0 \\ M_{21}^0 & M_{22}^0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{33}^0 & M_{34}^0 \\ 0 & 0 & M_{43}^0 & M_{44}^0 \end{pmatrix}. \tag{6}$$

Нуль в индексе означает, что матрица определена при совпадении плоскости референции и плоскости зеркальной симметрии ансамбля частиц. Как и для любой МОРС, выполняется

$$M_{12}^0 = M_{21}^0 \text{ и } M_{34}^0 = -M_{43}^0 .$$

Условие (5) для этой матрицы может не выполняться. Но вследствие известного общего свойства МОРС, согласно которому

$$M_{11} - M_{22} + M_{33} - M_{44} = 0, \tag{7}$$

можно записать

$$M_{11}^0 - M_{44}^0 = M_{22}^0 - M_{33}^0 . \tag{8}$$

Так как элементы M_{11} и M_{44} любой МОРС инвариантны при вращении, то инвариантна и правая часть в равенстве (8).

По соображениям, которые станут ясны из дальнейшего изложения, запишем следующие тождества:

$$\begin{aligned} M_{22}^0 &= \frac{M_{22}^0 - M_{33}^0}{2} + \frac{M_{22}^0 + M_{33}^0}{2} = E + F , \\ M_{33}^0 &= -\frac{M_{22}^0 - M_{33}^0}{2} + \frac{M_{22}^0 + M_{33}^0}{2} = -E + F . \end{aligned} \tag{9}$$

Введем также следующие обозначения:

$$\begin{aligned} &M_{11}^0 = A,\ M_{12}^0 = M_{21}^0 = B, \\ &M_{34}^0 = D = -M_{43}^0 ,\ M_{44}^0 = C. \end{aligned} \tag{10}$$

Пусть МОРС, которая в избранной системе координат, связанной с плоскостью P_0, имела бы вид (6), измеряется теперь в системе координат, повернутой вокруг направления волнового вектора относительно плоскости P_0 на угол $-\Phi$, т.е. по часовой стрелке, если смотреть навстречу приходящему рассеянному излучению. Элементы МОРС в новой системе координат выразятся через элементы матрицы (6) посредством преобразования

$$\mathbf{M}_{-\Phi} = \Re(-\Phi)\, \mathbf{M}_0 \Re(-\Phi). \tag{11}$$

Формально матрицу $\mathbf{M}_0$ можно представить как сумму диагональной матрицы $\mathbf{M}_0'$ с элементами A, E, $-E$, C [см. обозначение (10)] и матрицы

$$\mathbf{M}_0'' = \begin{pmatrix} 0 & B & 0 & 0 \\ B & F & 0 & 0 \\ 0 & 0 & F & D \\ 0 & 0 & -D & 0 \end{pmatrix} = , \tag{12}$$

а (11) записать в следующем виде:

$$\mathbf{M}_{-\Phi} = \Re(-\Phi)\,(\mathbf{M}'_0 + \mathbf{M}''_0)\,\Re(-\Phi). \quad (13)$$

Но $\mathbf{M}'_0$ составлена из инвариантов вращения и не меняется при преобразовании (11), а (12) преобразуется в матрицу

$$\mathbf{M}''_{-\Phi} = \begin{pmatrix} 0 & B\cos 2\Phi & -B\sin 2\Phi & 0 \\ B\cos 2\Phi & F\cos 4\Phi & -F\sin 4\Phi & -D\sin 2\Phi \\ B\sin 2\Phi & F\sin 4\Phi & F\cos 4\Phi & D\cos 2\Phi \\ 0 & -D\sin 2\Phi & -D\cos 2\Phi & 0 \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Матрица (14) получена в результате вращения системы координат на угол –Φ относительно плоскости P_0, положение которой считалось заданным. В эксперименте, наоборот, известно положение плоскости *xoz* системы координат, связанной с лидаром, а требуется найти положение плоскости P_0. Очевидно, что задача сводится к определению угла Φ такого, что

$$\Re(\Phi)\ \mathbf{M}''_{-\Phi}\ \Re(\Phi) = \mathbf{M}''_0. \quad (15)$$

Нетрудно видеть, что Φ определяется из отношения элементов матрицы $\mathbf{M}''_{-\Phi}$, например:

$$\mathbf{M}''_{31} / \mathbf{M}''_{21} = \mathrm{tg}2\Phi. \quad (16)$$

Легко показать, что направление Φ определяется независимо от присутствия частиц, которые по какой-либо причине не испытывают ориентирующего действия и составляют хаотически ориентированный подансамбль.

Обозначим МОРС этого подансамбля $\mathbf{M}_x$. Это матрица вида (4).

Матрицу всего ансамбля представим как сумму матриц $\mathbf{M}_x$, $\mathbf{M}'_0$ и $\mathbf{M}''_0$ и запишем преобразование

$$\mathbf{M}_{-\Phi} = \Re(-\Phi)\,(\mathbf{M}_x + \mathbf{M}'_0 + \mathbf{M}''_0)\,\Re(-\Phi).$$

Но $\mathbf{M}_x$ и $\mathbf{M}'_0$ инвариантны относительно вращения и задача сводится к преобразованию матрицы $\mathbf{M}''_0$, имеющей отношение только к ориентированному подансамблю. Определение Φ сводится по-прежнему к (16).

Пусть $\mathbf{M}_{-\Phi}$ соответствует экспериментально определенная матрица **M** с элементами $\mathbf{M}_{ij}$. Она может содержать 10 различных параметров. Это следует из свойства АМР обратного рассеяния

$$A_{12} + A_{21} = 0,$$

следствием которого являются соотношения для недиагональных элементов МОРС

$$M_{ij} = M_{ji}, \text{ если } i \text{ или } j \neq 3,$$

$$M_{ij} = -M_{ji}, \text{ если } i \text{ или } j = 3.$$

Нетрудно видеть, что для матрицы (14) это выполняется. Элементы $M_{11} = A$; $M_{44} = C$; $M_{14} = M_{41} = H$ являются инвариантами вращения. Кроме того, определяется инвариант

$$E = (M_{11} - M_{44})/2 = (M_{22} - M_{33})/2.$$

Эти параметры относятся к МОРС всего ансамбля и определяют ее инвариантный компонент. Параметры неинвариантного компонента $\mathbf{M}''_0$: *B*, *D*, *F* найдутся после определения Φ из (16). Выше показано, что преобразование (15) приводит неинвариантный компонент МОРС к виду (12). Применяя это преобразование к элементам экспериментальной МОРС M_{ij}, найдем

$$B = M_{12}\cos 2\Phi - M_{13}\sin 2\Phi;$$

$$D = M_{34}\cos 2\Phi - M_{24}\sin 2\Phi; \quad (17)$$

$$F = \cos 4\Phi\,(M_{22} + M_{33})/2 - M_{23}\sin 4\Phi.$$

Теперь экспериментальная МОРС может быть представлена через параметры, не зависящие от системы координат:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} A & B & 0 & H \\ B & E+F & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -F+F & D \\ H & 0 & -D & C \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Такое представление очень удобно при сравнении матриц, полученных в разных экспериментах.

Для получения матрицы (18), помимо свойств, присущих любой МОРС, использовалось только предположение о наличии подансамбля частиц, для которого существует единственная плоскость P_0, относительно которой он обладает зеркальной симметрией. Предполагалось, что это вертикальная плоскость, и волновой вектор зондирующего излучения направлен в зенит, так как в этом случае всегда найдется плоскость референции, содержащая в себе векторы действия гравитации и иного ориентирующего фактора. Если упомянутые условия выполняются, то экспериментальная МОРС должна быть приводима к виду (18). Ниже записаны: экспериментальная МОРС, опубликованная ранее в работе [1], и матрица, подвергнутая преобразованию (15), при экспериментальном значении $\Phi = 17{,}5°$. Матрицы нормированы на элемент M_{11}, так что $m_{ij} = M_{ij}/M_{11}$; $b = B/M_{11}$ и т.д.:

$$\mathbf{m}_э = \begin{pmatrix} 1 & -0{,}56 & 0{,}38 & -0{,}03 \\ -0{,}56 & 0{,}37 & -0{,}21 & 0{,}20 \\ -0{,}38 & 0{,}21 & -0{,}10 & -0{,}27 \\ -0{,}03 & 0{,}20 & 0{,}27 & 0{,}53 \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{m}_п = \begin{pmatrix} 1 & -0{,}66 & 0{,}01 & -0{,}03 \\ -0{,}66 & 0{,}45 & -0{,}06 & 0{,}01 \\ -0{,}01 & 0{,}06 & -0{,}01 & -0{,}34 \\ -0{,}03 & 0{,}01 & 0{,}34 & 0{,}53 \end{pmatrix}.$$

Элементы антидиагональных блоков приведенной матрицы отклоняются от нулевых значений в пределах возможных экспериментальных ошибок, для которых оценка среднеквадратических отклонений составляет величину $\sigma = \pm\,0{,}04$. Это означает, что измеренная МОРС может быть приведена к виду (18) с нормированными параметрами $a \equiv 1$; $b = -0{,}66$; $c = 0{,}53$; $d = -0{,}34$; $h \approx 0$; $e = 0{,}22$; $f = 0{,}23$. Знание перечисленных параметров играет большую роль для интерпретации МОРС. Например, в данном случае большое абсолютное значение параметра *b* в совокупности с большим *f* позволяет предположить, что ансамбль состоит из сильно вытянутых и значительно ориентированных частиц, что в нем мало или полностью отсутствуют асимметричные хаотически ориентированные частицы, так как близок к нулю параметр h и т.д. Но это вопросы отдельного рассмотрения. Здесь остановимся только на параметре f, который является характеристикой нарушения осевой симметрии ансамбля частиц. Согласно (17) по элементам экспериментальной МОРС он определяется

$$f = \cos 4\Phi\,(m^{э}_{22} + m^{э}_{33})/2 - m^{э}_{23}\,\sin 4\Phi, \qquad (19)$$

а по элементам приведенной матрицы

$$f = (m^{п}_{22} + m^{п}_{33})/2 \qquad (20)$$

[см. определение (9)].

В работе [2] введен параметр χ, который в принятых здесь обозначениях запишется как

$$\chi = (m^{п}_{22} + m^{п}_{33})/(1 + c) = 2f/(1 + c), \qquad (21)$$

т.е. параметр f нормируется на инвариант МОРС ($a + c$), где $a \equiv 1$.

В цитируемой работе χ имеет смысл отношения $I_2(k)/I_0(k) = i_2(k)$, где $I_2(k)$ и $I_0(k)$ – модифицированные функции Бесселя первого рода и соответственно второго и первого порядков; k – параметр распределения Мизеса, $i_2 \to 1$ при $k \to \infty$. Фактически уже при $k = 10$ i_2 близка к единице, и это означает почти строгую ориентацию осей осесимметричных частиц вдоль определенного направления.

Можно показать, но мы не будем здесь этим заниматься, что параметр χ при возрастании степени ориентированности осесимметричных частиц стремится к единице, безотносительно к виду функции распределения по углам ориентации. Это обусловлено тем, что если ось симметрии частицы совпадает с плоскостью референции, то

$$A_{12} = A_{21} = 0.$$

Для асимметричных частиц это не выполняется, поэтому $\chi < 1$. При отсутствии ориентации, т.е. для ансамбля с осевой симметрией относительно направления волнового вектора, МОРС имеет вид (4), а f и вместе с ним χ равны нулю. Следовательно, область изменения χ определяется как $0 \le \chi \le 1$.

Для смешанных ансамблей частиц χ может не иметь столь прямой связи со степенью ориентированности частиц, как в случае однородного ансамбля, рассмотренного в [2]. Дело в том, что параметр f определяется состоянием только подансамбля ориентированных частиц, но делитель $(1 + c)$ относится ко всему ансамблю, и нет возможности выделить часть этого инварианта, которая бы относилась только к ориентированному подансамблю. Поэтому наличие небольшого числа сильно ориентированных частиц может маскироваться присутствием большого числа неориентированных. Следовательно, параметр χ можно рассматривать скорее как некоторую качественную характеристику, отражающую степень воздействия ориентирующего фактора на ансамбль частиц в целом. Изложение вопроса о связи симметрий МОРС с ориентированностью частиц останется неполным, если не обсудить проблему, связанную с неоднозначностью формулы (16). Нетрудно показать, что (16) удовлетворяют два значения Φ:

$$\Phi_{1,2} = \mathrm{arctg}\left(-\frac{M_{21}}{M_{31}} \pm \sqrt{\left(\frac{M_{21}}{M_{31}}\right)^2 + 1}\right). \qquad (22)$$

Направления Φ_1 и Φ_2 взаимно ортогональны, и это отражает тот факт, что существует еще одно положение плоскости референции, отличное от рассмотренного P_0, при котором МОРС может быть приведена к виду (18). Это следует из свойства симметрии АМР. При повороте системы координат на 90° частицы, бывшие зеркальными отражениями друг друга относительно плоскости референции, становятся таковыми относительно плоскости биссектрисы [4]. Это влечет те же следствия для МОРС, что и зеркальная симметрия относительно плоскости референции. Но при этом происходят смена знаков у элементов M_{12}, M_{21} и инверсия знаков у элементов M_{34}, M_{43}. В этом несложно убедиться, обратившись к матрице (14) и придав углу Φ значения 0 и 90°.

Для однозначного выбора угла Φ требуется рассмотреть два случая (при совпадении плоскости референции *xoz* с плоскостью симметрии ансамбля частиц):

$$\text{а) } M_{12} = M_{21} = B > 0; \quad \text{б) } M_{12} = M_{21} = B < 0.$$

Выполняются следующие правила:

а) $B > 0$.

Если	M_{21} и $M_{31} > 0$, то	$0 < \Phi < \pi/4$
	M_{21} и $M_{31} < 0$,	$-\pi/2 < \Phi < -\pi/4$
	$M_{21} > 0$, $M_{31} < 0$,	$-\pi/4 < \Phi < 0$
	$M_{21} < 0$, $M_{31} > 0$,	$\pi/4 < \Phi < \pi/2$

б) $B < 0$.

Если	M_{21} и $M_{31} > 0$, то	$-\pi/2 < \Phi < -\pi/4$
	M_{21} и $M_{31} < 0$,	$0 < \Phi < \pi/4$
	$M_{21} > 0$, $M_{31} < 0$,	$\pi/4 < \Phi < \pi/2$
	$M_{21} < 0$, $M_{31} > 0$,	$-\pi/4 < \Phi < 0$.

Выбор между альтернативами «а» и «б» требует априорной информации. Этот вопрос обсуждался в работе [2], где показано, что при ориентации вытянутых осесимметричных частиц поперек плоскости референции реализуется альтернатива «а» и, наоборот, при группировке осей частиц возле плоскости референции реализуется альтернатива «б».

Покажем, что в некоторых случаях этот вопрос может быть решен экспериментально. Пусть в ансамбле хаотически ориентированных частиц имеется подансамбль с двумерной хаотической ориентацией, которая обусловлена гравитационным ориентированием. Такой ансамбль обладает осевой симметрией относительно вертикали, и его МОРС, при зондировании в зенит, имеет вид (4). Отклоним оптическую ось лидара на угол θ в произвольном азимутальном направлении. При этом происходит нарушение осевой симметрии ансамбля относительно оптической оси лидара и появляется выделенная плоскость, содержащая оптическую ось и вертикаль. Совместив плоскость *xoz* измерительного базиса лидара с этой плоскостью, получим МОРС вида (6) с возможно не нулевыми элементами M_{14} и M_{41}. Эта МОРС и будет содержать ответ о знаке $B = M_{12}$, поскольку положение плоскости симметрии ансамбля известно.

Подведем итог вышеизложенному. Проделанный выше анализ показал, что направление действия фактора, приводящего к упорядочению положений частиц относительно некоторой вертикальной плоскости, может быть определено посредством лидарных измерений МОРС, независимо от формы частиц, испытывающих ориентационное воздействие, и от наличия частиц, не испытывающих такового воздействия. При этом определяется параметр χ, который характеризует силу воздействия ориентирующего фактора на ансамбль частиц.

При отсутствии иных ориентирующих факторов, кроме гравитации, МОРС, измеренная лидаром, направленным в зенит, будет иметь отличными от нуля только диагональные элементы и, возможно, элементы M_{14} и M_{41}. Причем должно выполняться $M_{22} = -M_{33}$. Если под действием гравитационного осаждения образуется подансамбль с двумерно хаотической ориентацией, то это состояние может быть обнаружено зондированием по наклонному направлению. Такое состояние может быть обнаружено и при зондировании в зенит по значениям абсолютных величин элементов M_{22} и M_{33}. Но это требует некоторых знаний о микрофизике частиц и ее связи с элементами МОРС. Эти знания могут быть получены, например, путем расчета элементов МОРС для различных моделей аэрозольных ансамблей [6]. Но здесь эти вопросы не обсуждались.

В данной статье рассмотрены следствия, вытекающие из общих свойств симметрии МОРС и аэрозольных ансамблей при самых минимальных предположениях о свойствах частиц, их составляющих.

Предполагалось, что частицы несферические и, по крайней мере, часть из них может занимать некоторые преимущественные положения под действием физических сил, существующих в атмосфере. Что касается принятых предположений относительно симметрий аэрозольных ансамблей, то в случае действия только гравитационного ориентирования наличие осевой симметрии вполне очевидно.

Предположение об однородности поля сил, приводящих к ориентации частиц в некотором горизонтальном направлении и, как следствие, предположение о наличии зеркальной симметрии ансамбля относительно вертикальной плоскости не столь очевидно, но представляется достаточно обоснованным. Критерием его выполнимости может служить приводимость МОРС, полученных зондированием в зенит, к каноническому виду (18).

При наклонном зондировании МОРС может оказаться не приводимой к этому виду. Если действие негравитационного ориентирующего фактора намного сильнее гравитационного, так что последним можно пренебречь, то возможно образование ансамбля с осевой симметрией относительно направления действия негравитационного фактора. В этом случае, при любом наклоне лидара, найдется плоскость референции, содержащая направления зондирования и действия ориентирующего фактора. Тогда приводимость матрицы к виду (18) сохранится. Если же совместное действие гравитационного и иного факторов создает множество параллельных вертикальных плоскостей с определенной азимутальной ориентацией, относительно которых ансамбль частиц зеркально симметричен, то приводимость к виду (18) сохранится только при наклоне оптической оси лидара в плоскости, принадлежащей этому множеству и включающей место положения лидара. В противном случае МОРС может содержать десять различных параметров и быть неприводимой к более простому виду. Но этот вариант не представляет особого интереса, так как зондирование в зенит является достаточным в плане определения направления действия ориентирующих сил и параметра χ, а необходимость в отклонении оптической оси лидара может возникнуть в рассмотренном выше случае осевой симметрии ансамбля частиц относительно вертикали. При этом наклон в любом азимутальном направлении создает плоскость симметрии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки РФ (проект «Лидар», рег. № 06-21).

1. *Кауль Б.В., Краснов О.А., Кузнецов А.Л., Половцева Е.Р., Самохвалов И.В., Стыкон А.П.* // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 2. С. 191–201.
2. *Ромашов Д.Н., Рахимов Р.Ф.* // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 5. С. 891–898.
3. *Мардиа К.* Статистический анализ угловых наблюдений. М.: Наука, 1978. 239 с.
4. *Ван де Хюлст Г.* Рассеяние света малыми частицами. М: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. 536 с.
5. *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М: Мир, 1986. 660 с.
6. *Ромашов Д.Н., Кауль Б.В., Самохвалов И.В.* // Оптика атмосферы и океана. 2000. Т. 13. № 9. С. 854–861.

B.V. Kaul. **Symmetry of light back-scattering matrices related to orientation of nonspherical aerosol particles**.

It is shown that if there are forces in the atmosphere causing some dominant space orientation at least in a part of nonspherical particles of an aerosol ensemble, the direction of these forces action may be found from measurements of the light backscattering matrices (LBSM). Moreover, some parameter is determined characterizing a degree of the orienting action.