<Оптика атмосферы и океана>,**8**, N 6 (1995)

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ
И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551. 501

Б.В. Кауль

ДИСТАНЦИОННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ОРИЕНТИРОВАННОСТИ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБЛАКАХ ПОСРЕДСТВОМ ЛИДАРА

Теоретически обосновываются две возможности определить наличие преимущественной ориентации кристаллических частиц в облаке, не прибегая к измерению полной матрицы обратного рассеяния света. Реализация первой возможности связана с вращением лидара как целого, а второй – с вращением плоскости линейной поляризации излучения лазерного передатчика лидара.

Эспериментальные исследования последних лет, выполненные с использованием лидара, предназначенного для измерений матриц обратного рассеяния света (МОРС) [1, 2], показали, что в кристаллических облаках часто наблюдается преимущественная ориентация осей симметрии частиц вдоль некоторого направления, лежащего в горизонтальной плоскости. Это проявляется в том, что недиагональные элементы МОРС принимают ненулевые значения. В рамках модели кристаллического ансамбля, состоящего из осесимметричных пластин и столбиков, по измеренным элементам МОРС можно вычислить направление преимущественной ориентации и параметр, характеризующий степень концентрации осей частиц возле этого направления [2, 3].

Наличие преимущественной ориентации частиц, несомненно, сказывается на угловом распределении яркости рассеянной радиации и должно учитываться в задачах, связанных с переносом излучения. Поэтому было бы желательно иметь более простой, чем измерение полной МОРС, способ выделения облачных ситуаций, когда имеет место преимущественная ориентация кристаллических частиц. Ниже будут описаны два возможных варианта лидарных измерений, позволяющих решить поставленную проблему посредством лидара с линейной поляризацией лазера, который регистрирует два взаимно ортогональных компонента интенсивности рассеянного излучения, т.е. два первых параметра Стокса. В первом варианте необходимо иметь возможность вращать лидар вокруг направления зондирования, а во втором – лидар должен быть дополнен фазовой пластиной λ/2, установленной на оптической оси лазерного передатчика.

Для упрощения дальнейшего изложения воспроизведем основные соотношения для поляризационного лазерного зондирования атмосферы.

Уравнение лазерного зондирования в приближении однократного рассеяния, обобщенное для вектора Стокса, имеет следующий вид [4]:

$$I(h)\,\mathbf{s}(h) = (1/2)\,c\,\Delta t\,\kappa\,P_0\,T^2(h)\,\hat{\beta}\,(h)\,\mathbf{s}_0\,, \qquad (1)$$

где $I(h)$ – интенсивность рассеянного света, приходящая из элементарного объема, имеющего протяженность $c\Delta t$ и находящегося на высоте h; c – скорость света; Δt – длительность лазерного импульса; κ – пропускание оптических элементов лидара; P_0 – мощность светового импульса лазера; $T^2(h)$ – пропускание атмосферного канала при распространении излучения от лидара до элементарного объема и обратно; $\hat{\beta}\,(h)$ – матрица обратного рассеяния элементарного объема; $\mathbf{s}(h)$ и $\mathbf{s}_0$ – нормированные на интенсивность векторы Стокса соответственно рассеянного излучения и излучения лазера.

Нормированные векторы Стокса $\mathbf{s}(h)$ и $\mathbf{s}_0$ представляют собой векторы-столбцы вида

$$\mathbf{s}(h) = \begin{pmatrix} 1 \\ q(h) \\ u(h) \\ v(h) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{s}_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad (2)$$

где конкретный вид вектора $\mathbf{s}_0$ приведен с учетом того обстоятельства, что при дальнейшем рассмотрении имеется в виду лидар с линейной поляризацией излучения лазера, у которого поляризационный базис приемника определен так, что одна из его осей (ось x) параллельна плоскости колебаний электрического вектора в лазерном пучке.

Поляризационный базис приемного устройства лидара обычно образуется с помощью призм, разделяющих падающее излучение на два потока с взаимно ортогональными линейными поляризациями. Если призма установлена так, что одна пара ее боковых граней параллельна плоскости линейной поляризации излучения лазера, то векторы Стокса выходящих из призмы пучков описываются матричными уравнениями

$$\mathbf{s}_{\parallel} = L(0)\,\mathbf{s},$$

$$\mathbf{s}_{\perp} = L(\pi/2)\,\mathbf{s}, \tag{3}$$

где $\mathbf{s}$ – вектор-столбец вида (2); $L(\theta)$ – матричные операторы

$$L(0) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad L(\pi/2) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \tag{4}$$

Детекторы, установленные на пути этих двух пучков, регистрируют только интенсивности, поэтому из векторных уравнений (3) представляют интерес только скалярные произведения следующего вида:

$$I_{\parallel} = \frac{1}{2}(1\ 1\ 0\ 0)\begin{pmatrix} 1 \\ q \\ u \\ v \end{pmatrix} = \frac{1}{2}(1+q),$$

$$I_{\perp} = \frac{1}{2}(1\ {-1}\ 0\ 0)\begin{pmatrix} 1 \\ q \\ u \\ v \end{pmatrix} = \frac{1}{2}(1-q). \tag{5}$$

Обозначим векторы-строки $\mathbf{D}_{\parallel} = (1/2)\,(1\ 1\ 0\ 0)$, $\mathbf{D}_{\perp} = (1/2)\,(1\ {-1}\ 0\ 0)$. Умножая скалярно обе части уравнения (1) сначала на $\mathbf{D}_{\parallel}$, а затем на $\mathbf{D}_{\perp}$, получим два уравнения для интенсивностей

$$I_{\parallel}(h) = (1/2)\,I(h)\,[1 + q(h)] = A\,T^2(h)\,\mathbf{D}_{\parallel}\,\hat{\beta}(h)\,\mathbf{s}_0\,, \tag{6}$$

$$I_{\perp}(h) = (1/2)\,I(h)\,[1 - q(h)] = A\,T^2(h)\,\mathbf{D}_{\perp}\,\hat{\beta}(h)\,\mathbf{s}_0\,, \tag{7}$$

где A – аппаратурная константа.

Складывая и вычитая (6) и (7), можно получить

$$q = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} = \frac{(\mathbf{D}_{\parallel} - \mathbf{D}_{\perp})\,\hat{\beta}\,\mathbf{s}_0}{(\mathbf{D}_{\parallel} + \mathbf{D}_{\perp})\,\hat{\beta}\,\mathbf{s}_0}\,. \tag{8}$$

Здесь $\mathbf{D}_{\parallel}$ и $\mathbf{D}_{\perp}$ складываются и вычитаются по правилам сложения векторов. Для упрощения записи зависимость величин от h не обозначается, но она подразумевается.

Заметим, что при измерении нормированного параметра Стокса q устраняется проблема изменчивости пропускания $T(h)$.

В дальнейшем анализе будем исходить из вида матрицы обратного рассеяния для полидисперсного ансамбля осесимметричных частиц [3]

$$\hat{\beta} = \begin{pmatrix} a & k_1 b\cos 2\alpha & -k_1 b\sin 2\alpha & 0 \\ k_1 b\cos 2\alpha & \frac{a-c}{2} + k_2 \frac{a+c}{2}\cos 4\alpha & -k_2 \frac{a+c}{2}\sin 4\alpha & k_1 d\sin 2\alpha \\ k_1 b\sin 2\alpha & k_2 \frac{a+c}{2}\sin 4\alpha & \frac{c-a}{2} + k_2 \frac{a+c}{2}\cos 4\alpha & -k_1 d\cos 2\alpha \\ 0 & k_1 d\sin 2\alpha & k_1 d\cos 2\alpha & c \end{pmatrix}, \qquad (9)$$

где a, b, c, d имеют смысл усредненных по полидисперсному ансамблю квадратичных форм, образованных из элементов матрицы рассеяния амплитуд. Величины k_1 и k_2 изменяются в пределах от 0 до 1 и характеризуют степень концентрации осей частиц возле направления в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения излучения.

Угол α отсчитывается от некоторой первоначально выбранной плоскости референции, которая содержит в себе направление волнового вектора лазерного излучения и ось x поляризационного базиса приемника (в нашем случае это направление).

Рассмотрим первую из упомянутых выше двух возможностей определения состояния ориентированности частиц в кристаллическом облаке. При повороте лидара вокруг направления зондирования на угол φ против часовой стрелки, если смотреть вслед уходящему излучению, то МОРС (9) преобразуется по закону

$$\hat{\beta}(\varphi) = R(\varphi)\, \hat{\beta}(0)\, R(\varphi), \qquad (10)$$

где матричный оператор вращения $R(\varphi)$ имеет следующий вид:

$$R(\varphi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\varphi & \sin 2\varphi & 0 \\ 0 & -\sin 2\varphi & \cos 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \qquad (11)$$

Применяя преобразование (10) в уравнении (8), получим

$$q(\varphi) = \frac{I_{\parallel}(\varphi) - I_{\perp}(\varphi)}{I_{\parallel}(\varphi) + I_{\perp}(\varphi)} = \frac{(\mathbf{D}_{\parallel} - \mathbf{D}_{\perp})\, R(\varphi)\, \hat{\beta}(0)\, R(\varphi)\, \mathbf{s}_0}{(\mathbf{D}_{\parallel} + \mathbf{D}_{\perp})\, R(\varphi)\, \hat{\beta}(0)\, R(\varphi)\, \mathbf{s}_0}. \qquad (12)$$

Если примем во внимание вид матрицы (9) и проведем необходимые математические операции в правой части уравнения (12), то получим

$$q(\varphi) = \frac{\frac{a-c}{2a} + k_1 \frac{b}{a}\cos 2(\varphi - \alpha) + k_2 \frac{a+c}{2}\cos 4(\varphi - \alpha)}{1 + k_1 (b/a)\cos 2(\varphi - \alpha)}. \qquad (13)$$

Если ориентация осей частиц отсутствует, то $k_1 = 0$, $k_2 = 0$, и второй параметр Стокса не зависит от положения лидара. При наличии преимущественной ориентации $k_1 \neq 0$ и $k_2 \neq 0$.

В правой части уравнения появляются модуляционные члены. Нормированный параметр Стокса q оказывается промодулированным с периодом, равным π. Разность фаз между измеренной функцией $q(\varphi)$ и некоторой функцией (13), рассчитанной для $\alpha = 0$, может быть найдена, и тем самым определено направление преимущественной ориентации.

Технически более приемлема идея вращения одного из поляризационных элементов лидара, чем вращение всего лидара в целом. Таким элементом может быть полуволновая пластинка, установленная на пути лазерного излучения передатчика, так что поляризация преобразуется в соответствии с уравнением

$$s_0(\varphi) = K(\varphi)\, s_0, \qquad (14)$$

где $K(\varphi)$ – оператор фазовой пластинки $\lambda/2$, быстрая ось которой повернута вокруг направления распространения излучения на угол φ, отсчитываемый от оси x поляризационного базиса лидара.

В явном виде для определенного выше соответствия между направлением линейной поляризации лазерного излучения и поляризационным базисом приемной антенны формула (14) записывается следующим образом:

$$\mathbf{s}_0(\varphi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 4\varphi & \sin 4\varphi & 0 \\ 0 & \sin 4\varphi & -\cos 4\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 4\varphi \\ \sin 4\varphi \\ 0 \end{pmatrix}. \qquad (15)$$

Подставляя в уравнение (8) матрицу (9) и $\mathbf{s}_0(\varphi)$ вместо $\mathbf{s}_0$, получим

$$\frac{I_\parallel - I_\perp}{I_\parallel + I_\perp} = \frac{k_1 \dfrac{b}{a} \cos 2\alpha + \dfrac{a-c}{2\,a} \cos 4\varphi + k_2 \dfrac{a+c}{2\,a} \cos 4(\varphi + \alpha)}{1 + k_1\,(b/a)\cos(4\,\varphi + 2\,\alpha)}. \qquad (16)$$

Если преимущественная ориентация частиц отсутствует, то $k_1 = k_2 = 0$ и в (16) остается один ненулевой член, модулированный с периодом $\pi/2$ и с нулевым средним. Если облако состоит из капель, то $a = -c$, и нормированный параметр Стокса q будет изменяться в пределах от – 1 до 1.

При наличии преимущественной ориентации в (16) появляется постоянная составляющая. Она положительна, если $|\alpha| < \pi/4$, и отрицательна, если $|\alpha|$ находится в пределах от $\pi/4$ до $\pi/2$. Появляются также модуляционные члены, дающие сдвиг фазы относительно фазы функции $\cos 4\varphi$. По этому сдвигу может быть определено направление преимущественной ориентации.

Описанные выше схемы определения преимущественной ориентации частиц могут быть реализованы с помощью более простой аппаратуры и за более короткое время, чем измерения полной матрицы обратного рассеяния.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований: проект 93–05–9376.

1. Кауль Б.В., Кузнецов А.Л., Половцева Е.Р., Самохвалов И.В. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 4. С. 423–430.
2. Кауль Б.В., Кузнецов А.Л., Самохвалов И.В. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 1. С. 11–17.
3. Ромашов Д.Н., Рахимов Р.Ф. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 8. С. 891–898.
4. Зуев В.Е., Кауль Б.В., Самохвалов И.В. и др. Лазерное зондирование индустриальных аэрозолей. Новосибирск: Наука, 1986. 185 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
19 декабря 1994 г.

B.V. Kaul. **Lidar Determination of Particles Orientation in Crystalline Clouds.**

Two possibilities to determine crystal particles preferred orientation in clouds without measuring total backscattering phase matrix are justified theoretically. The first possibility is based on rotation of the lidar as the whole, and the second one – on rotation of the plane of radiation linear polarisation of the lidar's laser transmitter.