

Р.Ф. Рахимов, Д.Н. Ромашов

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОРИЕНТАЦИИ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ НА ЛОКАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕТОРАССЕЯНИЯ**

На основе численных модельных оценок анализируется влияние фактора преимущественной ориентации цилиндрических частиц на формирование лидарного отклика с учетом состояния поляризации зондирующего излучения.

Представлены результаты модельных расчетов для полидисперсного ансамбля ледяных кристаллов с характерным размером частиц  $R_m = 1,0$  и  $10,0$  мкм и длины волны излучения  $\lambda = 1,06$  мкм, а также алгоритм вычисления матрицы перехода обратного рассеяния для ансамбля произвольно ориентированных цилиндров конечной длины (ЦКД).

Многokратные фазовые превращения атмосферной влаги в составе облаков вертикального развития при общей термической неоднородности последних и интенсивных обменных процессах между верхней и нижней частями обуславливают существенное разнообразие форм аэрозольных частиц в них. Известно также, что в конвективных и перистых облаках кристаллики льда часто имеют форму вытянутых столбиков или иголок и при анализе оптико-локационных характеристик могут быть с некоторой погрешностью интерпретированы как цилиндры конечной длины (ЦКД). В зависимости от интенсивности турбулентных потоков фактор преимущественной ориентации осей симметрии аэрозольных частиц относительно направления распространения как зондирующего пучка, так и плоскости референции играет важную роль при формировании лидарного отклика от рассеивающего объема кристаллических образований [1].

Решение задачи светорассеяния на бесконечном цилиндре получено в системе координат, связанной с состоянием ориентации цилиндра. В случае, когда ось цилиндра лежит в плоскости референции [2, 3], матрица рассеяния света (МРС) для ЦКД имеет простой вид. Однако полученные в [2] модельные оценки коэффициентов рассеяния и ослабления, а также нормированной индикатрисы рассеяния для ансамбля ЦКД, оси которых лежат в плоскости референции, имеют ограниченную область применения. Анализ оптических свойств объемно полиориентированных частиц предполагает сведение численных оценок, полученных в различных системах координат, в единую плоскость — плоскость референции.

В работе представлен алгоритм вычисления матрицы перехода (МП) для обратного рассеяния произвольно ориентированными ЦКД. Получены конкретные оценки изменчивости компонент вектор-параметра Стокса в зависимости от степени преимущественной ориентации частиц и состояния поляризации падающего излучения.

Плоская электромагнитная волна при рассеянии на ЦКД в дальней зоне трансформируется в сферическую с компонентами электрического вектора [2]

$$\begin{bmatrix} E_{\theta}^s \\ -E_{\varphi}^s \end{bmatrix} = \frac{e^{-ikr'}}{ikr'} \begin{pmatrix} A_2 & A_3 \\ A_4 & A_1 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} E_{r'}^i \\ E_{r'}^i \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где  $A_i(\varphi', \theta', \beta, a, l) = \frac{\kappa l}{\pi} U \left[ \frac{\kappa l}{2} (\cos \theta' - \cos \beta) \right] T_i(\varphi', \beta, a)$ ;  $T_i(\varphi', \beta, a)$  — элементы МП для бесконечного цилиндра;  $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}$  — волновое число;  $\beta$  — угол между направлением падающего излучения и осью цилиндра;  $l$  — длина цилиндра;  $a$  — радиус сечения цилиндра;  $r', \theta', \varphi'$  — сферические координаты, причем ось  $z'$  совпадает с осью цилиндра, а вектор  $\mathbf{k}$  лежит в плоскости  $x'z'$ ,  $E_{r'}^i$  и  $E_{r'}^i$  — соответственно параллельная и перпендикулярная составляющие электрического вектора падающей волны относительно плоскости  $x'z'$ ;  $U(x) = \sin(x)/x$  — функция Котельникова.

Чтобы перейти к рассмотрению матрицы рассеяния на ансамбле объемно полиориентированных ЦКД, введем систему координат (СК)  $x, y, z$ , у которой ось  $z$  совпадает с направлением падающего излучения, а плоскость  $xz$  примем за плоскость референции. Ориентацию цилиндров в этой СК удобно задавать двумя углами Эйлера  $\alpha$  и  $\beta$  [4].

Компоненты  $E_\theta^s$  и  $E_\varphi^s$  рассеянного в плоскости  $\varphi = 0$  поля, используя элементы матрицы перехода  $S_i$ , связаны с компонентами падающего  $E_l^i = E_x^i$  и  $E_r^i = E_y^i$  соотношением

$$\begin{bmatrix} E_\theta^s \\ -E_\varphi^s \end{bmatrix}_{\varphi=0} = \frac{e^{-i\kappa r}}{i\kappa r} \begin{pmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} E_x^i \\ -E_y^i \end{bmatrix}. \quad (2)$$

При повороте на углы  $\alpha$ ,  $\beta$  система координат  $(x, y, z)$  переходит в  $(x', y', z')$ , при этом имеют место следующие преобразования параллельной и перпендикулярной компонент падающего поля:

$$\begin{bmatrix} E_{l'}^i \\ E_{r'}^i \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{bmatrix} E_x^i \\ -E_y^i \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Компоненты же рассеянного поля в сферической системе координат при аналогичном повороте преобразуются в соответствии с

$$\mathbf{E}^s(r, \theta, \varphi) = A \mathbf{E}^s(r', \theta', \varphi'), \text{ где } D = ABC. \quad (4)$$

$$A = \begin{pmatrix} \sin \theta & 0 & \cos \theta \\ \cos \theta & 0 & -\sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} \cos \alpha \cos \beta & -\sin \alpha & \cos \alpha \sin \beta \\ \sin \alpha \cos \beta & \cos \alpha & \sin \alpha \cos \beta \\ -\sin \beta & 0 & \cos \beta \end{pmatrix},$$

$$C = \begin{pmatrix} \sin \theta' \cos \varphi' & \cos \theta' \cos \varphi' & -\sin \varphi' \\ \sin \theta' \sin \varphi' & \cos \theta' \sin \varphi' & \cos \varphi' \\ \cos \theta' & -\sin \theta' & 0 \end{pmatrix},$$

где  $\alpha$  — фактически угол между плоскостью рассеяния и плоскостью  $zz'$ .

Можно показать, что матрица  $D$  имеет вид

$$D = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & D_{22} & D_{23} \\ 0 & D_{32} & D_{33} \end{pmatrix}.$$

Принимая во внимание то, что для сферических волн  $E_r^s = E_r^s = 0$  выражение (4) можно записать в виде

$$\begin{bmatrix} E_\theta^s \\ -E_\varphi^s \end{bmatrix}_{\varphi=0} = R \begin{bmatrix} E_{\theta'}^s \\ -E_{\varphi'}^s \end{bmatrix}, \quad (5)$$

где  $R_{11} = D_{22}$ ,  $R_{12} = -D_{23}$ ,  $R_{21} = -D_{32}$ ,  $R_{22} = D_{33}$ .

Подставляя (3) в (1), а затем полученное выражение в (5) и учитывая, что  $r' = r$ , получим

$$\begin{bmatrix} E_\theta^s \\ -E_\varphi^s \end{bmatrix}_{\varphi=0} = \frac{e^{-i\kappa r}}{i\kappa r} R \begin{pmatrix} A_2 & A_3 \\ A_4 & A_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{bmatrix} E_x^i \\ -E_y^i \end{bmatrix}. \quad (6)$$

Сравнивая выражения (2) и (6), находим связь переходных матриц в системах координат  $(x, y, z)$  и  $(x', y', z')$ :

$$\begin{pmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{pmatrix}_{\varphi=0} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix}_{\varphi=0} \begin{pmatrix} A_2 & A_3 \\ A_4 & A_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}. \quad (7)$$

При окончательных вычислениях элементов матрицы перехода  $S_i$  для каждого конкретного  $\theta$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  учитывается связь между сферическими координатами

$$\begin{aligned} \cos \theta' &= \cos \theta \cos \beta + \sin \theta \sin \beta \cos \alpha, \\ \text{ctg } \varphi' &= \text{ctg } (\varphi - \alpha) \cos \beta - \text{ctg } \theta \sin \beta / \sin (\varphi - \alpha). \end{aligned}$$

Таким образом, МРС вычисляется для каждой конкретной пары значений  $\alpha$ ,  $\beta$ . МРС полиориентированного ансамбля ЦКД при выполнении условия однократного рассеяния, а также отсутствии корреляции между фазами рассеянного частицами излучения, есть сумма МРС отдельных ЦКД.

В случае обратного рассеяния ( $\theta = \pi$ ) матрица  $R$  вырождается в

$$R = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix},$$

поэтому для произвольно ориентированного ЦКД элементы МП в системе координат, в которой ведутся измерения, запишутся в виде

$$S_2 = A_2 \cdot \cos^2 \alpha - A_1 \cdot \sin^2 \alpha, \quad S_1 = A_1 \cdot \cos^2 \alpha - A_2 \cdot \sin^2 \alpha, \\ S_3 = -(A_1 + A_2) \cdot \sin \alpha \cos \alpha, \quad S_4 = -S_3.$$

Анализ изменчивости нормированных значений компонент вектор-параметра Стокса для угла рассеяния  $\theta = \pi$  в зависимости от угла ориентации цилиндра  $\alpha$  в работе выполнен как для случая, когда падающее излучение поляризовано линейно (1, 1, 0, 0), так и по кругу (1, 0, 0, 1).

Результаты модельных оценок для падающего излучения поляризованного параллельно плоскости референции (1, 1, 0, 0) достаточно просто обобщаются для случая, когда исходный световой поток поляризован перпендикулярно (1, -1, 0, 0):

$$I_{\perp}^s(\alpha) = I_{\parallel}^s\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right); \quad Q_{\perp}^s(\alpha) = -Q_{\parallel}^s\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right); \\ U_{\perp}^s(\alpha) = -U_{\parallel}^s\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right); \quad V_{\perp}^s(\alpha) = V_{\parallel}^s\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right), \quad (8)$$

где  $0 \leq \alpha \leq \pi/2$ .

Учитывая необходимость усреднения локационных характеристик по полидисперсному ансамблю частиц, имеющих спектр размеров по радиусу поперечного сечения и длине цилиндров, а также объемной полиориентированности цилиндра в сферической системе координат (по углам  $\alpha$ ,  $\beta$ ), искомые величины рассчитывались на основе статистического ансамбля всевозможных размеров и состояний ориентации ЦКД с объемом 30 тыс. реализаций. Вопрос о сходимости применяемого метода оценок анализировался в [3] на основе численных экспериментов.

На основе обсуждаемого алгоритма рассмотрено изменение значений вектор-параметра Стокса применительно к задачам моностатической локации для ансамбля ЦКД с логарифмически нормальным распределением радиусов поперечного сечения с параметрами  $r_m = 1,0; 10,0$  мкм и  $\sigma_r = 0,5$ . Отношение длины цилиндра к радиусу поперечного сечения моделировалось равномерно распределенным в интервале [3–5]. Распределение по углу  $\beta$  предполагалось нормальным с  $\beta_m = 90; 45^\circ$  и  $\sigma_b = 30^\circ$ , аналогично по  $\alpha$  со значением  $\sigma_a = 30^\circ$ ,  $\alpha_m \in [0; 180^\circ]$ . Расчеты выполнены для длины волн  $\lambda = 1,06$  мкм и показателя преломления  $m = 1,296 - 0,0001 i$ , т.е. для ледяных ЦКД.

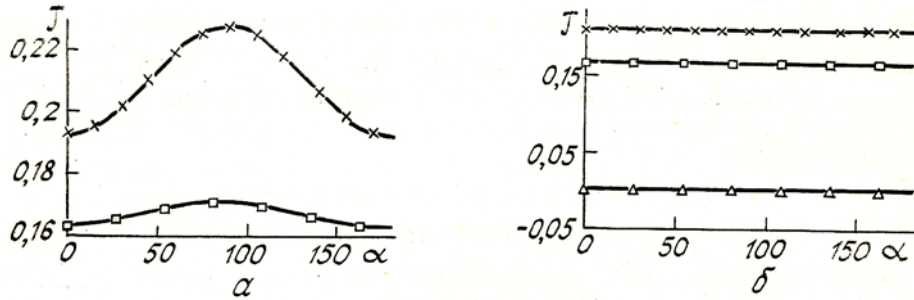


Рис. 1. Изменение значений  $J$ -компоненты вектор-параметра Стокса, рассеянного под углом  $\theta = 180^\circ$  к падающему излучению при изменении угла  $\alpha$ : а) в случае линейной поляризации, б) круговой (обозначения кривых: x —  $\beta_m = 90^\circ$ ,  $r_m = 1,0$  мкм, □ —  $\beta_m = 90^\circ$ ,  $r_m = 10,0$  мкм, Δ —  $\beta_m = 45^\circ$ ,  $r_m = 10,0$  мкм)

Изменение значений  $J$ -компоненты вектор-параметра Стокса в зависимости от угла  $\alpha$  представлено на рис. 1. Результаты показывают, что с ростом радиуса поперечного сечения частиц нормированное на коэффициент рассеяния значение  $J$ -компоненты Стокса уменьшается. Для линейно поляризованного падающего излучения с увеличением угла преимущественной ориентации ЦКД  $\alpha_m$  величина  $J_{\parallel}^s$ -компоненты рассеянного поля монотонно возрастает и достигает максимума при  $\alpha_m = 90^\circ$ .

Таким образом, линейно поляризованное излучение наиболее эффективно рассеивается ЦКД, оси которых лежат преимущественно в плоскости, ортогональной к плоскости поляризации. Для падающего излучения с круговой поляризацией зависимость  $J_C^s$ -компоненты вектор-параметра Стокса от угла  $\alpha_m$  отсутствует, что вполне естественно.

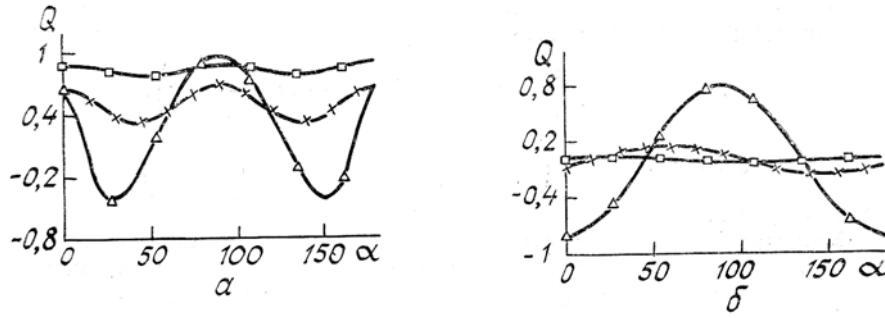


Рис. 2. Изменение значений  $Q$ -компоненты вектор-параметра Стокса, рассеянного под углом  $\theta = 180^\circ$  к падающему излучению при изменении угла  $\alpha$ : а) в случае линейной поляризации, б) круговой

При преимущественном наклонном падении излучения к осям цилиндров  $\beta_m = 45^\circ$  для обоих состояний поляризации значение  $J_{i,c}^s$  резко уменьшается по сравнению с нормальным падением  $\beta_m = 90^\circ$  практически на два порядка.

Из рис. 2, 3, 4 следует, что характер изменения состояния поляризации лидарного сигнала при рассеянии на цилиндрах с  $r_m = 10,0$  мкм при нормальном падении качественно аналогичен рассеянию на сферах, в частности,  $Q_i^s$  близко к единице, а  $V_c^s$  — к минус единице, в то время как остальные компоненты вектор-параметра Стокса  $U_i^s$ ,  $V_i^s$ ,  $Q_c^s$ ,  $U_c^s$  близки к нулю.

Рассеяние на ЦКД с поперечным сечением в резонансной области даже при нормальном падении имеет отчетливо выраженную зависимость от угла преимущественной ориентации. Причем частицы такого состава из линейно поляризованного света формируют наибольшую степень круговой поляризации обратнорассеянного излучения, например, под углом  $\alpha_m = 45; 135^\circ$  (рис. 4, а), и в то же время излучение с круговой поляризацией полностью деполаризуется (рис. 4, б).

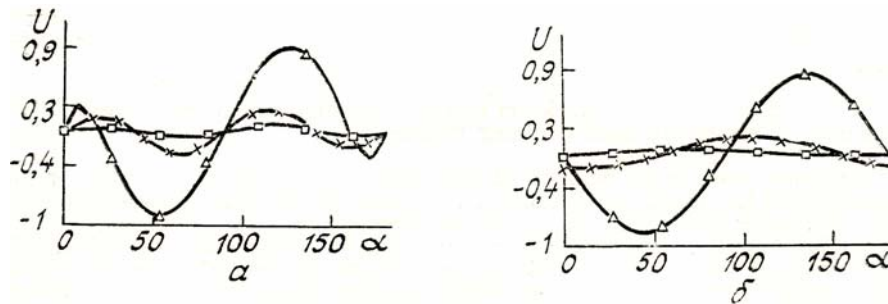


Рис. 3. Изменение значений  $U$ -компоненты вектор-параметра Стокса, рассеянного под углом  $\theta = 180^\circ$  к падающему излучению при изменении угла  $\alpha$ : а) в случае линейной поляризации, б) круговой

Компоненты  $Q_{i,c}^s$ ,  $U_{i,c}^s$  наиболее чувствительны к изменениям угла  $\alpha_m$  при  $\beta_m = 45^\circ$ . Именно в этом случае излучение с круговой поляризацией при обратном рассеянии и  $\alpha_m = 0; 90^\circ$  приобретает свойства, близкие к свойствам линейно поляризованного излучения, в частности, как видно из рис. 2, б,  $Q_c^s(0^\circ) = -0,8$ ;  $Q_c^s(90^\circ) = 0,8$ , а из рис. 3, б, 4, б  $U_c^s(0^\circ) = 0$ ;  $V_c^s(0^\circ) = 0,18$ ;  $U_c^s(90^\circ) = 0$ ;  $V_c^s(90^\circ) = 0,18$ .

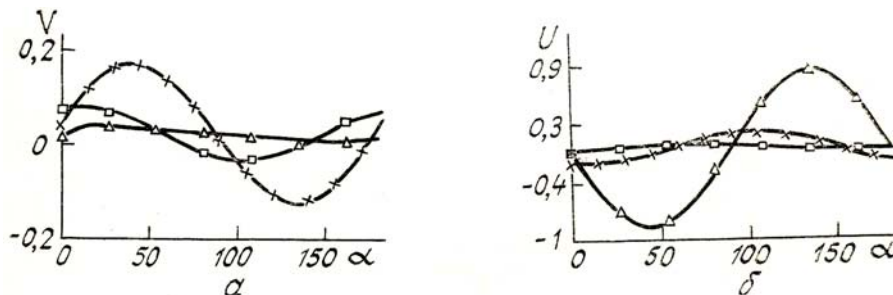


Рис. 4. Изменение значений  $V$ -компоненты вектор-параметра Стокса, рассеянного под углом  $\theta = 180^\circ$  к падающему излучению при изменении угла  $\alpha$ : а) в случае линейной поляризации, б) круговой

В заключение необходимо подчеркнуть, что полученные результаты убеждают в перспективности анализа состояния ориентации аэрозольных частиц средствами лазерной локации особенно с применением поляризационных методов. Направление и степень преимущественной ориентации частиц, очевидно, несут в себе информацию о направлении и интенсивности воздушных течений, что может быть использовано для развития методов оптической индикации состояния атмосферы на этих достаточно удаленных высотах.

1. Кауль Б.В., Краснов О.А., Кузнецов А.Л., Самохвалов И.В. // Оптика атмосферы. 1994. Т. 4. № 4. С. 394–403.
2. Волковицкий О.А., Павлов Л.Н., Петрушин А.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеониздат, 1984. 200 с.
3. Рахимов Р.Ф., Ромашов Д.Н. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 7. С. 686–691.
4. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975. 340 с.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,  
Томск

Поступила в редакцию  
26 июня 1991 г.

**R. F. Rakhimov, D. N. Romashov. Investigation of the Aerosol Particles Orientation Effect on the Backscattering Properties.**

The paper presents an analysis of the influence of cylindrical particles prevailing orientation on the formation of lidar return made on the basis of model estimations with the account for polarization state of sounding radiation. The results of model calculations for an ensemble of ice crystals with the modal size  $R_m = 1,0$  and  $10 \mu\text{m}$  and wavelength of sounding radiation  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$  are presented together with the algorithm for calculating the backscattering inversion matrix for the case of arbitrarily oriented cylinders of finite length.