

Р.Ф. Рахимов, Д.Н. Ромашов

ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ И ПОПЕРЕЧНОГО РАЗМЕРА ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ НА ДЕПОЛЯРИЗАЦИЮ ЛИДАРНОГО СИГНАЛА

На основе численных модельных оценок анализируется влияние диэлектрических характеристик и радиуса круговых цилиндрических частиц на формирование лидарного отклика для линейно поляризованного зондирующего излучения. Представлены результаты модельных расчетов для полидисперсного ансамбля ледяных кристаллов и частиц сажи с характерными поперечными размерами $r_m = 0,1 - 16$ мкм. Оценки выполнены для длин волн излучения $\lambda = 1,06; 10,6$ мкм. С целью тестирования алгоритма проведено сравнение элементов матрицы рассеяния для случайно ориентированных круговых цилиндров конечной длины с аналогичными элементами для хаотически ориентированных вытянутых сфероидов.

Развитие средств оптической диагностики атмосферных процессов обострило ситуацию с информационным обеспечением их данными о светорассеивающих свойствах аэрозольной компоненты атмосферы. Все более пристальное внимание исследователей привлекают вопросы светорассеяния несферическими частицами, поскольку оптическая реакция последних содержит гораздо больше информации не только об их свойствах, но и состоянии среды-носителя.

При теоретическом анализе проблемы светорассеяния на несферических частицах получили распространение подходы, опирающиеся на результаты строгого (точного) решения краевой задачи электромагнитного рассеяния, такие как метод разделения переменных [1], метод T -матриц [2], а также приближенные методы, справедливые в некоторых предельных случаях.

Наиболее простой несферической частицей является круговой цилиндр конечной длины (КЦКД). Для частиц такой формы имеется приближенное решение задачи светорассеяния [3, 4], единственным ограничением которого является условие $l \gg r$, где l — длина, а r — радиус цилиндра. Следует отметить, что для частиц вытянутой формы характеристики светорассеяния зависят от следующих факторов: а) показателя преломления вещества; б) характерных размеров (для КЦКД длины — l и диаметра — d , для вытянутого сфероида (ВС) большой — a и малой — b полуосей); в) степени преимущественной ориентации оси вытянутости.

Целью настоящей статьи является сравнение элементов матрицы рассеяния для хаотически ориентированных КЦКД с аналогичными результатами для равнообъемных ВС, взятыми из [8], и анализ влияния первых двух факторов на формирование лидарного отклика. Исследованию влияния последнего фактора была посвящена работа [4].

1. Элементы матрицы рассеяния для хаотически ориентированных круговых цилиндров конечной длины в сравнении с аналогичными данными для вытянутых сфероидов

Результаты для хаотически ориентированных ВС с $a/b = 2$ и $a/b = 5$ взяты из [8]. В обоих случаях показатель преломления $m = 1,33$, $ka = 15$, где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны падающего излучения. Элементы матрицы рассеяния для случайно ориентированных КЦКД были рассчитаны соответственно для двух случаев: $l/d = 2,828$ и $l/d = 7,071$, $kl = 30$. Результаты для КЦКД с $l/d = 7,071$ и ВС с $a/b = 5$ приведены на рис. 1, а для $l/d = 2,828$ и $a/b = 2$ на рис. 2.

Полученные результаты в целом подтверждают, что элементы матрицы рассеяния для хаотически ориентированных КЦКД имеют во многом те же самые характерные особенности, что и для ВС, а именно: матрица рассеяния имеет симметричную форму; вблизи локационных углов рассеяния фазовая функция имеет довольно гладкое распределение; $P_{22} \leq P_{11}$; $P_{33} \neq P_{44}$; $P_{12} \leq 0$ для некоторых размеров и углов, в то время как $P_{12} > 0$ для этих же размеров и углов у эквиобъемных сфер.

Но в то же время имеются и некоторые специфические особенности и отличия от ВС. Так, например: а. Значения элемента матрицы P_{11} для КЦКД, который представляет нормированную фазовую функцию светорассеяния для неполяризованного падающего излучения на рис. 1, а и 2, а, очень близки к аналогичным данным для ВС и качественно отличаются от элемента для эквиобъемных сфер.

б. Величина $p = -P_{12}/P_{11}$, определяющая степень линейной поляризации для однократно рассеянного неполяризованного падающего света, для хаотически ориентированных КЦКД с $l/d = 7,071$ (рис. 1, б) очень близка к степени поляризации для хаотически ориентированных ВС с $a/b = 5$. Элементы p для КЦКД с $l/d = 2,828$ и для ВС с $a/b = 2$ (рис. 2, б) имеют близкие значения в интервалах уг-

лов $0^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ и $120^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$. В интервале $60^\circ < \theta < 120^\circ$ p для КЦКД становится положительной, в то время как для ВС она отрицательна, либо имеет большие положительные значения для КЦКД, чем для ВС. Аналогичная тенденция прослеживается при сравнении p для ВС и эквиобъемных сфер в работе [8].

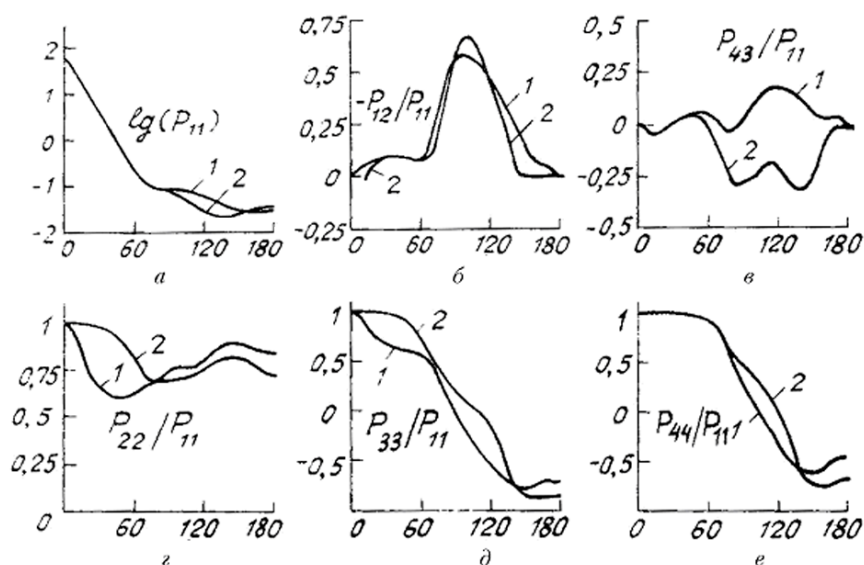


Рис. 1. Угловая зависимость нормированных элементов матрицы рассеяния для случайно ориентированных круговых цилиндров конечной длины с $l/d = 7,071$, $kl = 30$ и вытянутых сфероидов с $a/b = 5$, $ka = 15$, $m = 1,33$; 1 — для цилиндров; 2 — для сфероидов

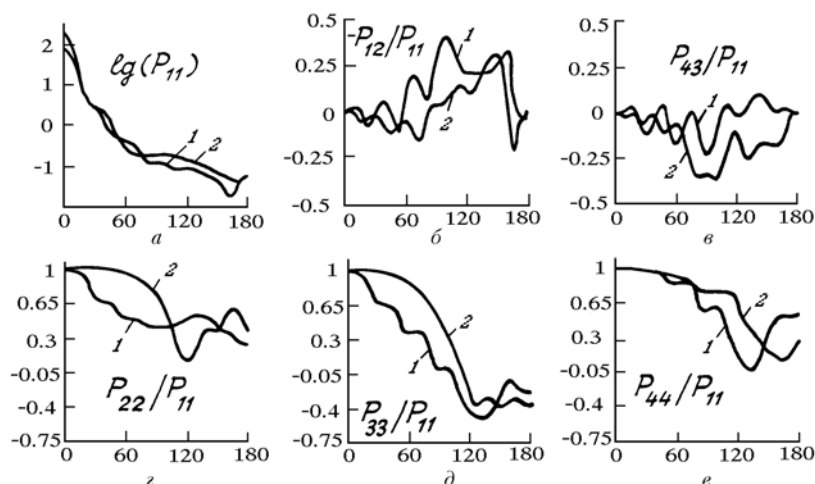


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 только $l/d = 2,282$ и $a/b = 2$. Обозначение кривых, аналогичное рис. 1

в. Отношение деполаризации $\Delta = (1 - P_{22}/P_{11})$, характеризующее степень несферичности светорассеивающих частиц, при малых углах $\theta \leq 45^\circ$ (рис. 1, z и 2, z) для ВС очень мало, в то время как для КЦКД принимает существенно ненулевые значения, показывая, таким образом, что КЦКД в этих углах деполаризуют рассеянный свет в большей степени, чем ВС и сферы. Данный вывод хорошо согласуется с экспериментальными измерениями элементов матрицы рассеяния для кубических частиц хлорида натрия [5]. Еще в большей степени эта закономерность прослеживается по экспериментальным данным для пластинчатых кварцевых частиц [6], которые в нормированном виде представлены в [7]. Значения Δ для КЦКД с $l/d = 7,071$, близки к значениям Δ для ВС с $a/b = 5$ при $60^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ (рис. 1, z). Наибольшее значение Δ принимает для КЦКД с $l/d = 2,828$ и для ВС с $a/b = 2$ при $\theta > 90^\circ$, что определяется, как это будет показано во второй части нашей статьи, тем, что второй основной размер частиц (для КЦКД это r , для ВС — b) лежит ближе к резонансной области, чем в случае для КЦКД с $l/d = 7,071$ и для ВС с $a/b = 5$.

г. P_{43}/P_{11} . Для малых углов рассеяния $0^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ этот элемент для КЦКД близок по значению к аналогичному для ВС (в обоих случаях вытянутости частиц). В интервале же $60^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ этот элемент для КЦКД более близок по значению к P_{43}/P_{11} для сильно сплюснутых сфероидов, приведенному в [8], а также к экспериментальным измерениям для пластинчатых случайно-ориентированных частиц [6]. Можно сделать предположение, что для больших углов рассеяния $\theta > 90^\circ$ малость абсолютного значения

P_{43}/P_{11} определяется большей степенью кривизны поверхности рассеивающих несферических частиц. Для КЦКД одно из измерений имеет бесконечную кривизну, а для сильно сплюснутых сфероидов поверхность с малой кривизной очень мала по площади по сравнению с поверхностью с большой кривизной. Эта закономерность хорошо прослеживается при переходе от КЦКД с $l/d = 7,071$ (рис. 1, θ) к КЦКД с $l/d = 2,828$ (рис. 2, θ).

д. P_{33}/P_{11} и P_{44}/P_{11} . Проведенные нами расчеты, как видно из таблицы, показывают, что: $(P_{11}-P_{22}) > (P_{44}-P_{33}) > 0$ для $\theta > 4^\circ$ и $\theta \neq 180^\circ$. При $0^\circ < \theta < 4^\circ$ $(P_{44}-P_{33}) < 0$; $\theta = 0^\circ$ $(P_{11}-P_{22}) = -(P_{44}-P_{33})$, $P_{33} = P_{22}$; $\theta = 180^\circ$ $(P_{11}-P_{22}) = (P_{44}-P_{33})$, $P_{33} = -P_{22}$, а разность $P_{44}-P_{33}$ ведет себя, в основном, почти так же, как и $P_{11}-P_{22}$, исключая ореольную часть.

θ	$kl=30; l/d=7,071$		$kl=30; l/d=2,828$	
	$1-P_{22}/P_{11}$	$(P_{44}-P_{33})/P_{11}$	$1-P_{22}/P_{11}$	$(P_{44}-P_{33})/P_{11}$
0	0,00544	-0,00544	0,00178	-0,00178
2	0,00764	-0,00321	0,00263	-0,00089
4	0,01478	0,00403	0,00528	0,00189
6	0,02873	0,01825	0,01031	0,00717
10	0,08476	0,07591	0,03065	0,02861
20	0,25226	0,24713	0,10522	0,10107
30	0,33207	0,32827	0,32630	0,31958
35	0,36116	0,35769	0,35249	0,34822
40	0,37693	0,37355	0,34043	0,33758
50	0,38988	0,38630	0,38195	0,37634
65	0,35093	0,34510	0,50510	0,49839
80	0,29714	0,28725	0,56325	0,55400
100	0,29241	0,28206	0,58300	0,57649
120	0,23888	0,22928	0,50477	0,49948
135	0,18069	0,17154	0,46473	0,45991
141	0,17345	0,16488	0,51665	0,51165
150	0,18114	0,17423	0,60066	0,59661
160	0,21333	0,20961	0,63034	0,62740
165	0,23340	0,23121	0,67367	0,67149
171	0,26003	0,25918	0,72538	0,72470
179	0,28375	0,28373	0,75760	0,75759
180	0,28478	0,28478	0,75976	0,75976

В заключение сравнительного анализа отметим, что поведение углового рассеяния на случайно-ориентированных КЦКД и ВС имеет много сходства, причем это сходство увеличивается с ростом вытянутости l/d . В своем отличии от светорассеивающих свойств сферических частиц вытянутые сфероиды все же ближе к ним, чем КЦКД, элементы матрицы рассеяния последних обнаруживают большую аналогию с данными экспериментальных измерений для хаотически ориентированных кубических [5] и пластинчатых частиц [6].

2. Зависимость деполяризующих свойств обратнорассеянного света от диэлектрических характеристик и радиуса рассеивающих цилиндрических частиц

Расчеты принимаемых компонент вектора Стокса для КЦКД из сажи и льда были проведены по схеме, изложенной в [4], при линейно поляризованном падающем излучении с длиной волны 1,06 и 10,6 мкм. Ансамбль КЦКД моделировался с логарифмически нормальным распределением частиц по радиусу поперечного сечения с параметрами r_m от 0,1 до 16 мкм и $\sigma_r = 0,1$ и 0,5; отношение длины цилиндра к радиусу поперечного сечения предполагалось равномерно распределенным в интервале 5–10; распределение по углу β — нормальным с $\beta_m = 90^\circ$ и $\sigma_\beta = 10^\circ$; $\alpha = 45^\circ$; где β — угол между направлением падающего излучения и осью цилиндра, α — угол между плоскостью рассеяния и плоскостью, содержащей направление падающего излучения и ось цилиндра. Всего было рассмотрено четыре случая (рис. 3) $\lambda = 1,06$ мкм, $m = 1,299 - 0,0001 \cdot i$, $\sigma_r = 0,1$ (кривая 1); $\lambda = 1,06$ мкм, $m = 1,299 - 0,0001 \cdot i$, $\sigma_r = 0,5$ (2); $\lambda = 10,6$ мкм, $m = 2,2 - 0,093 \cdot i$, $\sigma_r = 0,1$ (3); $\lambda = 1,06$ мкм, $m = 1,91 - 0,68 \cdot i$, $\sigma_r = 0,1$ (4).

На рис. 3, а представлена нормированная на единицу интенсивность обратнорассеянного излучения — I . Для всех четырех случаев $I(r)$, осциллируя, убывает с ростом r . Поглощающие частицы более интенсивно рассеивают свет в обратном направлении, вследствие их оптической жесткости

(больших значений не только мнимой, но и действительной частей показателя преломления). У прозрачных частиц с $\sigma_r = 0,1$ (кривая 1, рис. 3, а) наблюдаются более глубокие и частые осцилляции, что, как известно, является следствием интерференции внешне дифрагированного поля с полем, испытывающим преломление при прохождении через внутреннюю полость частиц. На рис. 3, б представлена вторая нормированная компонента вектора Стокса Q , которая определяет степень линейной поляризации в плоскостях $\varphi = 0$ и 90° .

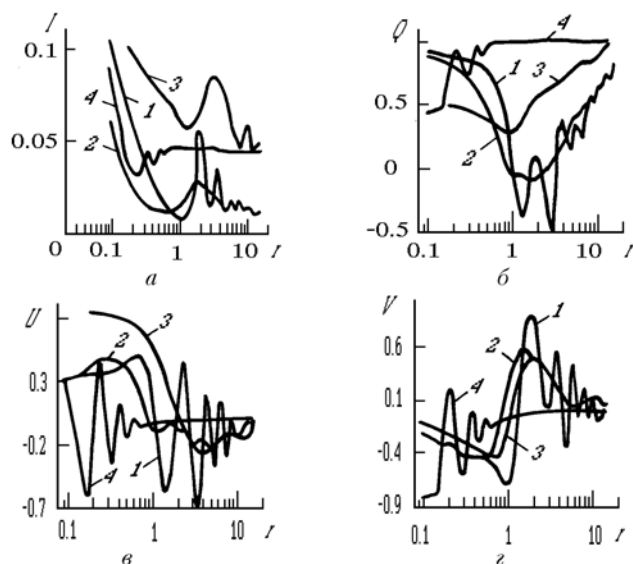


Рис. 3. Изменение значений компонент вектора Стокса, рассеянного под углом $\theta = 180^\circ$ к падающему излучению, при изменении модального радиуса — r_m

Поведение кривых хорошо иллюстрирует деполаризующие свойства рассматриваемых кристаллических сред. Так, в частности, поглощающие частицы обладают свойствами значительной трансформации исходной поляризации при модальном радиусе $r_m \leq \lambda$, при этом степень поляризации рассеянного света близка к 1. Для прозрачных частиц поляризация рассеянного света при $r_m \leq \lambda$ близка к исходной. У поглощающих частиц отсутствуют деполаризующие свойства при $r_m > \lambda$ (рис. 3, б, кривая 3 при $r_m > 10,6$, кривая 4 при $r_m > 1,06$). Прозрачные КЦКД существенно трансформируют состояние поляризации исходного сигнала в интервале $\lambda < r_m < 10\lambda$, (при некоторых r_m даже деполаризуют его) причем глубина осцилляций Q определяется в значительной степени шириной спектра распределения частиц по размерам, что хорошо видно из сравнения поведения кривых 1 и 2 на рис. 3, б. На рис. 3, в, г представлены соответственно третья и четвертая нормированные компоненты вектора Стокса U и V . Компонента U характеризует степень линейной поляризации в плоскостях 45 и 135° , а V — степень круговой поляризации. Умеренно поглощающие малые частицы (кривая 3 на рис. 3, в) более других поворачивают поляризацию исходного сигнала в плоскость ориентации осей цилиндров. Наибольшую степень круговой поляризации приобретает обратный сигнал при рассеянии на очень мелких сильно поглощающих частицах (кривая 4 на рис. 3, г) и при рассеянии на прозрачных частицах для $r_m \approx 2\lambda$ (кривая 1 на рис. 3, г), при этом компоненты U и Q близки к 0.

Таким образом, наблюдается сильная зависимость локационных деполаризующих свойств от мнимой части показателя преломления вещества рассеивающих несферических частиц. Характер проявления этих свойств существенно зависит от ширины моды распределения частиц по размерам. Имеются случаи (m, r_m, α_r), когда ансамбли частиц, существенно отличающиеся по форме от сферических, обладают деполаризующими свойствами для обратного рассеяния, очень близкими к аналогичным для сферических частиц. Поведение кривых 1, 2 на рис. 3, б показывает, что деполаризующие свойства для вытянутых прозрачных частиц определяются не столько соотношением между наибольшим и наименьшим характерными (аэродинамического сечения) размерами, а сколько близостью одного из них к интервалу резонансного рассеяния. По-видимому, именно в связи с учетом этого обстоятельства возникли затруднения у авторов [8] при интерпретации некоторых полученных ими «парадоксальных» (на первый взгляд) результатов.

1. Asano S., Yamamoto G. // Appl. Opt. 1975. V. 14. № 1. P. 29–49.

2. Waterman P. C. // Phys. Rev. 1971. V. 23. № 4. P. 825–839.

3. Волковицкий О.А., Павлов Л.Н., Петрушин А.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеоздат, 1984. 200 с.

4. Рахимов Р.Ф., Ромашов Д.Н. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 10. С. 1011–1016.

5. Perry R. J., Hunt A. J., Huffman D. R. // Appl. Opt. 1978. V. 17. № 17. P. 2700–2710.

6. Holland A.C., Gagne G. // Appl. Opt, 1967. V. 9. № 5. P. 1113–1121.
7. Борен Ж., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 662 с.
8. Asano S., Sato M. // Appl. Opt. V. 19. № 6. P. 962–974.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
27 января 1992 г.

R. F. Rakhimov, D. N. Romashov. Influence of the Dielectric Properties of Cylindrical Particles and their Diameter on the Depolarization of Lidar Return Signals.

An analysis of the effect of dielectric properties of cylindrical aerosol particles and their radius on the formation of a response signal excited by linearly polarized radiation is carried out based on numerical simulations. Some results of numerical simulations made for a polydisperse ensemble of ice crystals and soot particles having radii of the cross-sections r_m from 0.1 to 16 μm . The estimations are made for the wavelengths of sounding radiation $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ and 10.6 μm . For testing the algorithm a comparison was made between the elements of scattering phase matrices for the ensemble of randomly oriented circular cylinders and prolate spheroids.