

УДК 535.44

Особенности в деполяризованном отношении лидарных сигналов для хаотически ориентированных ледяных кристаллов перистых облаков

А.В. Коношонкин^{1,2}, Н.В. Кустова¹, А.Г. Боровой^{1*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Поступила в редакцию 14.03.2013 г.

Впервые в приближении физической оптики получено численное решение задачи рассеяния света на хаотически ориентированных гексагональных кристаллах. Показана возможность определения размеров и формы гексагональных ледяных кристаллов перистых облаков по величине деполяризованного отношения лидарных сигналов.

Ключевые слова: поляризация света, лидарный сигнал, перистые облака, матрица Мюллера; polarization of light, lidar signal, cirrus clouds, Mueller matrix.

Определение микрофизических параметров облаков из данных лидарного зондирования (как наземных, так и космических лидаров) является важной задачей атмосферной оптики [1–3]. В частности, в работе [4] было предложено отличать жидкокапельные облака от кристаллических по величине деполяризованного отношения в лидарном сигнале

$$\delta = I_{\perp}/I_{\parallel}, \quad (1)$$

где I_{\perp} и I_{\parallel} — перпендикулярно и параллельно поляризованные компоненты рассеянного света относительно линейно поляризованного падающего излучения. Как известно, для капель воды деполяризованное отношение δ равно нулю, тогда как для ледяных кристаллов оно возрастает и часто достигает величины 0,5. Позднее в работе [5] было предложено по величине деполяризованного отношения определять также и форму ледяных кристаллов. В модели кристаллических облаков [5], состоящих из хаотически ориентированных гексагональных столбиков и пластинок, значениям $\delta < 0,3$ сопоставлялись тонкие пластинки, значениям $\delta \approx 0,5$ — длинные столбики и интервалу $0,3 < \delta < 0,5$ — переходные формы между ними.

Однако такая простая классификация параметров кристаллов по величине деполяризованного отношения имеет несколько недостатков. Во-первых, многократное рассеяние света даже для жидкокапельных облаков приводит к ненулевой величине δ [3]. Во-вторых, зачастую в облаке присутствуют

кристаллические пластинки, которые ориентированы преимущественно горизонтально [1, 2]. Такие пластинки, как и капли воды, также дают значения $\delta \approx 0$. И, в-третьих, теоретическое вычисление деполяризованного отношения проводилось только в приближении геометрической оптики [5–7]. Такое приближение не учитывает волновую природу света и, кроме того, имеет ряд других недостатков. В частности, для хаотически ориентированных кристаллов в направлении рассеяния назад геометрооптическое приближение приводит к сингулярностям [7], что затрудняет интерпретацию экспериментальных данных.

В нашей статье представлено численное решение задачи рассеяния света на хаотически ориентированных гексагональных кристаллах, впервые рассчитанное в приближении физической оптики. Полученные в этом приближении результаты для деполяризованного отношения дают количественную основу для корректного определения как формы, так и размеров ледяных кристаллов в рамках модели перистых облаков, состоящих из гексагональных пластинок и столбиков.

Как было показано в [7] в приближении геометрической оптики, рассеяние света на хаотически ориентированных гексагональных кристаллах в направлении рассеяния назад полностью определяется эффектом отражения от двумерных уголкового отражателей, образованных перпендикулярными гранями кристалла. Такое уголкового отражение внутри кристалла может происходить или непосредственно от перпендикулярных граней, как показано на рис. 1, а, или испытывав промежуточные отражения от других граней (рис. 1, в). Для краткости, такие отраженные плоскопараллельные пучки, покидающие поверхность

* Александр Владимирович Коношонкин (sasha_tvo@iao.ru); Наталья Валентиновна Кустова (kustova@iao.ru); Анатолий Георгиевич Боровой (bogovoi@iao.ru).

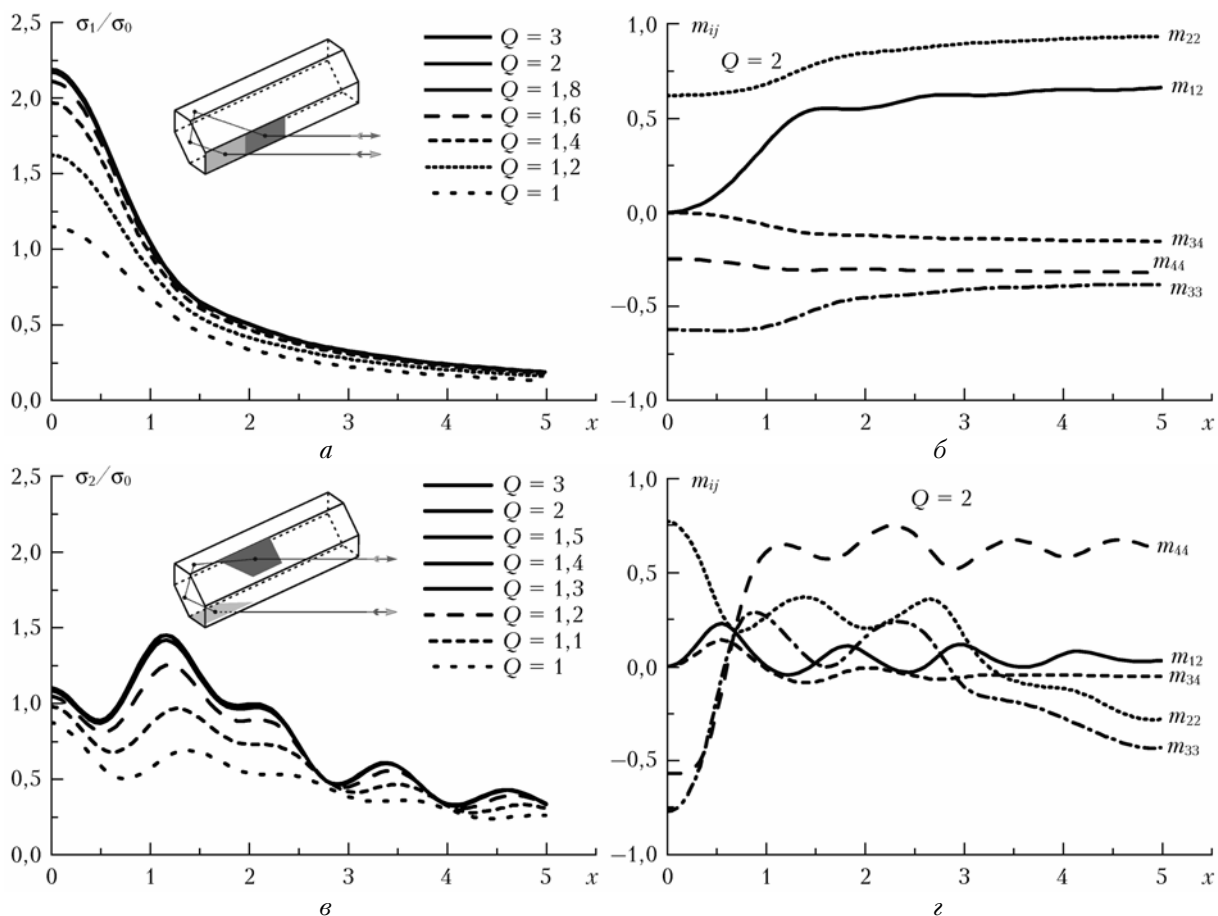


Рис. 1. Дифференциальное сечение рассеяния и поляризационные элементы матрицы Мюллера для пучков первого (а, б) и второго (в, г) типов

кристалла, будем называть пучками первого и второго типов.

Распространение этих пучков на большие расстояния от частицы, т.е. в волновую зону, описывается в рамках приближения физической оптики [8] дифракций Фраунгофера. Рассеянное поле в волновой зоне полностью определяется своей матрицей рассеяния (матрицей Мюллера):

$$\mathbf{M}(\theta) = \sigma(\theta) \begin{pmatrix} 1 & m_{12}(\theta) & 0 & 0 \\ m_{12}(\theta) & m_{22}(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{33}(\theta) & m_{34}(\theta) \\ 0 & 0 & -m_{34}(\theta) & m_{44}(\theta) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

которая задается шестью независимыми функциями угла рассеяния θ . Угол рассеяния отсчитывается для удобства от направления рассеяния строго назад $\theta = 0$.

Нами показано, что пик интенсивности обратного рассеяния в приближении физической оптики сосредоточен в интервале углов рассеяния порядка $\Delta\theta \approx \lambda/D$, где λ – длина волны; D – диаметр гексагональной грани. Поэтому вычисления матриц Мюллера проведены до значений угла рассеяния $\theta = \arcsin(5\lambda/D)$. Первый элемент матрицы Мюллера является дифференциальным сечением рассеяния

$\sigma(\theta)$, тогда как остальные пять функций $m_{ij}(\theta)$ определяют поляризационные характеристики рассеянного света.

Также показано, что вклад в матрицу Мюллера от пучков первого и второго типов качественно различается, а именно: для пучков первого типа элементы матрицы являются монотонно спадающими функциями переменной $x = (D/\lambda)\sin\theta$, а для пучков второго типа они, напротив, быстро осциллируют. В частности, это видно на примере дифференциального сечения рассеяния, показанного на рис. 1 для различных параметров формы $Q = h/D$, где h – высота кристалла. Размерный коэффициент $\sigma_0 = 10^{-3} \cdot D^3/\lambda$. Наиболее важным качественным результатом, полученным нами, оказался тот факт, что для дифференциального сечения рассеяния $\sigma(\theta)$ отмеченные осцилляции сравнительно сглаживаются, а для поляризационных элементов $m_{ij}(\theta)$ матрицы Мюллера они остаются существенными. Это доказывает, что поляризационные характеристики рассеянного света оказываются более чувствительными и информативными относительно формы и размеров кристаллов, чем дифференциальное сечение рассеяния.

На практике детекторы лидаров имеют конечный угол поля зрения T , поэтому лидарный сигнал описывается усредненной матрицей Мюллера

$$\mathbf{M}(T) = \frac{1}{2\pi(1 - \cos T)} \int_0^{2\pi} \int_0^T \mathbf{L}(\varphi) \mathbf{M}(\theta) \mathbf{L}(\varphi) \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (3)$$

где $\mathbf{L}(\varphi)$ — матрица поворота.

На рис. 2, а представлено дифференциальное сечение усредненной матрицы $\mathbf{M}(T)$.

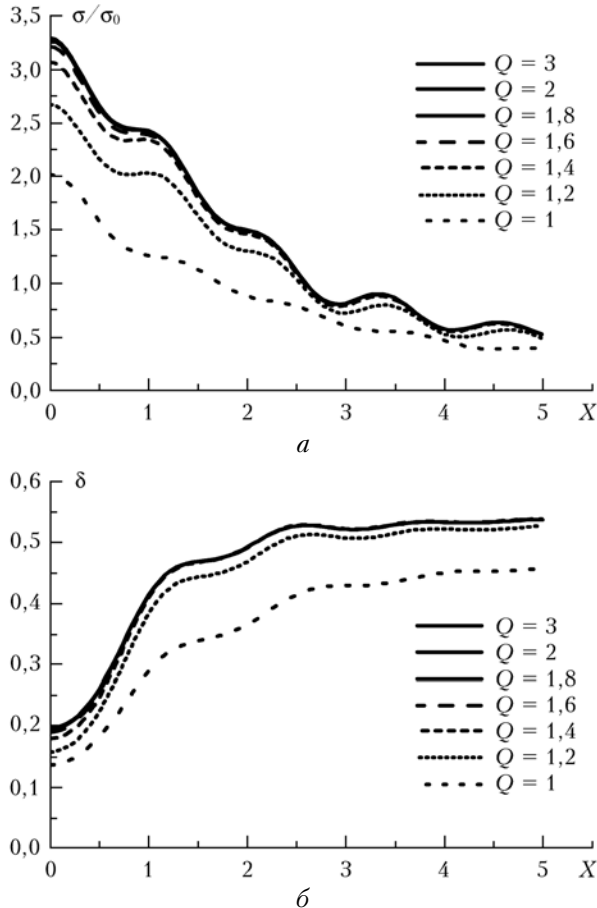


Рис. 2. Суммарные дифференциальное сечение рассеяния (а) и деполаризационное отношение (б) в зависимости от угла поля зрения детектора

Видно, что дифференциальное сечение рассеяния оказалось монотонно спадающей функцией с небольшими осцилляциями. Такие функции малоинформативны для восстановления параметров кристаллов. Однако деполаризационное отношение δ для этой матрицы, приведенное на рис. 2, б, отражает важную закономерность, а именно: при значениях параметра $X = (D/\lambda) \sin T \geq 2$ длинные столбики $Q \geq 2$ дают те же самые значения деполаризационного от-

ношения $\delta \approx 0,5$, что и в работе [5]. Но при переходе к малым значениям параметра $X \leq 2$ мы наблюдаем провал в деполаризационном отношении на участке $\Delta T \approx \lambda/D$. Для тонких пластинок, напротив, данный провал не наблюдается, что объясняется незначительным вкладом от пучков второго типа. Поэтому их деполаризационное отношение оказывается существенно меньше и имеет порядок $\delta \approx 0,2$ вне зависимости от параметра X .

Таким образом, по ширине провала в деполаризационном отношении в окрестности направления рассеяния строго назад $\theta = 0$ можно определять диаметр длинных столбиков, изменяя угол поля зрения детектора T . Отсутствие провала в экспериментально измеренном деполаризационном отношении при его значении порядка 0,2 свидетельствует о преобладании хаотически ориентированных пластинок.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 12-05-00675-а.

1. Самохвалов И.В., Кауль Б.В., Насонов С.В., Животенюк И.В., Брюханов И.Д. Матрица обратного рассеяния света зеркально отражающих слоев облаков верхнего яруса, образованных кристаллическими частицами, преимущественно ориентированными в горизонтальной плоскости // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 5. С. 403–411.
2. Балин Ю.С., Кауль Б.В., Коханенко Г.П. Наблюдения зеркально отражающих частиц и слоев в кристаллических облаках // Оптика атмосф. и океана. 2011. Т. 24, № 4. С. 293–299.
3. Hu Y., Vaughan M., Liu Z., Lin B., Yang P., Flittner D., Hunt B., Kuehn R., Huang J., Wu D., Rodier S., Powell K., Trepte C., Winker D. The depolarization – attenuated backscatter relation: CALIPSO lidar measurements vs. theory // Opt. Express. 2007. V. 15, N 9. P. 5327–5332.
4. Sassen K., Benson S. A midlatitude cirrus cloud climatology from the facility for atmospheric remote sensing. Part II: Microphysical properties derived from lidar depolarization // J. Atmos. Sci. 2001. V. 58, N 15. P. 2103–2112.
5. Noel V., Chepfer H., Ledanois G., Delaval A., Flamant P.H. Classification of particle effective shape ratios in cirrus clouds based on the lidar depolarization ratio // Appl. Opt. 2002. V. 41, N 21. P. 4245–4257.
6. Guasta M. Simulation of LIDAR returns from pristine and deformed hexagonal ice prisms in cold cirrus by means of «face tracing» // J. Geophys. Res. D. 2001. V. 106, N 12. P. 12589–12602.
7. Borovoi A.G., Kustova N.V., Oppel U.G. Light backscattering by hexagonal ice crystal particles in the geometrical optics approximation // Opt. Eng. 2005. V. 44, N 7. P. 071208 (1–10).
8. Borovoi A.G., Grishin I.A. Scattering matrices for large ice crystal particles // J. Opt. Soc. Amer. A. 2003. V. 20, N 11. P. 2071–2080.

A.V. Konoshonkin, N.V. Kustova, A.G. Borovoi. Peculiarities of the depolarization ratio in lidar signals for randomly oriented ice crystals of cirrus clouds.

Numerical solution for the problem of light scattering by randomly oriented hexagonal crystals has been firstly obtained. A possibility for retrieving both sizes and shapes of hexagonal ice crystals by the use of the depolarization ratio of lidar signals is shown.