

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551.501

Б.В. Кауль, А.Л. Кузнецов, Е.Р. Половцева, И.В. Самохвалов

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБЛАКОВ НА ОСНОВЕ ЛОКАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ МАТРИЦ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Обсуждены некоторые следствия свойств симметрии матрицы обратного рассеяния, и на примере конкретной реализации вертикальных профилей элементов матрицы показано, как эти свойства могут быть использованы для определения преимущественной ориентации кристаллических частиц.

В лазерном зондировании атмосферы характеристикой аэрозольного ансамбля является коэффициент обратного рассеяния. Часто, кроме того, находят интенсивности перпендикулярного и параллельного, по отношению к линейной поляризации лазера, компонентов рассеянного излучения. Их отношение называют деполяризацией и считают мерой несферичности частиц. Использование вышеупомянутых характеристик основано на представлении об атмосферных аэрозолях как ансамблях сферических или несферических, но хаотически ориентированных частиц. Практика оптических исследований показала оправданность этого представления для большей части атмосферных аэрозолей.

Тем не менее существует достаточно значимый класс естественных аэрозолей, а именно кристаллические облака, для которых скалярное приближение уравнения лазерной локации оказывается недостаточным, поскольку аэрозольный ансамбль в этом случае должен описываться матрицей обратного рассеяния (МОР). Ниже мы покажем это на примере. Необходимость использования матриц рассеяния не является, конечно, неожиданностью, поскольку давно известны аномальные оптические явления, свидетельствующие о ярко выраженной анизотропии рассеяния света в кристаллических облаках. Но все же эти явления достаточно редки и априори не ясно, насколько часты значительные отклонения от скалярного приближения. Имеющийся в нашем распоряжении экспериментальный материал, частично описанный в [1, 2], позволяет дать следующую оценку: в 30÷40 % случаев зондирования кристаллических облаков либо коэффициент обратного рассеяния зависит от направления поляризации зондирующего излучения, либо происходит эллиптизация рассеянного света, либо имеет место и то и другое.

Тот факт, что до последнего времени при зондировании кристаллических облаков не практиковались измерения МОР, объясняется тремя обстоятельствами. *Первое* – требуется более сложная аппаратура. *Второе* – резко возрастает объем измерений. Если для определения коэффициента рассеяния и деполяризации нужно измерить две интенсивности, то для нахождения матрицы рассеяния, вообще говоря, – 24. С учетом определенных симметрий матрицы обратного рассеяния число измерений может быть сокращено до восемнадцати. *Третье* – наиболее значимое и принципиальное затруднение, преодоленное нами лишь частично, связано с тем обстоятельством, что в течение интервала времени, требуемого на реализацию измерений, происходит смена физических объемов, из которых поступает рассеянное излучение. Корректное же измерение матрицы требует выполнения условия <замороженности>, то есть неизменности положения и ориентации частиц. Строго соблюсти это условие вообще очень сложно, а применительно к схеме дистанционного зондирования практически невозможно.

Дело в том, что одновременные измерения всех интенсивностей, необходимых для определения матрицы рассеяния, принципиально невозможны. Требуется последовательная смена состояния поляризации излучения лазерного передатчика. В то же время рассеивающие свойства аэрозольного ансамбля хаотически меняются даже в отсутствие макроскопического переноса. В зависимости от размера частиц кристаллического облачного ансамбля и

исходя из соответствующих средних угловых скоростей броуновского вращения, время <замороженности> можно оценить порядками величин от 10^{-4} до 10^{-1} с.

Минимальное количество последовательных измерений определяется последовательным числом состояний поляризации излучения лазера и равно четырем. Этого минимума можно достичь, если все параметры Стокса рассеянного излучения, соответствующие фиксированному состоянию поляризации лазерного излучения, измерять одновременно, что в принципе возможно. Если исходить из времени <замороженности> ансамбля 10^{-4} с, то необходимая частота последовательных измерений будет иметь порядок 10^5 с $^{-1}$, что превышает допустимую частоту работы передатчика, так как при этом происходит наложение последующего сигнала на предыдущий. Что касается времени порядка 10^{-2} – 10^{-1} с, то умозрительно можно представить лидар, который позволил бы измерить матрицу за такое время, но его технический уровень был бы слишком высок и дорог.

Вышеизложенное показывает, что усреднение по времени флуктуаций элементов матрицы обратного рассеяния практически неизбежно. Тем более это относится к нашим измерениям, время которых исчисляется минутами. Вследствие ветрового переноса каждое наше измерение относится к иному физическому объему, а горизонтальная протяженность суммарного объема, охваченного измерениями, исчисляется километрами. В каждом измерении участвуют другие частицы, и количество их может различаться от измерения к измерению. По этой причине наши исследования основаны на гипотезе, которая предполагает, что в генеральном ансамбле сохраняются микрофизические характеристики частиц, ответственные за поляризацию излучения, и допускает лишь вариации их концентрации. Затруднения, связанные с этими вариациями, нам удалось преодолеть после разработки процедуры нормировки матрицы обратного рассеяния кристаллического облака на соответствующую матрицу молекулярного рассеяния. Следует отметить, что не все измерения позволяют осуществлять эту процедуру, но такие исключаются из рассмотрения.

Что касается гипотезы в целом, то ответ на вопрос, могут ли столь большие ансамбли, с которыми приходится иметь дело в измерениях, сохранять какие-то особенности рассеяния, отличные от скалярного приближения, содержится в наших экспериментах. Выше упоминалось, как часто наблюдаются эти отличия, а пример их реализации можно видеть на рисунке.

Аппаратура и методика измерений ранее изложены в [1–3]. Здесь мы не будем касаться этой стороны работы и сосредоточим внимание на вопросах, связанных с интерпретацией результатов зондирования.

Рассмотрим вопрос о симметриях МОР относительно вращения. Он напрямую связан со следующей проблемой: коль скоро получена матрица обратного рассеяния при некотором случайно ориентированном поляризационном базисе лидара, то насколько ее вид зависит от ориентации базиса и какую информацию можно получить, анализируя вид матрицы. Согласно известной [4] теореме для 2×2 \mathbf{S} -матриц преобразования амплитуд, при рассеянии назад имеет место свойство $S_{12} + S_{21} = 0$. Следствием этой теоремы является следующий общий вид матрицы обратного рассеяния \mathbf{a} :

$$a_{ij} = \begin{pmatrix} a & e & f & h \\ e & b & g & l \\ -f & -g & c & m \\ h & l & -m & d \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Соотношения между элементами матрицы не зависят от ориентации поляризационного базиса и должны выполняться в любом случае. В этом нетрудно убедиться преобразованием

$$a'_{ij} = \mathbf{R}(\varphi) a_{ij} \mathbf{R}(\varphi), \quad (2)$$

где $\mathbf{R}(\varphi)$ – матричный оператор, который описывает преобразование вектора Стокса при повороте системы координат на угол φ вокруг направления распространения излучения. Если вращение осуществляется против часовой стрелки, когда смотрят вслед уходящему излучению, то оператор $\mathbf{R}(\varphi)$ выражается матрицей

$$\mathbf{R}(\varphi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_2 & S_2 & 0 \\ 0 & -S_2 & C_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $C_2 = \cos 2 \varphi$; $S_2 = \sin 2 \varphi$.

Преобразование (2) дает следующие соотношения между элементами матриц \mathbf{a}' и \mathbf{a} :

$$a' = a, \quad h' = h, \quad d' = d, \quad (4)$$

то есть угловые элементы МОР инвариантны относительно вращения.

Далее

$$e' = C_2 e - S_2 f; \quad f' = S_2 e + C_2 f; \quad (5)$$

$$l' = C_2 l + S_2 m; \quad m' = C_2 m - S_2 l; \quad (6)$$

$$\begin{aligned} b' &= C_2^2 b - 2 C_2 S_2 q - S_2^2 c; \\ c' &= C_2^2 c - 2 C_2 S_2 q - S_2^2 b; \\ q' &= C_2^2 q + C_2 S_2 (b + c) - S_2^2 q. \end{aligned} \quad (7)$$

Вышеприведенные соотношения позволяют сделать следующие заключения:

1. Если у измеренной матрицы отличны от нуля только диагональные элементы и при этом $a_{22} = -a_{33}$, то такая матрица останется диагональной при любой ориентации поляризационного базиса лидара (ПБЛ).

2. Если матрица диагональна, но условие $a_{22} = -a_{33}$ не выполняется, то при иных ориентациях ПБЛ будут отличны от нуля элементы a_{23} и a_{32} . Остальные недиагональные элементы останутся нулевыми. При линейной поляризации излучения передатчика будет наблюдаться поворот направления преимущественной поляризации рассеянного излучения, в то время как эллиптизация будет отсутствовать. Эти довольно редкие случаи отмечались нами в исследованиях 1988–1990 гг. и вошли в разработанную классификацию [2] как 3-й тип рассеяния.

3. Если измеренная матрица имеет отличные от нуля только недиагональные элементы a_{23} и a_{32} , то на основании соотношений (7) можно найти положение ПБЛ, в котором матрица становится диагональной, и вычислить a_{22} и a_{33} в этом новом базисе.

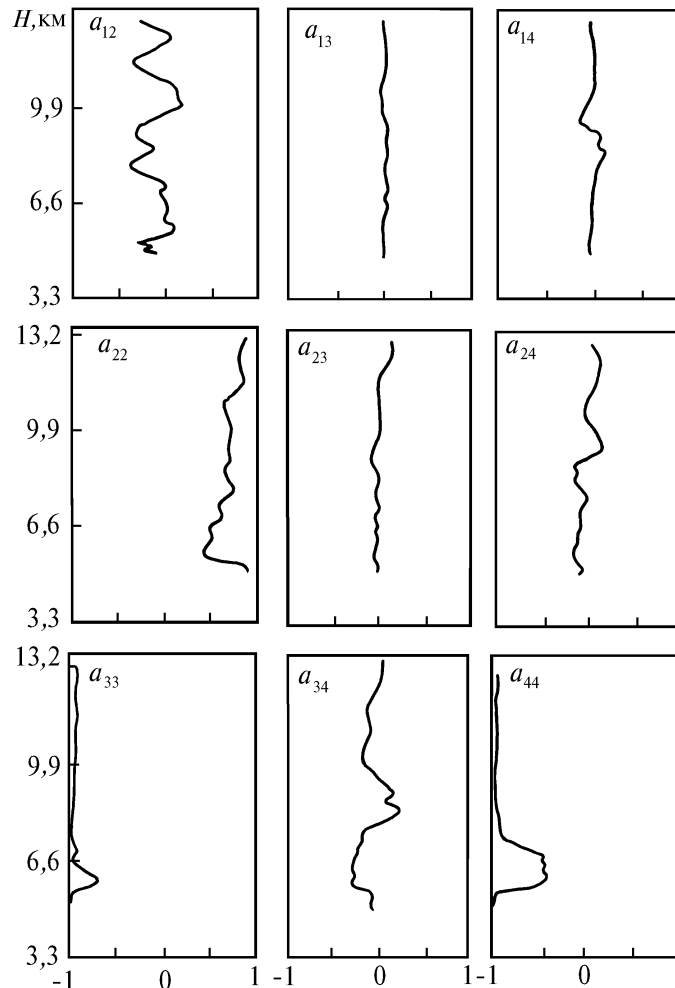
4. Соотношения (5) позволяют указать углы, на которые нужно повернуть ПБЛ для обращения в нуль либо элемента a_{12} , либо a_{13} и соответственно a_{21} и a_{31} .

5. То же самое, на основании (6), можно сказать относительно элементов a_{24} и a_{34} и соответственно a_{42} и a_{43} .

Если вернуться опять к ранее изложенной [2] классификации, то на основании (4) и (6) можно внести следующее уточнение. Четвертый тип рассеяния может быть частным случаем пятого, но может также представлять особый случай, когда все недиагональные элементы, кроме a_{14} и a_{41} , равны нулю.

В практически важном, из-за большой частоты повторяемости, случае диагональной МОР с элементами a_{11} , $a_{22} = -a_{33}$, a_{44} возможен прогноз вида матрицы рассеяния вперед. Система предположений относительно симметрий аэрозольного ансамбля, приводящих к данному виду МОР, аналогична симметриям, приводящим к диагональной матрице рассеяния вперед с элементами A_{11} , $A_{22} = A_{33}$, A_{44} . Следовательно, при рассеянии вперед на ансамбле, характеризуемом МОР данного вида, следует ожидать только деполяризации излучения. Иные трансформации поляризации излучения будут отсутствовать. В иных частных случаях МОР также возможны некоторые заключения относительно свойств аэрозольного ансамбля, на которых мы здесь не останавливаемся. Для общего вида МОР существенной является возможность нахождения особых положений поляризационного базиса лидара, в которых тот или иной элемент МОР обращается в нуль или достигает максимума. Эти особые углы мож-

но использовать в качестве параметров сравнения с теоретическими расчетами МОР для той или иной модели кристаллического облака. Результатом сравнения может быть информация о направлении преимущественной ориентации частиц. Покажем это на примере профилей элементов матрицы (см. рисунок).



Пример реализации высотного хода элементов нормированной матрицы обратного рассеяния a_{ij} на слоях кристаллической облачности. Не приведенные на рисунке элементы находятся из следующих соотношений: $a_{11} \equiv 1$, $a_{21} = a_{12}$, $a_{31} = -a_{13}$, $a_{32} = -a_{23}$, $a_{43} = -a_{34}$, $a_{42} = a_{24}$, $a_{41} = a_{14}$. Абсолютные значения элементов матрицы получаются умножением элементов a_{ij} на величину $[R(h) - 1] \beta_m(h)$, где $\beta_m(h)$ – коэффициент обратного молекулярного рассеяния, а $R(h)$ – отношение рассеяния

При выборе модели будем исходить из следующих соображений. При довольно значительном многообразии форм ледяных частиц все же можно выделить два наиболее распространенных класса. К первому классу относятся гексагональные пластины и пластинчатые дендриты (звездочки). Ко второму – гексагональные призмы и иглы. Последние являются по сути теми же призмами с нечетко выраженными гранями.

Вследствие осевой симметрии и известного свойства ориентировать ось симметрии вдоль вертикали, частицы первого класса образуют ансамбль, который характеризуется диагональной МОР. Здесь и далее мы предполагаем, что зондирование проводится вдоль вертикали.

Частицы второго класса имеют свойство ориентировать ось симметрии в горизонтальное положение, а вследствие аэродинамических или электростатических сил может возникнуть выделенное направление в горизонтальной или наклонной плоскости. Мы предполагаем, что представленные на рисунке профили элементов МОР соответствуют именно этому классу,

поскольку недиагональные элементы a_{12}, a_{24}, a_{34} заметно отличны от нуля. В качестве модели частиц берем цилиндры конечной длины (ЦКД). При этом исходим из следующих соображений. По крайней мере, цилиндры, имеющие диаметр, сравнимый с длиной волны, по видимому, можно в электродинамическом смысле считать идентичными гексагональным призмам. Возможно, это относится и к ансамблю крупных кристаллов, если учесть усреднение при их вращении вокруг длинной оси. В то же время известно решение задачи рассеяния на ЦКД, оси которых лежат в плоскости референции [5], а в работе [6] приводится решение задачи рассеяния назад на ансамбле полидисперсных, объемно ориентированных ЦКД. Матрица преобразования амплитуд в этом случае, согласно [6], имеет следующий вид:

$$\begin{pmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_2 \cos^2 \alpha - A_1 \sin^2 \alpha, & -(A_1 + A_2) \sin \alpha \cos \alpha \\ (A_1 + A_2) \sin \alpha \cos \alpha, & A_1 \cos^2 \alpha - A_2 \sin^2 \alpha \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где A_1, A_2 – соответствующие элементы матрицы преобразования S для ЦКД, оси которых ориентированы в плоскости референции, а α – угол поворота относительно этой плоскости проекции оси цилиндра на горизонтальную плоскость. Когда скоро определена матрица S , то преобразованием

$$a = M(S \times S^*) M^{-1} \quad (9)$$

определяется 4×4 -матрица рассеяния для интенсивностей [7]. В преобразовании (9) оператор \times означает кронекеровское произведение матриц, $*$ – комплексное сопряжение, а матричный оператор имеет вид

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & -i & i & 0 \end{pmatrix}.$$

Матрица M унитарна, то есть $M^{-1} = M^+$, где M^+ – эрмитово сопряженная матрица.

Вернемся к рисунку и, исходя из вышеизложенного, попытаемся оценить преимущественную ориентацию в слое, расположенном на высоте между 7,5 и 10 км.

Средние по высотам значения элементов МОР дают следующую матрицу:

$$\begin{pmatrix} 1 & -0,34 & 0,02 & -0,08 \\ -0,34 & 0,75 & -0,01 & -0,11 \\ -0,02 & 0,01 & -0,93 & 0,20 \\ -0,08 & -0,11 & -0,20 & -0,93 \end{pmatrix}.$$

Наиболее характерная особенность этой матрицы – большое значение абсолютной величины элементов a_{12} и a_{21} . В то же время элементы a_{13} и a_{31} близки к нулю. Это означает, во-первых, что имеется значительная анизотропия коэффициента обратного рассеяния для излучения с двумя взаимно ортогональными линейными поляризациями, а, во-вторых, что ориентация ПБЛ близка к особой в смысле, указанном в пп. 4 и 5.

С другой стороны, согласно (8) и (9)

$$a_{12} = a_{21} = (1/2) (A_2 A_2^* - A_1 A_1^*) \cos 2 \alpha. \quad (10)$$

Из соотношения (10) видно, что элемент a_{12} обращается в нуль при $\alpha = \pm \pi/4$, а при $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi/2$ имеет экстремумы. Какой из них соответствует максимуму, а какой минимуму, зависит от знака величины $A_2 A_2^* - A_1 A_1^*$.

В работе [6] показано, что цилиндры рассеивают наиболее эффективно, когда их оси ориентированы ортогонально к плоскости поляризации падающего, линейно поляризованного излучения. В нашем случае поляризационный базис лидача находится в таком положении, что рассеяние минимально для излучения, имеющего параметры Стокса (1, 1, 0, 0), то есть поляризо-

ванного в вертикальной плоскости, содержащей ось x базиса. Следовательно, в этой плоскости лежит направление преимущественной ориентации, а величина $A_2 A_2^* - A_1 A_1^*$ отрицательна.

Похожие на вышеприведенные исследования слоя, занимающего высоты 5,5 – 7 км, позволяют сделать вывод о том, что преимущественная ориентация в нем имеет другое направление и отличается примерно на 45° от ориентации в рассмотренном выше случае. Кроме того, малое значение абсолютных величин элементов a_{44} и a_{22} в этом слое согласуется с результатом работы [6], показывающим сильную деполяризацию в том случае, когда угол α имеет значение возле $\pm\pi/4$. Из-за ограниченного объема публикации здесь нет возможности более детального обсуждения, но мы рассчитываем вернуться к предмету данного исследования в ближайшее время.

1. Кауль Б.В., Краснов О.А., Кузнецов А.Л., Самохвалов И.В. // Оптика атмосферы. 1991. Т.4. №4. С. 394–403.
2. Кауль Б.В., Кузнецов А.Л., Половцева Е.Р. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т.5. №6. С. 605–607.
3. Second International Lidar Researchers Directory – Comp. by M.P. Mc. Cormick. Atmospheric Science Division NASA, Langley Research Center, Hampton, Virginia, 23665. 1989. P. 64.
4. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961. 536 с.
5. Волковицкий О.А., Павлов Л.Н., Петрушин А.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеиздат, 1984. 200 с.
6. Рахимов Р.Ф., Ромашов Д.Н. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 10. С. 1011–1016.
7. Потехин В.А., Татаринцов В.Н. Теория когерентности электромагнитного поля. М.: Связь, 1978. 208 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
23 сентября 1992 г.

B.V. Kaul', A.L. Kuznetsov, E.R. Polovtseva, I.V. Samokhvalov. Investigation of Crystal Clouds Based on Laser Radar Measurements of Backscattering Phase Matrices.

Some effects of the symmetry properties of backscattering phase matrix are discussed and using a concrete vertical profiles of this matrix elements it is shown how these symmetry properties could be applied to determination of a preferential orientation of crystal clouds.