«Оптика атмосферы и океана», **23**, № 5 (2010)

УДК 525.521

Трансформация матриц обратного рассеяния света кристаллических облаков при изменении зенитного угла зондирования

Б.В. Кауль[1], И.В. Самохвалов[2*]

[1]Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1
[2]Томский государственный университет
634034, г. Томск, пр. Ленина, 36

Поступила в редакцию 26.10.2009 г.

Рассмотрены вопросы, связанные с интерпретацией результатов исследований кристаллических облаков средствами лазерного зондирования. Через элементы матриц обратного рассеяния определены параметры, характеризующие ориентацию облачных частиц. Показано, как эти параметры связаны с плотностью вероятности распределения частиц по углам пространственной ориентации. На примере монодисперсного ансамбля ледяных частиц прослежены тенденции в изменении матриц обратного рассеяния при вариациях зенитного угла наклона трассы зондирования.

Ключевые слова: кристаллические облака, ориентация частиц, дистанционное зондирование; crystal clouds, the orientation of particles, remote sensing.

Введение

Кристаллические облака верхнего яруса заметно влияют на радиационный баланс в атмосфере. Отражение и пропускание радиации этими облаками существенно зависят от формы и ориентации частиц. Например, слой ориентированных ледяных пластинок сильно отражает солнечное излучение, что иногда проявляется в виде известного оптического феномена «нижнее Солнце», который можно наблюдать при полете над облаками.

Дистанционная оценка степени ориентации частиц оказывается возможной, если использовать эффекты, связанные с трансформацией состояния поляризации света при его рассеянии на ледяных частицах. Эта возможность реализована в оптико-локационном методе исследований анизотропных аэрозольных сред, в основу которого положены дистанционные измерения матриц обратного рассеяния света (МОРС) с дальнейшим анализом свойств их симметрии [1].

Определение параметров, характеризующих ориентацию частиц

Свойства симметрии МОРС рассмотрены в работах [2–5]. Ниже будет использоваться понятие нормированной МОРС. Это матрица 4x4, отнесенная к элементу M_{11}, а именно $(m_{ij} = M_{ij} / M_{11})$. Элемент M_{11} представляет собой коэффициент обратного рассеяния для неполяризованного света. Нормированная МОРС содержит всю информацию о состоянии поляризации рассеянного излучения, но не зависит от концентрации частиц в облаке. Это упрощает сравнение матриц, полученных в различные моменты времени и от различных типов облаков.

В общем случае нормированная МОРС имеет вид [2]:

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} 1 & b_1 & b_3 & b_5 \\ b_1 & a_2 & b_4 & b_6 \\ -b_3 & -b_4 & a_3 & b_2 \\ b_5 & b_3 & -b_2 & a_4 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Но если ансамбль частиц обладает вращательной симметрией относительно направления волнового вектора падающего (и рассеянного) излучения, то число параметров существенно сокращается и МОРС принимает вид

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & b_5 \\ 0 & a_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -a_2 & 0 \\ b_5 & 0 & 0 & a_4 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Вращательная симметрия означает, что в плоскости, перпендикулярной волновому вектору, отсутствует какое-либо выделенное направление ориентации характерных размеров частиц. Если такое направление существует, то МОРС снова принимает

* Бруно Валентинович Кауль (kaul@iao.ru); Игнатий Викторович Самохвалов (sam@elefot.tsu.ru).

вид (1), но, как показано в [5], можно найти такое значение аргумента α_0 матричного преобразования, при котором матрица приобретает вид

$$\mathbf{m}'(\alpha_0) = R(\alpha_0)\mathbf{m}R(\alpha_0) = \begin{pmatrix} 1 & b & 0 & b_5 \\ b & a_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_3 & d \\ b_5 & 0 & -d & a_4 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где

$$R(\alpha) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\alpha & \sin 2\alpha & 0 \\ 0 & -\sin 2\alpha & \cos 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4)$$

— оператор вращения вокруг направления волнового вектора.

Операция (3) называется приведением к блочно-диагональному виду, а полученную в результате преобразования матрицу будем называть «приведенная». Значение α_0 аргумента оператора R, при котором матрица приобретает блочно-диагональный вид, определяет азимутальное направление, возле которого преимущественно группируются, например, большие диаметры частиц. Математическая процедура поиска α_0 приведена в [6].

К отмеченным выше свойствам симметрии добавим, что для любой МОРС всегда выполняется следующее соотношение для диагональных элементов:

$$1 - m_{22} + m_{33} - m_{44} = 0. \quad (5)$$

Кроме того, как можно видеть из (1)–(3), элементы m_{11}, $m_{14} = m_{41}$ и m_{44} являются инвариантами преобразования (3). Элементы m_{14} и m_{41} в матрице (2) отличны от нуля, если в ансамбле присутствуют асимметричные частицы, но вращательная симметрия ансамбля, в целом, сохраняется.

Элемент m_{44} является инвариантом операции вращения (3) и от азимутальной ориентации не зависит. При фиксированном наклоне частицы относительно направления волнового вектора излучения (полярный угол) она может иметь произвольную азимутальную ориентацию. При этом элемент m_{44} будет иметь одно и то же значение. Это свойство позволяет определить элемент m_{44} как параметр полярной ориентации.

Как показали экспериментальные исследования ледяных облаков, наличие в них азимутальной ориентации частиц не является редким событием [6]. Обычно она слабо выражена, но в отдельных случаях существенна.

Характеристикой степени азимутальной ориентации в работе [5] предложено считать

$$\chi = \left(m^0_{22} + m^0_{33}\right) / \left(1 + m^0_{44}\right), \quad (6)$$

где верхние индексы подразумевают, что это элементы экспериментальной матрицы, после того как она приведена к блочно-диагональному виду преобразованием (3). Ввиду отмеченной выше инвариантности элемента m_{44} его верхний индекс можно упустить. Отметим, что аргумент α_0 оператора R, при котором МОРС приобретает блочно-диагональный вид, определяет направление азимутальной ориентации относительно плоскости референции — плоскости xOz поляризационного базиса лидара. Волновой вектор зондирующего излучения направлен вдоль оси Oz.

Область изменения параметра χ от нуля — отсутствие ориентации до единицы — строгая ориентация в одном направлении. Поскольку обоснование формулы (6) ранее нигде не приводилось, дадим его ниже.

Без нарушения общности можно положить, что оси частиц группируются возле направления, совпадающего с плоскостью референции (угол $\alpha_0 = 0$). Если ось симметрии частицы лежит в этой плоскости, то ее МОРС $\mathbf{m}^{(0)}$ имеет блочно-диагональный вид (3) с нулевыми элементами b_5. Такой же вид будет иметь сумма МОРС — двух асимметричных частиц, которые являются зеркальными отражениями друг друга относительно плоскости референции. Если i-я частица повернута на угол α_i, то ее МОРС определяется преобразованием

$$\mathbf{m}^i = R(\alpha_i)\mathbf{m}^{0,i}R(\alpha_i)\,. \quad (7)$$

Диагональные элементы преобразуются следующим образом:

$$\begin{aligned} m^i_{11} &= m^0_{11} \equiv 1,\ \ m^i_{44} = m^0_{44}, \\ m^i_{22} &= m^0_{22}\cos^2 2\alpha_i - m^0_{33}\sin^2 2\alpha_i, \\ m^i_{33} &= m^0_{33}\cos^2 2\alpha_i - m^0_{22}\sin^2 2\alpha_i. \end{aligned} \quad (8)$$

Если обратиться к выражениям элементов МОРС через элементы амплитудной матрицы A_{ij} [7], то можно установить следующие общие соотношения:

$$m_{22} = m_{11} - 2|a_{12}|^2,\ \ m_{33} = m_{44} - 2|a_{12}|^2, \quad (9)$$

где

$$|a_{12}|^2 = |A_{12}|^2 / \left(\left(A^{\bullet}_{11}A_{11} + A^{\bullet}_{22}A_{22} + A^{\bullet}_{12}A_{12} + A^{\bullet}_{21}A_{21}\right)/2\right).$$

Применив (9) к элементам матрицы $\mathbf{m}^{(0)}$ в (8), получим

$$\begin{aligned} m^i_{22} &= m^{0,i}_{11}\cos^2 2\alpha_i - m^{0,i}_{44}\sin^2 2\alpha_i, \\ m^i_{33} &= m^{0,i}_{44}\cos^2 2\alpha_i - m^{0,i}_{11}\sin^2 2\alpha_i. \end{aligned}$$

Складывая и вычитая приведенные выше равенства, можно получить формулы

$$\begin{aligned} m^i_{22} &= \frac{m^0_{11} - m^0_{44}}{2} + \frac{m^0_{11} + m^0_{44}}{2}\cos 4\alpha, \\ m^i_{33} &= \frac{-(m^0_{11} - m^0_{44})}{2} + \frac{m^0_{11} + m^0_{44}}{2}\cos 4\alpha_i. \end{aligned} \quad (10)$$

Из (10) следует

$$m_{22}^{i} + m_{33}^{i} = (m_{11}^{0,i} + m_{44}^{0,i})\cos 4\alpha_i. \quad (11)$$

Усредненная МОРС ансамбля из n частиц, сгруппированных по некоторому закону симметрично возле направления α_0, определится формулой

$$\bar{m}_{22}^{0} + \bar{m}_{33}^{0} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} m_{22}^{i} + \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} m_{33}^{i} =$$

$$= \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}(m_{11}^{0,i} + m_{44}^{0,i}) n_i \cos 4\alpha_i. \quad (12)$$

Но элементы m_{11} и m_{44} являются инвариантами операции вращения (7). Индекс i для них означает различие в форме и размере частиц, но не различие в ориентации по азимутальным углам.

Для частиц одной формы и размеров суммирование элементов m_{11} и m_{44} можно заменить умножением и записать (6) в виде

$$\chi = \frac{m_{22}^{0} + m_{33}^{0}}{(m_{11} + m_{44})} = \sum_{i=1}^{n} w_i \cos 4\alpha_i, \quad (13)$$

где $w_i = n_i/n$ — весовые множители. Сравнение формул (6) и (13), с учетом $m_{11} \equiv 1$, показывает, что отношение суммы средних диагональных элементов МОРС к сумме крайних определяется исключительно средневзвешенным значением косинусов учетверенных углов отклонений частиц от направления преимущественной ориентации.

Резюмируя вышеизложенное, отметим, что состояние ориентации облачных частиц характеризуется тремя параметрами, которые могут быть определены по экспериментально измеренным матрицам. *Первым*, и наиболее важным параметром, является элемент нормированной МОРС m_{44}, характеризующий полярную ориентацию частиц, при которой их большие диаметры занимают преимущественно горизонтальное положение. К этому их побуждают аэродинамические силы, возникающие при падении частиц. Это основной и постоянно действующий фактор. *Вторым* параметром является α_0 — угол между плоскостью референции и азимутальным направлением преимущественной ориентации частиц, если таковая имеется. *Третий* параметр χ характеризует степень азимутальной ориентации.

Связь параметров m_{44} и χ с функциями распределения по углам полярной и азимутальной ориентации

Сведения о параметрах m_{44} и χ позволяют качественно оценить наличие полярной и азимутальной ориентации частиц. Но состояние ориентации можно считать определенным, если известна плотность вероятности распределения по углам ориентации. Ниже будет показано, как можно установить связь между параметрами m_{44} и χ и параметрами, определяющими функции распределения по углам полярной и азимутальной ориентации.

Ориентацию кристаллов льда принято характеризовать распределением по полярному и азимутальному углам ориентации их гексагональных осей. Полярный угол θ отсчитывается от направления в зенит, а азимутальный α — в плоскости, ему перпендикулярной. В работе [8] показано, что ориентацию по полярному и азимутальному углам можно характеризовать функциями плотности вероятности следующего вида:

$$f_\theta(\theta, k_\theta) = \exp[k_\theta \cos 2\theta]/\pi I_0(k_\theta),$$
$$f_\alpha(\alpha, k_\alpha) = \exp[k_\alpha \cos 2(\alpha - \alpha_0)]/\pi I_0(k_\alpha), \quad (14)$$

где $I_0(k)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. Распределение этого вида, впервые введенное в [9] из эвристических соображений, в дальнейшем получило физическое обоснование [8]. Зависимость от двойного угла обусловлена тем, что аэродинамические моменты сил, действующие на частицу, пропорциональны синусу двойного угла отклонения максимального диаметра частицы от положения устойчивого движения. Параметры k_θ, k_α зависят от скорости диссипации энергии турбулентности, формы и размеров частиц. Например, при ориентации частиц вследствие падения при отсутствии иных ориентирующих факторов параметр k_θ выражается формулой

$$k_\theta(h_{\max}, \varepsilon) = \Lambda_{\text{п.с}} 10^{(6b-4)} A^2 h_{\max}^{2b} / 4\sqrt{\nu\varepsilon}, \quad (15)$$

где $h_{\max}$ — наибольший размер частицы; ε — скорость диссипации турбулентной энергии; $\Lambda_{\text{п.с}}$ — форм-фактор соответственно для пластинчатых и столбчатых частиц; ν — кинематическая вязкость воздуха; A и b — эмпирические константы, связывающие скорость падения частиц с их размером и формой [10]. Численный множитель обусловлен переводом размерностей скорости и размера частиц, принятых в [10], в основные единицы системы СИ.

Аэродинамический момент сил, возникающий при падении частиц и побуждающий их ориентироваться наибольшим размером в горизонтальное положение, является основным ориентирующим фактором. Гексагональные оси пластинок группируются возле направления в зенит, а оси столбиков — возле горизонтального направления. Если при этом отсутствует азимутальная ориентация ($k_\alpha = 0$), то при зондировании в зенит следует ожидать МОРС вида (2). Тогда в качестве параметра полярной ориентации может выступать не только элемент m_{44}, но и m_{22}, так как между ними имеется однозначное соответствие $m_{22} = (1 - m_{44})/2$, $m_{44} = 1 - 2m_{22}$. Оно нарушается, если имеется выделенное азимутальное направление, и матрица имеет вид (1) или (3). Тогда $|m_{22}| \neq |m_{33}|$.

Получить количественные оценки зависимостей $k_\theta(m_{44})$ и $k_\alpha(\chi)$ можно моделированием МОРС, ансамблей гексагональных пластинок и столбиков при различных значениях k_θ и k_α, определяя из полученных расчетных матриц параметры m_{44} и χ. Суть этой процедуры заключается в следующем.

Пространственное положение гексагональной частицы определяется координатами θ, α, γ, где θ — угол между направлением волнового вектора падающего излучения и гексагональной осью частицы. Углом α определяется азимутальное положение этой оси, отсчитываемое от плоскости референции, а γ — угол вращения вокруг гексагональной оси. Для расчета МОРС монодисперсного ансамбля ориентированных частиц необходимо с достаточно мелким шагом по углу θ в пределах от 0 до $\pi/2$ рассчитать матрицу $\mathbf{m}(\theta,\alpha=0,\bar{\gamma})$. Эта запись означает, что ось частицы лежит в плоскости референции, а по углу γ проведено усреднение. Расчет таких матриц для некоторых размеров гексагональных пластин и столбиков представлен в [11]. Матрицы имеют вид (3) с $m_{14} = m_{41} = 0$.

Если известна матрица $\mathbf{m}(\theta,0,\bar{\gamma})$, то МОРС частицы, находящейся в положении $(\theta,\alpha,\bar{\gamma})$, можно найти преобразованием (7). Матрица всего ансамбля находится суммированием по всем положениям частиц с учетом статистического веса того или иного положения.

В первом приближении можно предположить независимость физических процессов, приводящих к полярной и азимутальной ориентации, и записать двумерную плотность вероятности распределения осей частиц по телесным углам $f(\omega)$ через произведение распределений (14):

$$f(\omega)d\omega = C(k_\theta)f_\alpha(\alpha,k_\alpha)f_\theta(\theta,k_\theta)\sin\theta d\theta d\alpha, \quad (16)$$

где C — калибровочный множитель, который находится из условия

$$\int_{4\pi} f(\omega)d\omega = 1. \quad (17)$$

При записи формулы (16) предположено, что МОРС определяется по направлению в зенит и, следовательно, горизонтальная плоскость является плоскостью симметрии распределения осей частиц по полярному углу θ.

Матрица ансамбля, в котором ориентация частиц задана двумерной плотностью вероятности $f(\theta, \alpha)$, определится как

$$\mathbf{m} = C(k_\theta)\times$$

$$\times\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2} R(\alpha)\mathbf{m}(\theta,0,\bar{\gamma})R(\alpha)f(\theta,\alpha,k_\theta,k_\alpha)\sin(\theta)d\theta d\alpha. \quad (18)$$

Относительно пределов интегрирования заметим, что вследствие симметрии гексагональных кристаллов выполняется $\mathbf{m}(\alpha,\beta,\bar{\gamma}) = \mathbf{m}(\alpha+\pi,\beta+\pi,\bar{\gamma})$. В связи с этим интегрирование достаточно провести по верхней полусфере.

При заданном параметре k_θ элемент m_{44} вычисляется по следующей формуле:

$$m_{44} = C(k_\theta)\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2} m_{44}(\theta,0,\bar{\gamma})f_\theta(\theta,\alpha,k_\theta,k_\alpha)\sin\theta d\theta d\alpha. \quad (19)$$

Вследствие инвариантности m_{44} относительно преобразования (7) в (19) оно не требуется. Вычисляя m_{44} для ряда значений k_θ, можно определить зависимость $k_\theta(m_{44})$.

Связь между параметрами χ и k_α в случае направления в зенит определяется аналитически:

$$\chi(k_\alpha) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2}\cos(4\alpha)f_\alpha(\alpha,k_\alpha)d\alpha. \quad (20)$$

Элементы m_{22} и m_{33} могут быть определены из следующих соотношений:

$$m_{22} = \frac{1-m_{44}}{2} + \chi\frac{1+m_{44}}{2}, \quad m_{33} = \frac{m_{44}-1}{2} + \chi\frac{1+m_{44}}{2}, \quad (21)$$

Уместно будет еще раз подчеркнуть, что формулы (18)–(20) справедливы только для определенного положения поляризационного базиса, в котором распределение по углам ориентации представляет собой произведение распределений по каждому углу отдельно. Подразумевается, что при зондировании кристаллических облаков этому условию удовлетворяет направление зондирования в зенит. Хотя, возможно, это не всегда выполняется.

Известны работы, например [12], в которых об ориентации частиц судят по изменению деполяризации линейно поляризованного излучения по мере отклонения трассы зондирования от направления в зенит. В связи с этим представляет интерес рассмотреть, как при этом трансформируется МОРС.

Предположим, что ансамбль частиц обладает вращательной симметрией относительно направления в зенит, так что $k_\alpha = 0$, $k_\theta \neq 0$. При этом следует ожидать МОРС вида (2). При наклоне трассы на угол β симметрия теряется. Появляется выделенное азимутальное направление, лежащее в плоскости, содержащей направления «зенит–трасса». Если эта плоскость совпадает с плоскостью референции поляризационного базиса лидара, то можно ожидать, что МОРС преобразуется от вида (2) к виду (3), а если не совпадает, то от вида (2) к виду (1). В последнем случае результаты измерений могут быть неоднозначными, если не контролировать угол между плоскостью референции и плоскостью наклона трассы зондирования. Далее будем считать, что наклон производится в плоскости референции на угол β.

При определении МОРС на наклонной трассе полярный угол θ′ следует отсчитывать от направления β, а азимутальный α′ — в плоскости, перпендикулярной этому направлению. Углы новой системы отсчета функционально связаны с углами θ, α прежней системы $\alpha' = \alpha'(\theta, \alpha, \beta)$, $\theta' = \theta'(\theta, \alpha, \beta)$ и, наоборот, $\theta(\beta) = \theta(\theta', \alpha', \beta)$, $\alpha = \alpha(\theta', \alpha', \beta)$. Функция распределения по углам ориентации в новой системе отсчета записывается как

$$f_\beta(\omega')d\omega' = C'(k_\theta)f_\alpha[\alpha(\alpha',\theta',\beta),k_\alpha]f_\theta[(\theta(\alpha',\theta',\beta),k_\theta]\times$$

$$\times\left|\frac{D(\theta,\alpha)}{D(\theta',\alpha')}\right|\sin\theta' d\theta' d\alpha'. \quad (22)$$

Это выражение является формулой преобразования двумерной функции распределения случайных величин α и θ при замене переменных. В данном случае это переход от одной сферической системы координат с полюсом $\theta = 0$ к другой с полюсом $\theta = \beta$. Якобиан этого преобразования равен отношению $\sin(\theta)/\sin(\theta')$. В результате (22) можно записать в следующем виде:

$$f_\beta(\omega')d\omega' = C'(k_\theta)f_\alpha[\alpha(\alpha',\theta',\beta),k_\alpha]\times$$
$$\times f_\theta[(\theta(\alpha',\theta',\beta),k_\theta]\sin\theta(\alpha',\theta',\beta)d\theta'd\alpha'. \qquad (23)$$

Для расчета элементов МОРС при наклонной трассе это распределение следует подставить в формулу (18) и заменить аргумент оператора вращения на α'.

В табл. 1 приводится расчет элементов МОРС для монодисперсного ансамбля гексагональных ледяных пластин с радиусом описанной окружности вокруг основания пластины, равным 200 мкм и толщиной 30,6 мкм.

Таблица 1

Значения элементов МОРС ансамбля гексагональных ледяных пластин в зависимости от параметра распределения по углам полярной ориентации k_θ и зенитного угла наклона трассы зондирования β

k_θ, град	β, град	m_{44}	m_{22}	m_{33}	m_{12}	χ
0	0	0,018	0,491	–0,491	0,000	0,000
	1	0,017	0,491	–0,491	0,000	0,000
	5	0,010	0,496	–0,494	0,000	0,002
	10	–0,008	0,508	–0,499	0,002	0,009
1	0	–0,272	0,636	–0,636	0,000	0,000
	1	–0,273	0,636	–0,636	0,000	0,000
	5	–0,282	0,643	–0,638	0,000	0,007
σ = 28,5°	10	–0298	0,658	–0,640	0,002	0,025
10	0	–0,965	0,983	–0,983	0,000	0,000
	1	–0,965	0,983	–0,983	0,000	0,003
	5	–0,964	0,983	–0,981	0,001	0,065
σ = 9,7°	10	–0,955	0,981	–0,974	0,003	0,146
50	0	–0,997	0,999	–0,999	0,000	0,000
	1	–0,997	0,999	–0,999	0,000	0,000
	5	–0,996	0,998	–0,998	0,001	0,160
σ = 4,6°	10	–0,986	0,994	–0,992	0,002	0,118

Примечание. Флаттер частиц характеризуется полушириной функции распределения σ.

Значения элементов матрицы $\mathbf{m}(\theta,0,\bar{\gamma})$ для этого типа частиц взяты из работы [11]. Параметр полярной ориентации k_θ изменялся в пределах от 0 (что соответствует беспорядочной ориентации) до 50, что соответствует ориентации с флаттером примерно 5°. Максимальный угол наклона трассы 10°.

Большие углы наклона могут представлять интерес при зондировании с самолета или спутника. В табл. 2 для частично ($k_\theta = 5$) ориентированного ансамбля пластинок приведены МОРС во всем диапазоне изменения углов наклона трассы зондирования.

Обсуждение результатов

Приведенные расчеты позволяют оценить тенденцию в изменении поляризации излучения, рассеянного в направлении назад, от слоя сильно ориентированных пластинок, дающих эффект зеркального отражения. Связанные с этим эффектом явления в последнее время вызывают заметный интерес [12–16].

Из результатов, представленных в табл. 1, видно, что с увеличением параметра k_θ диагональные элементы МОРС устремляются к асимптотическим значениям $|m_{ii}| = 1$. Соответственно увеличивается степень поляризации излучения, рассеянного в направлении назад. Но при фиксированном k_θ изменения в диагональных элементах от углов отклонения в пределах от 0 до 10° составляют в лучшем случае несколько сотых. Следовательно, изменение состояния поляризации рассеянного излучения будет незначительным и на фоне ошибок эксперимента вряд ли различимым.

Этот вывод, казалось бы, противоречит экспериментальным результатам, приведенным в [12]. Авторы цитируемой работы изменяли зенитный угол наклона трассы зондирования от 0 до 7° и получили изменение деполяризации в среднем от 0,1 до 0,3. Причем достаточно много реализаций при углах отклонения, равных нулю, имели значения деполяризации, близкие к нулю. Это свидетельствует о том, что по крайней мере некоторая доля наиболее крупных частиц была сильно ориентирована так, что имело место зеркальное отражение в направлении «надир».

Таблица 2

Значения элементов нормированной МОРС ансамбля гексагональных ледяных пластинок при различных зенитных углах наклона трассы зондирования β°

β°	0	5	10	20	30	40	50	60	70	80	85	90
m_{22}	0,946	0,944	0,941	0,923	0,852	0,718	0,558	0,438	0,395	0,389	0,382	–0,378
m_{33}	–0,946	–0,944	–0,941	–0,895	–0,808	–0,676	–0,529	–0,422	–0,387	–0,385	–0,379	–0,374
m_{44}	–0,891	–0,890	–0,884	–0,820	–0,660	–0,394	–0,087	0,140	0,218	0,225	–0,238	–0,247
m_{12}	0,000	0,001	0,003	0,067	0,012	0,019	0,030	0,034	0,007	–0,083	–0,135	–0,152
χ	0,000	0,001	0,088	0,163	0,130	0,070	0,031	0,014	0,010	0,003	0,003	0,003

Примечание. Радиусы описанных окружностей вокруг основания пластин равны 200 мкм, толщина пластин 30,6 мкм. Ориентация пластинок задана распределением (14) с параметром полярной ориентации $k_\theta = 5$, что соответствует полуширине распределения σ = 12,5°.

Эти частицы вносят непропорционально большой вклад в сигнал обратного рассеяния по отношению к сигналу от всего ансамбля частиц. Они, в основном, определяют поляризационные характеристики рассеянного излучения, попадающего на приемник. Но зеркальное отражение сосредоточено в очень узком (порядка $\pm \lambda/d$, где d – эффективный диаметр отражающей грани) интервале углов. При наклоне трассы количество частиц, удовлетворяющих условию зеркального отражения, резко падает и возрастает вклад излучения, рассеянного слабо или вовсе не ориентированными частицами. Это излучение имеет меньшую степень поляризации. Тем самым определяется существенное увеличение деполяризации при наклонах трассы.

Заметное изменение деполяризации при наклоне трассы говорит скорее о присутствии слабо ориентированных частиц возможно неправильных форм, чем о распределении по углам ориентации крупных частиц с выраженными плоскими гранями, дающими сильное отражение. В этой связи напрашивается вывод, что измерения поляризации излучения, рассеянного в направлении назад, не имеет сколько-либо значимой перспективы для исследования эффекта зеркального отражения. Гораздо перспективней, с точки зрения определения флаттера отражающих граней, представляется исследование угловой структуры интенсивности света вблизи угла зеркального отражения [16].

Как и следовало ожидать, наклон трассы зондирования вызывает эффект фиктивной азимутальной ориентации. Он возникает как следствие нарушения вращательной симметрии ансамбля частиц относительно нового направления волнового вектора. Проявляется он тем, что модули элементов m_{22} и m_{33} становятся неравными и, следовательно, становится отличным от нуля показатель азимутальной ориентации χ. Фиктивная азимутальная ориентация становится заметной при углах наклона более 10°, что видно из табл. 2. Кроме того, становятся отличными от нуля элементы m_{12}.

Заключение

На примере монодисперсного ансамбля пластинчатых кристаллов льда показано, каким образом могут быть определены параметры их полярной и азимутальной ориентации из матриц обратного рассеяния, измеренных при лазерном зондировании в зенит, и как эти параметры могут быть пересчитаны на другие направления зондирования. Поскольку для матриц атмосферных аэрозолей выполняется принцип суперпозиции, развитый в статье подход может быть использован для создания моделей матриц обратного рассеяния полидисперсных, в том числе смешанных, ансамблей частиц различных форм и размеров. Для этого необходимо иметь достаточно обширный банк данных о матрицах обратного рассеяния отдельных частиц заданных форм и размеров, определенных как функции угла наклона характерного диаметра частицы к направлению волнового вектора падающего на нее излучения. Возможность пересчета МОРС, определенных зондированием с поверхности Земли по направлению в зенит, может оказаться полезной для валидации измерений поляризационных характеристик сигналов космических лидаров.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты № 07-05-00672, 06-05-89500-ННС, 08-05-13544-офи_ц, 08-05-90006-Бел; Федерального агентства по науке и инновациям ГК № 02.518.11.7156 и Федерального агентства по образованию (АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы». Проект № 2.1.1./6939).

1. *Кауль Б.В.* Оптико-локационный метод поляризационных исследований анизотропных аэрозольных сред: Автореф. ... докт. дис. Томск: ИОА СО РАН, 2004.
2. *Ван де Хюлст Г.* Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. 536 с.
3. *Chia-Ren Hu, Kattawar G.W., Parkin M.E., 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.
4. *Hovenier J.W., van der Mee.* Testing scattering matrices: a compendium of recipes // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. 1996. V. 55. N 5. P. 649–661.
5. *Кауль Б.В.* Симметрия матриц обратного рассеяния света в связи с ориентацией несферических аэрозольных частиц // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 10. С. 895–900.
6. *Kaul B.V., Samokhvalov I.V., Volkov S.N.* Investigating Particle Orientation in Cirrus Clouds by Measuring Backscattering Phase Matrices with Lidar // Appl. Opt. 2004. V. 43. N 36. P. 6620–6628.
7. *Джеррард А., Бёрч Дж.М.* Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978. 341 с.
8. *Кауль Б.В., Самохвалов И.В.* Физические факторы, определяющие пространственную ориентацию частиц кристаллических облаков // Оптика атмосф. и океана. 2008. Т. 21. № 1. С. 27–34.
9. *Ромашов Д.Н., Рахимов Р.Ф.* Определение ориентации симметричных вытянутых частиц по данным поляризационного зондирования // Оптика атмосф. и океана. 1993. Т. 6. № 8. С. 891–898.
10. *Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г.* Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеоиздат, 1984. 198 с.
11. *Ромашов Д.Н.* Матрица обратного рассеяния для монодисперсных ансамблей гексагональных ледяных кристаллов // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12. № 5. С. 392–400.
12. *Noel V., Sassen K.* Study of Planar Ice Crystal Orientation sin Ice Clouds from Scanning Polarization Lidar Observations // J. Appl. Meteorol. 2005. V. 44. N 6. P. 653–664.
13. *Guasta M.D., Vallar E., Riviere O., Castagnoli F., Venturi V., Morandi M.* Use of polarimetric lidar for the study of oriented iceplates in clouds // J. Appl. Opt. 2006. V. 45. N 20. P. 4878–4887.
14. *Галилейский В.П., Боровой А.Г., Матвиенко Г.Г., Морозов А.М.* Зеркально отраженная компонента при рассеянии света на ледяных кристаллах с преимущественной ориентацией // Оптика атмосф. и океана. 2008. Т. 21. № 9. С. 773–778.

15. *Borovoi A., Galileiski V., Morozov A., Cohen A.* Detection of ice crystal particles preferably oriented in the atmosphere by use of the specular component of scattered light // Opt. Express. 2008. V. 16. N 11. P. 7625–7633.

16. *Галилейский В.П., Кауль Б.В., Матвиенко Г.Г., Морозов А.М.* Угловая структура интенсивности света вблизи углов зеркального отражения от граней кристаллических частиц льда // Оптика атмосф. и океана. 2009. Т. 22. № 7. С. 643–649.

B.V. Kaul, I.V. Samokhvalov. **Transformation of the light backscattering matrices of crystal clouds at variation of the zenith angle of the sensing.**

The problems are considered of interpretation of the results of the study of crystal clouds by laser sensing instruments. The parameters, characterizing orientation of cloud particles are determined, using the backscattering phase matrix elements. It is shown, how these parameters are related with the probability density of the particles distribution over the spatial orientation angle. The tendencies in the change of the backscattering phase matrices at variations of the zenith angle of the sensing path slope are shown on the example of the monodispersed ensemble of ice particles.