

ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И БАЗЫ ДАННЫХ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ ОБ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЕ

УДК 537.876; 535.36; 535.44

Поляризационные характеристики когерентного пика обратного рассеяния крупных несферических частиц с хаотической ориентацией в пространстве

А.В. Коношонкин^{✉1,2}, Н.В. Кустова¹, В.А. Шишко^{1,2}, Д.Н. Тимофеев¹,
Н. Кан¹, И.В. Ткачев¹, К.С. Сальников², А.Г. Боровой^{1*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

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

Поступила в редакцию 5.09.2022 г.;
после доработки 26.10.2022 г.;
принята к печати 6.12.2022 г.

В рамках физической оптики проведено исследование поляризационных элементов матрицы рассеяния света в окрестности направления рассеяния назад идеального гексагонального столбика и частицы случайной выпуклой многогранной формы. Исследование проводилось для частиц размером 10–100 мкм, длина волны 0,532 мкм. Показано, что в пределах когерентного пика обратного рассеяния поляризационные элементы матрицы имеют значительные локальные экстремумы. При этом их угловая ширина практически не зависит от формы частицы, но существенно зависит от размера. Полученные результаты представляют интерес для интерпретации лидарных измерений в перистых облаках.

Ключевые слова: рассеяние света, метод физической оптики, атмосферные ледяные кристаллы, перистые облака; light scattering, physical optics method, atmospheric ice crystals, cirrus clouds.

Введение

Рассеяние света крупными несферическими частицами, размеры которых много больше длины волны падающего света, является актуальной задачей атмосферной оптики. В атмосфере к таким частицам, как правило, относятся кристаллы льда в перистых облаках [1], крупные частицы атмосферной пыли [2] и т.д. Эти частицы также часто встречаются в космическом пространстве. Например, они входят в состав порошкообразного вещества, покрывающего поверхности объектов Солнечной системы [3], в частности, реголита, покрывающего Луну.

Теоретическое решение задачи рассеяния света на крупных несферических частицах различной формы в окрестности направлений рассеяния назад пока полностью не получено. С одной стороны, общеизвестные численные методы решения задачи

рассеяния света, основанные на решении уравнений Максвелла [4], такие как метод конечных разностей во временной области (FDTD) [5] или приближение дискретных диполей (DDA) [6] и пр. [7–10], неэффективны для крупных несферических частиц размерами более 100 длин волн. С другой стороны, приближение геометрической оптики [11–13] для таких частиц также неприменимо, так как оно не учитывает интерференционные явления, играющие важную роль вблизи направления обратного рассеяния [14].

Наиболее подходящим для решения этой задачи является приближение физической оптики, сочетающее принципы геометрической и волновой оптики. Существует множество версий приближения физической оптики. В частности, около 30 лет назад Р. Yang и К.Н. Liou разработали вариант метода физической оптики для решения задачи рассеяния света на кристаллах перистых облаков [11, 15]. Позднее их алгоритм был обобщен К. Masuda [16]. Независимые версии алгоритма были реализованы также К. Muinonen [17], Н. Okamoto [18, 19], Л. Bi [20], Н. Ishimoto [21], Е. Hesse [22] и др. Однако их расчеты были выполнены для больших углов рассеяния, поскольку для рассеяния света в окрестности направления назад, что принципиально важно для задач лазерного зондирования, требуются усовершенствованные алгоритмы.

* Александр Владимирович Коношонкин (sasha_tvo@iao.ru); Наталья Валентиновна Кустова (kustova@iao.ru); Виктор Андреевич Шишко (sva@iao.ru); Дмитрий Николаевич Тимофеев (tdn@iao.ru); Надежда Кан (n.kan.08@gmail.com); Илья Валерьевич Ткачев (tiv@iao.ru); Кирилл Сергеевич Сальников (1015k@mail.ru); Анатолий Георгиевич Боровой (borovoi@iao.ru).

В ИОА СО РАН авторами настоящей статьи разработан алгоритм физической оптики, позволяющий решить задачу рассеяния света на крупных несферических частицах в окрестности направлений рассеяния назад. Этот алгоритм подробно описан в монографии [23]. Некоторые расчеты, полученные с помощью этого алгоритма, уже были проверены путем сравнения с данными лидарных измерений [24, 25].

Следует отметить, что около 100 лет назад в астрофизике при изучении рассеяния света на поверхностях космических объектов, покрытых порошкообразным веществом, было обнаружено два оптических явления: 1) существенное увеличение интенсивности обратного рассеяния; 2) негативная поляризация, которую можно описать следующим образом: степень линейной поляризации рассеянного света в случае неполяризованного падающего света становится отрицательной вблизи направления рассеяния назад. В настоящее время существует множество теорий, пытающихся объяснить эти явления [26–40].

В наших предыдущих работах нам удалось обнаружить резкое увеличение интенсивности рассеяния света в направлении назад. В настоящей работе мы исследуем поляризационные элементы матрицы рассеяния света в окрестности направления рассеяния назад. Цель данной статьи — расчет полной матрицы рассеяния света на крупных частицах гексагональной и случайной форм как функция угла рассеяния. Исследуется связь локальных экстремумов в поляризационных элементах с пиком когерентного обратного рассеяния и размерами частицы. Показано, что причина локальных экстремумов в поляризационных характеристиках — интерференция выходящих из частицы оптических пучков. Установлено, что приближение геометрической или физической оптики без учета интерференции приводит к значительным ошибкам в расчетах поляризационных характеристик в окрестности направления рассеяния назад и не может быть использовано для решения задач лазерного зондирования атмосферы.

Матрица рассеяния света на крупных несферических частицах

Решение задачи рассеяния света на крупных частицах удобно представить в виде матрицы рассеяния света, также известной как матрица Мюллера [41]. Такое представление решения позволяет получать поляризационные характеристики для лидаров различной конфигурации, поскольку содержит в себе решение для всех возможных вариантов плоскости поляризации источника излучения и приемника рассеянного сигнала.

Существует два варианта определения матрицы Мюллера [41, 42]. В данной статье используется вариант, предложенный в [41].

Матрица Мюллера $\mathbf{M}$ в общем случае связывает вектор параметров Стокса $\mathbf{I} = (I, Q, U, V)$ рас-

сеянного излучения с вектором параметров Стокса падающего излучения $\mathbf{I}_0$ [4]:

$$\mathbf{I}(\theta, \varphi) = \frac{1}{R^2} \mathbf{M}(\theta, \varphi) \mathbf{I}_0, \quad (1)$$

где R — расстояние до рассеивающей частицы; θ и φ — зенитный и азимутальный углы рассеяния. Эти углы определяются векторами направления падения $\mathbf{n}_0$ и рассеяния $\mathbf{n}$. Матрица $\mathbf{M}$ имеет размерность 4×4 . В случае рассеяния света на облаке хаотически ориентированных частиц, имеющих плоскость симметрии или представленных в равных долях со своими зеркальными отражениями, матрица $\mathbf{M}(\theta, \varphi)$ вырождается в блочно-диагональную матрицу $\mathbf{M}(\theta)$ [4]:

$$\mathbf{M}(\theta) = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & 0 & 0 \\ M_{12} & M_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{33} & M_{34} \\ 0 & 0 & -M_{34} & M_{44} \end{pmatrix} = \sigma \begin{pmatrix} 1 & m_{12} & 0 & 0 \\ m_{12} & m_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{33} & m_{34} \\ 0 & 0 & -m_{34} & m_{44} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где σ — дифференциальное сечение рассеяния, а элементы m_{ij} описывают поляризационные свойства рассеянного излучения, индексы i и j меняются от 1 до 4. Элементы m_{ij} позволяют легко выразить измеряемые на практике величины, такие как степень линейной поляризации и деполяризационное отношение.

При проведении астрофизических поляризационных наблюдений падающее излучение, как правило, неполяризованное:

$$\mathbf{I}_0 = (1, 0, 0, 0), \quad (3)$$

при этом на приемнике можно разместить поляризационную пластинку, ориентированную параллельно либо перпендикулярно плоскости рассеяния, что позволяет отдельно измерить интенсивность перпендикулярной $I_{\perp}$ и параллельной $I_{\parallel}$ компонент рассеянного излучения. Полная интенсивность рассеянного излучения $I = I_{\perp} + I_{\parallel}$. Понятие «степень линейной поляризации» в этом случае вводится вполне логично [43–46]:

$$p(\theta) = \frac{I_{\perp}}{I} - \frac{I_{\parallel}}{I} = -\frac{Q}{I}, \quad (4)$$

или, используя определение матрицы (2):

$$p(\theta) = -m_{12}. \quad (5)$$

В то же время при проведении лидарных наблюдениях падающее на частицу излучение, как правило, линейно поляризовано

$$\mathbf{I}_0 = (1, 1, 0, 0). \quad (6)$$

На приемнике также можно независимо измерить перпендикулярную $I_{\perp}$ и параллельную $I_{\parallel}$

(относительно плоскости поляризации передатчика) компоненты рассеянного излучения. Поскольку в большинстве случаев свет остается поляризованным полностью в плоскости передатчика, то оставшиеся случаи удобно описать с помощью линейного деполаризационного отношения

$$\delta_l = \frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}}, \quad (7)$$

которое можно переписать, используя определение матрицы (2):

$$\delta_l = \frac{1 - m_{22}}{1 + m_{12} + m_{21} + m_{22}} = \frac{1 - m_{22}}{1 + 2m_{12} + m_{22}}. \quad (8)$$

Матрица Мюллера также легко позволяет описать и круговое деполаризационное отношение

$$\delta_c = \frac{1 + m_{44}}{1 - m_{44}}. \quad (9)$$

Деполаризационное отношение определено только для точки направления рассеяния назад $\theta = 180^\circ$. Но поскольку угол поля зрения лидара в реальности больше нуля, то на приемник попадает излучение из некоторой окрестности направления рассеяния назад. Поэтому в рамках настоящей статьи мы вычислим деполаризационное отношение во всей окрестности обратного рассеяния, чтобы проанализировать, как когерентный пик обратного рассеяния влияет на его величину.

Поскольку форма крупных несферических частиц перистых облаков существенно влияет на характеристики рассеянного излучения, анализ будем проводить на примере двух предельных случаев: гексагонального ледяного столбика (RC) и многогранной несферической выпуклой частицы случайной формы (Argb) (рис. 1).

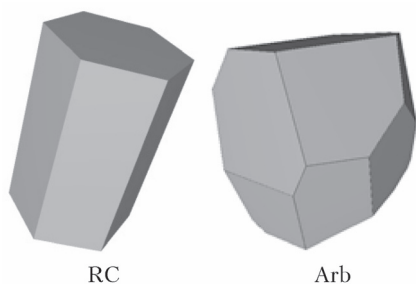


Рис. 1. Внешний вид частиц

Решение для матрицы рассеяния света в рамках геометрической и физической оптики

Задачи рассеяния света на крупных несферических частицах часто решаются в рамках приближения геометрической оптики [11–13]. Данное приближение себя хорошо зарекомендовало для задач переноса излучения [47], где интерес представляют характеристики рассеянного излучения во всем диа-

пазоне углов рассеяния, при этом большой погрешностью решения в направлениях рассеяния вперед и назад можно пренебречь. Однако для задач лазерного зондирования именно окрестность направления обратного рассеяния представляет основной интерес, поэтому необходимы методы, позволяющие рассчитать когерентный пик обратного рассеяния.

Мы используем метод физической оптики, разработанный в ИОА СО РАН [48, 49]. Он основан на алгоритме трассировки оптических пучков [13, 50], который позволяет получить решение задачи рассеяния света внутри частицы в рамках приближения геометрической оптики как суперпозицию геометрооптических пучков. Далее на основе этого решения строится решение задачи рассеяния света в дальней зоне. Метод физической оптики позволяет произвести как полное когерентное, так и некогерентное сложение всех оптических пучков. Во втором случае решение не будет учитывать взаимодействие оптических пучков между собой (когерентные эффекты). Учитываться будет только влияние дифракции.

Мы получили решение для гексагонального столбика и частицы произвольной формы размером 100 мкм. Размер частицы определяется его максимальным диаметром $D_{\max}$ — расстоянием между двумя максимально удаленными точками частицы. Для гексагонального ледяного столбика фактор формы (отношение высоты частицы к диаметру окружности, описанной около шестигранного основания) равен $10/7$, что соответствует экспериментально полученным данным [51]. Таким образом, высота столбика равна 81,92 мкм, диаметр — 57,34 мкм. Длина волны падающего излучения в расчетах выбиралась равной 0,532 мкм, показатель преломления — $1,3116 + i \cdot 0$, поскольку ранее было показано, что для частиц размером до 1000 мкм при длине волны 0,532 мкм мнимой частью показателя преломления можно пренебречь [52]. Частицы предполагаются хаотически ориентированными в пространстве.

На рис. 2, 3 (цв. вкладка) представлены результаты численного расчета. Синяя линия на рисунке соответствует решению, полученному в рамках приближения геометрической оптики; красная линия — в рамках физической оптики; черная линия — физической оптики при некогерентном сложении оптических пучков, т.е. без учета когерентных эффектов.

Из результатов расчетов для элемента M_{11} (рис. 2, а и 3, а) видно, что приближение геометрической оптики дает некорректный результат в окрестности направления рассеяния назад. В частности, для гексагонального ледяного столбика в направлении рассеяния назад в решении возникает сингулярность, а для частицы произвольной формы отсутствует когерентный пик обратного рассеяния. Эти данные подтверждают полученные нами ранее в работе [14] результаты.

Основной интерес представляют поляризационные элементы m_{ij} матрицы рассеяния света, представленные на рис. 2 и 3, в–ж.

Для частиц произвольной формы элемент m_{12} имеет характерный локальный максимум в окрестности направления рассеяния назад. При этом угловой размер максимума этого локального пика примерно совпадает с угловой шириной дифракционного пика: $\sim 179,6^\circ$ (см. рис. 2, *в*). Интересно отметить, что за пределами трех локальных пиков решения, полученные как с учетом когерентного сложения пучков, так и без него, совпадают ($150\text{--}176^\circ$). Это подтверждает важный факт: природа локального максимума поляризационного элемента m_{12} та же, что и когерентного пика обратного рассеяния. Этот же вывод справедлив и для феномена негативной поляризации [26–36], поскольку степень поляризации напрямую связана с элементом m_{12} (5) (рис. 4, *цв. вставка*).

Аналогично элементу m_{12} ведет себя и элемент m_{34} (см. рис. 2, *е* и 3, *е*).

Элементы m_{22} , m_{33} , m_{44} , связанные с деполяризационным отношением, ведут себя несколько иначе. У них также наблюдаются локальные экстремумы примерно такого же углового размера, но при этом существует еще один заметный локальный экстремум в диапазоне угловых размеров $\sim 176\text{--}178^\circ$. Однако для этих элементов решения с учетом и без учета когерентных эффектов отличаются даже в точке направления рассеяния назад (180°). Связанные с этими величинами линейное и круговое деполяризационные отношения представлены на рис. 5 и 6 (*цв. вставка*). Здесь также заметны различия в решениях, полученных геометрической оптикой и физической оптикой с учетом и без учета когерентных эффектов.

Для гексагонального ледяного столбика решение выглядит существенно иначе, нежели для частицы случайной формы (см. рис. 3). Дело в том, что при рассеянии света на гексагональных частицах, таких как ледяные пластинки и столбики, частично дроксталлы и *bullet-rossette* [53–55], существенный вклад в рассеяние назад вносит так называемое уголковое отражение [14]. Этот же эффект приводит к упомянутому ранее пику сингулярности в геометрической оптике, который в рамках приближения физической оптики вырождается в дифракционный максимум. Более того, когерентный пик интенсивности сменяется минимумом, поскольку вносящие существенный вклад в решение косые уголковые траектории [56] имеют противоположную фазу и их когерентное сложение приводит не к усилению, а уменьшению интенсивности в направлении рассеяния строго назад.

Таким образом, параметры рассеяния света на гексагональных частицах в окрестности направления рассеяния назад определяются главным образом дифракционными эффектами. Когерентные эффекты имеют второстепенное значение. Тем не менее в направлении рассеяния строго назад когерентные эффекты могут приводить к значительным изменениям, которые хорошо заметны на примере поляризационных элементов m_{22} , m_{33} , m_{44} (см.

рис. 3, *в*, *г*, *е*) и, как следствие, на круговом и линейном деполяризационном отношении (см. рис. 5 и 6).

Результаты проведенного нами численного исследования показали, что использование геометрической или физической оптики без учета интерференционных эффектов может приводить к существенным погрешностям в решении в окрестности направления рассеяния назад, что принципиально важно для задач лазерного зондирования атмосферы.

Сопоставление с точным численным методом. Исследование влияния размера частицы

Метод физической оптики является приближенным численным методом. Нижняя граница его применимости находится в диапазоне размеров частиц 20–30 мкм для видимого диапазона рассеянного излучения. Для подтверждения полученных в статье выводов результаты следует верифицировать с использованием точных численных методов, таких, например, как DDA, FDTD, PSDT, DGTD и т.п.

Однако даже для одного из самых эффективных численных методов DDA нужны значительные вычислительные ресурсы, требования к которым экспоненциально возрастают с ростом размера частицы. Используя метод DDA на практике, удастся получить решение задачи рассеяния света на частицах размером до 5–7 мкм, что существенно меньше нижней границы применимости метода физической оптики, которая лежит в диапазоне от 20 мкм и выше.

Для подтверждения данных мы сопоставили результаты численных расчетов методом DDA в диапазоне размеров 2–5 мкм с результатами, полученными методом физической оптики в диапазоне размеров 10–100 мкм (рис. 7, 8, *цв. вставка*). Важно отметить, что результаты, полученные методом физической оптики, для частиц размером 10 мкм (черная линия) носят скорее иллюстративный характер, потому что использование приближения физической оптики ниже границы применимости ведет к существенной погрешности в решении.

Данные, представленные на рис. 7, 8, демонстрируют хорошее согласие результатов, полученных методом физической оптики, с данными, полученными методом DDA, что подтверждает корректность наших выводов. В частности, на рис. 7, *а* видно, что угловой размер и амплитуда когерентного пика в направлении рассеяния назад плавно изменяются при переходе от решения методом DDA к решению методом физической оптики. То же самое наблюдается и для дифракционного пика, представленного на рис. 8, *а*.

Угловая ширина и амплитуда локальных минимумов в поляризационных элементах также хорошо согласуются между собой при переходе от метода DDA к методу физической оптики, что лучше всего видно на рис. 7, *б* и *д*, но при детальном анализе хорошо заметно и во всех остальных поляризационных элементах.

Результаты расчетов позволяют приблизительно оценить угловой размер когерентного пика, а следовательно, и угловые размеры экстремумов в поляризационных элементах матрицы, по известному размеру частицы случайной формы следующим образом:

$$\xi \approx 1,15 \frac{\lambda}{D_{\max}}; \quad (10)$$

для гексагонального столбика

$$\xi \approx 1,21 \frac{\lambda}{D_{\max}}. \quad (11)$$

Таким образом, можно сделать вывод, что использование приближения геометрической оптики в диапазоне углов от 180° до $(180^\circ - 4\xi)$ неправомерно.

Заключение

В нашей предыдущей работе [14] мы показали, что в задаче рассеяния света крупной частицей неправильной формы интенсивность обратного рассеяния содержит когерентный пик, обусловленный интерференцией волн, распространяющихся в обратных направлениях. В настоящей работе мы пришли к выводу, что все поляризационные элементы матрицы рассеяния ведут себя схожим образом, а именно имеют локальные максимумы и минимумы в пределах пика когерентного обратного рассеяния. Эти локальные экстремумы являются результатом интерференции волн, распространяющихся в обратных направлениях. Угловая ширина таких экстремумов практически не зависит от формы частиц, но существенно зависит от размера. В частности, форма частицы изменяет угловую ширину экстремума лишь на 10–15%, тогда как удвоение размера частиц приводит к уменьшению угловой ширины вдвое. Угловая ширина локальных экстремумов равна примерно половине угловой ширины пика когерентного обратного рассеяния.

Основной научный результат, полученный в данной работе, — доказательство того, что наличие локальных экстремумов в поляризационных элементах в окрестности направления рассеяния назад является следствием наличия пика когерентного обратного рассеяния. Угловой размер локальных максимумов напрямую связан с угловым размером когерентного пика и, следовательно, с размером частиц. Показано, что когерентные эффекты в обратном рассеянии существуют также и у частиц с сильным дифракционным пиком, вызванным эффектом уголкового отражения, таких как гексагональные ледяные столбики.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (№ 21-77-10089).

Список литературы

1. Liou K.-N., Yang P. Light scattering by ice crystals. Fundamentals and applications. Cambridge: Cambridge University Press, 2016. 460 p.
2. Tsekeri A., Amiridis V., Louridas A., Georgoussis G., Frendenthaler V., Metallinos S., Doxastakis G., Gastegger J., Siomos N., Paschou P., et al. Polarization lidar for detecting dust orientation: System design and calibration // Atmos. Meas. Tech. 2021. V. 14. P. 7453–7474.
3. Mishchenko M.I., Rosenbush V.K., Kiselev N.N., Lupishko D.F., Tishkovets V.P., Kaydash V.G., Bel'skaya I.N., Efimov Y.S., Shakhovskoy N.M. Polarimetric Remote Sensing of Solar System Objects. Kyiv: Akademperiodika, 2010. 291 p.
4. Mishchenko M.I., Hovenier J.W., Travis L.D. Light Scattering by Nonspherical Particles. San Diego: Academic, 2000. 690 p.
5. Taflov A. Advances in Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. Boston: Artech House, 1998. 735 p.
6. Yurkin M.A., Maltsev V.P., Hoekstra A.G. The discrete dipole approximation for simulation of light scattering by particles much larger than the wavelength // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2007. V. 106. P. 546–557.
7. Zubko E., Shmirko K., Pavlov A., Sun W., Schuster G.L., Hu Y., Stannos S., Omar A., Baize R.R., McCormick M.P., et al. Active remote sensing of atmospheric dust using relationships between their depolarization ratios and reflectivity // Opt. Lett. 2021. V. 46. P. 2352–2355.
8. Zubko E., Weinberger A.J., Zubko N., Shkuratov Yu., Videen G. Umov effect in single-scattering dust particles: Effect of irregular shape // Opt. Lett. 2017. V. 42. P. 1962–1965.
9. Grynk Y., Shkuratov Y., Forstner J. Intensity surge and negative polarization of light from compact irregular particles // Opt. Lett. 2018. V. 43. P. 3562–3565.
10. Grynk Y., Shkuratov Y., Forstner J. Light scattering by irregular particles much larger than the wavelength with wavelength-scale surface roughness // Opt. Lett. 2016. V. 41. P. 3491–3494.
11. Yang P., Liou K.N. Geometric-optics—integral-equation method for light scattering by nonspherical ice crystals // Appl. Opt. 1996. V. 35. P. 6568–6584.
12. Macke A. Scattering of light by polyhedral ice crystals // Appl. Opt. 1993. V. 32. P. 2780–2788.
13. Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Borovoi A.G. Beam-splitting code for light scattering by ice crystal particles within geometric-optics approximation // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2015. V. 164. P. 175–183.
14. Shishko V.A., Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Timofeev D.N., Borovoi A.G. Coherent and incoherent backscattering by a single large particle of irregular shape // Opt. Express. 2019. V. 27. P. 32984–32993.
15. Yang P., Liou K.N. Light scattering by hexagonal ice crystals: Comparison of finite-difference time domain and geometric optics models // J. Opt. Soc. Am. 1995. V. A12. P. 162–176.
16. Masuda K., Ishimoto H., Mano Y. Efficient method of computing a geometric optics integral for light scattering by nonspherical particles // Pap. Meteorol. Geophys. 2012. V. 63. P. 15–19.
17. Muinonen K. Scattering of light by crystals: A modified Kirchhoff approximation // Appl. Opt. 1989. V. 28. P. 3044–3050.
18. Iwasaki S., Okamoto H. Analysis of the enhancement of backscattering by nonspherical particles with flat surfaces // Appl. Opt. 2001. V. 40. P. 6121–6129.
19. Sato K., Okamoto H. Characterization of Z(e) and LDR of nonspherical and inhomogeneous ice particles for 95-GHz cloud radar: Its implication to microphysical retrievals // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. N D22213.

20. Bi L., Yang P., Kattawar G.W., Hu Y., Baum B.A. Scattering and absorption of light by ice particles: Solution by a new physical-geometric optics hybrid method // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2011. V. 112. P. 1492–1508.
21. Baran A.J., Ishimoto H., Sourdeval O., Hesse E., Harlow C. The applicability of physical optics in the millimetre and sub-millimetre spectral region. Part II: Application to a three-component model of ice cloud and its evaluation against the bulk single-scattering properties of various other aggregate models // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2018. V. 206. P. 83–100.
22. Hesse E., Taylor L., Collier C.T., Penttilä A., Nousiainen T., Ulanowski Z. Discussion of a physical optics method and its application to absorbing smooth and slightly rough hexagonal prisms // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2018. V. 218. P. 54–67.
23. Коношонкин А.В., Боровой А.Г., Кустова Н.В., Шишко В.А., Тимофеев Д.Н. Рассеяние света на атмосферных ледяных кристаллах в приближении физической оптики. М.: Физматлит, 2022. 384 с.
24. Kokhanenko G.P., Balin Y.S., Klemasheva M.G., Nasonov S.V., Novoselov M.M., Penner I.E., Samoilova S.V. Scanning Polarization Lidar LOSA-M3: Opportunity for research of crystalline particle orientation in the clouds of upper layers // Atmos. Meas. Tech. 2020. V. 13. P. 1113–1127.
25. Reichardt J., Wandinger U., Klein V., Mattis I., Hilber B., Begbie R. RAMSES: German Meteorological Service autonomous Raman lidar for water vapor, temperature, aerosol, and cloud measurements // Appl. Opt. 2012. V. 51. P. 8111–8131.
26. Mishchenko M.I., Travis L.D., Lacis A.A. Multiple Scattering of Light by Particles: Radiative Transfer and Coherent Backscattering. Cambridge: Cambridge University Press, 2006. 478 p.
27. Mishchenko M.I., Dlugach J.M., Liu L., Rosenbush V.K., Kiselev N.N., Shkuratov Y.G. Direct solutions of the Maxwell equations explain opposition phenomena observed for high-albedo solar system objects // Astrophys. J. Lett. 2009. V. 705. L118–L122.
28. Muinonen K. Coherent backscattering of light by complex random media of spherical scatterers: Numerical solution // Waves Random Media. 2004. V. 14. P. 365–388.
29. Ozrin V.D. Exact solution for coherent backscattering of polarized light from a random medium of Rayleigh scatterers // Waves Random Media. 1992. V. 2. P. 141–164.
30. Penttilä A., Lumme K., Hadamcik E., Levasseur-Regourd A.-C. Statistical analysis of asteroidal and cometary polarization phase curves // Astron. Astrophys. 2005. V. 432. P. 1081–1090.
31. Petrova E.V., Jockers K., Kiselev N.N. Light scattering by aggregates with sizes comparable to the wavelength: An application to cometary dust // Icarus. 2000. V. 148. P. 526–536.
32. Petrova E.V., Tishkovets V.P., Jockers K. Polarization of light scattered by Solar system bodies and the aggregate model of dust particles // Sol. Syst. Res. 2004. V. 38. P. 354–371.
33. Rosenbush V.K. The phase-angle and longitude dependence of polarization for Callisto // Icarus. 2002. V. 159. P. 145–155.
34. Shkuratov Yu., Ovcharenko A., Zubko E., Volten H., Muñoz O., Videen G. The negative polarization of light scattered from particulate surfaces and of independently scattering particles // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2004. V. 88. P. 267–284.
35. Shkuratov Yu., Bondarenko S., Kaydash V., Videen G., Muñoz O., Volten H. Photometry and polarimetry of particulate surfaces and aerosol particles over a wide range of phase angles // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2007. V. 106. P. 487–508.
36. Wang Z., Cui S., Zhang Z., Yang J., Gao H., Zhang F. Theoretical extension of universal forward and backward Monte Carlo radiative transfer modeling for passive and active polarization observation simulations // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2019. V. 235. P. 81–94.
37. Shkuratov Y.G., Muinonen K., Bowell E., Lumme K., Peltoniemi J.I., Kreslavsky M.A., Stankevich D.G., Tishkovets V.P., Opanasenko N.V., Melkumova L.Y. A critical review of theoretical models of negatively polarized light scattered by atmosphere less solar system bodies // Earth Moon Planets. 1994. V. 65. P. 201–246.
38. Mishchenko M.I., Luck J.-M., Nieuwenhuizen T.M. Full angular profile of the coherent polarization opposition effect // J. Opt. Soc. Am. A. 2000. V. 17. P. 888–891.
39. Videen G., Muinonen K., Lumme K. Coherence, power laws, and the negative polarization surge // Appl. Opt. 2003. V. 42. P. 3647–3652.
40. Zhou C., Yang P. Backscattering peak of ice cloud particles // Opt. Express. 2015. V. 23. P. 11995–12003.
41. Mishchenko M.I., Travis L.D., Hovenier J.W. Special issue on light scattering by nonspherical particles // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1999. V. 61.
42. Bohren C.F., Huffman D.R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. New York: Wiley, 1983. 530 p.
43. Zubko E., Muinonen K., Shkuratov Y., Hadamcik E., Levasseur-Regourd A.-C., Videen G. Evaluating the carbon depletion found by the Stardust mission in Comet 81P/Wild 2 // Astron. Astrophys. 2012. V. 544. P. L8.
44. Shkuratov Y., Opanasenko N., Zubko E., Grynkó Y., Korokhin V., Pieters C., Videen G., Mall U., Opanasenko A. Multispectral polarimetry as a tool to investigate texture and chemistry of lunar regolith particles // Icarus. 2007. V. 187, N 2. P. 406–416.
45. Lyot B. Recherches sur la polarisation de la lumière des planètes et de quelques substances terrestres. Orléans: H. Tessier, 1929. 161 p.
46. Dollfus A., Bowell E. Polarimetric properties of the lunar surface and its interpretation. Part I. Telescopic observations // Astron. Astrophys. 1971. V. 10. P. 29.
47. Ice cloud bulk scattering models. URL: https://www.ssec.wisc.edu/ice_models/ (last access: 8.09.2022).
48. Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N. The physics-optics approximation and its application to light backscattering by hexagonal ice crystals // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2014. V. 146. P. 181–189.
49. Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Borovoi A.G., Grynkó Y., Förstner J. Light scattering by ice crystals of cirrus clouds: Comparison of the physical optics methods // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2016. V. 182. P. 12–23.
50. Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Боровой А.Г. Алгоритм трассировки пучков для задачи рассеяния света на атмосферных ледяных кристаллах. Часть 1. Теоретические основы алгоритма // Оптика атмосф. и океана. 2015. Т. 28, № 4. С. 324–330; Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Borovoi A.G. Beam splitting algorithm for the problem of light scattering by atmospheric ice crystals. Part 1. Theoretical foundations of the algorithm // Atmos. Ocean. Opt. 2015. V. 28, N 5. P. 441–447.
51. Mitchell D.L. A model predicting the evolution of ice particle size spectra and radiative properties of cirrus clouds. Part 1. Microphysics // J. Atmos. Sci. 1994. V. 51. P. 797–816.
52. Тимофеев Д.Н., Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Шишко В.А., Боровой А.Г. Оценка влияния поглощения

- на рассеяние света на атмосферных ледяных частицах для длин волн, характерных для задач лазерного зондирования атмосферы // Оптика атмосф. и океана. 2019. Т. 32, № 5. С. 381–385; *Timofeev D.N., Konoshonkin A.V., Kustova N.V., Shishko V.A., Borovoi A.G.* Estimation of the absorption effect on light scattering by atmospheric ice crystals for wavelengths typical for problems of laser sounding of the atmosphere // Atmos. Ocean. Opt. 2019. V. 32, N 5. P. 564–568.
53. *Yang P., Baum B.A., Heymsfield A.J., Hu Y.X., Huang H.-L., Tsay S.-C., Ackerman S.* Single-scattering properties of droxtals // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2003. V. 79–80. P. 1159–1169.
 54. *Um J., McFarquhar G.M.* Single-scattering properties of aggregates of bullet rosettes in cirrus // J. Appl. Meteorol. Clim. 2007. V. 46. P. 757–775.
 55. *Borovoi A., Kustova N., Konoshonkin A.* Interference phenomena at backscattering by ice crystals of cirrus clouds // Opt. Exp. 2015. V. 23. P. 24557–24571.
 56. *Yurkin M.A., Hoekstra A.G.* The discrete-dipole-approximation code ADDA: Capabilities and known limitations // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2011. V. 112. P. 2234–2247.

A.V. Konoshonkin, N.V. Kustova, V.A. Shishko, D.N. Timofeev, N. Kan, I.V. Tkachev, K.S. Salnikov, A.G. Borovoi. **Polarization properties of the coherent backscattering enhancement for large nonspherical particles with random orientation.**

The polarization elements of the light scattering matrix in the vicinity of the backscattering direction of a perfect hexagonal column and a particle of a random convex polyhedral shape are studied within the physical optics approximation. The study was carried out for particles with a size of 10–100 microns for a wavelength of 0.532 microns. It is shown that, within the vicinity of the coherent backscattering peak, the polarization elements of the matrix have significant local extrema. At the same time, their angular width practically does not depend on the shape of the particle, but significantly depends on the size. The results are of interest for the interpretation of lidar measurements in cirrus clouds.

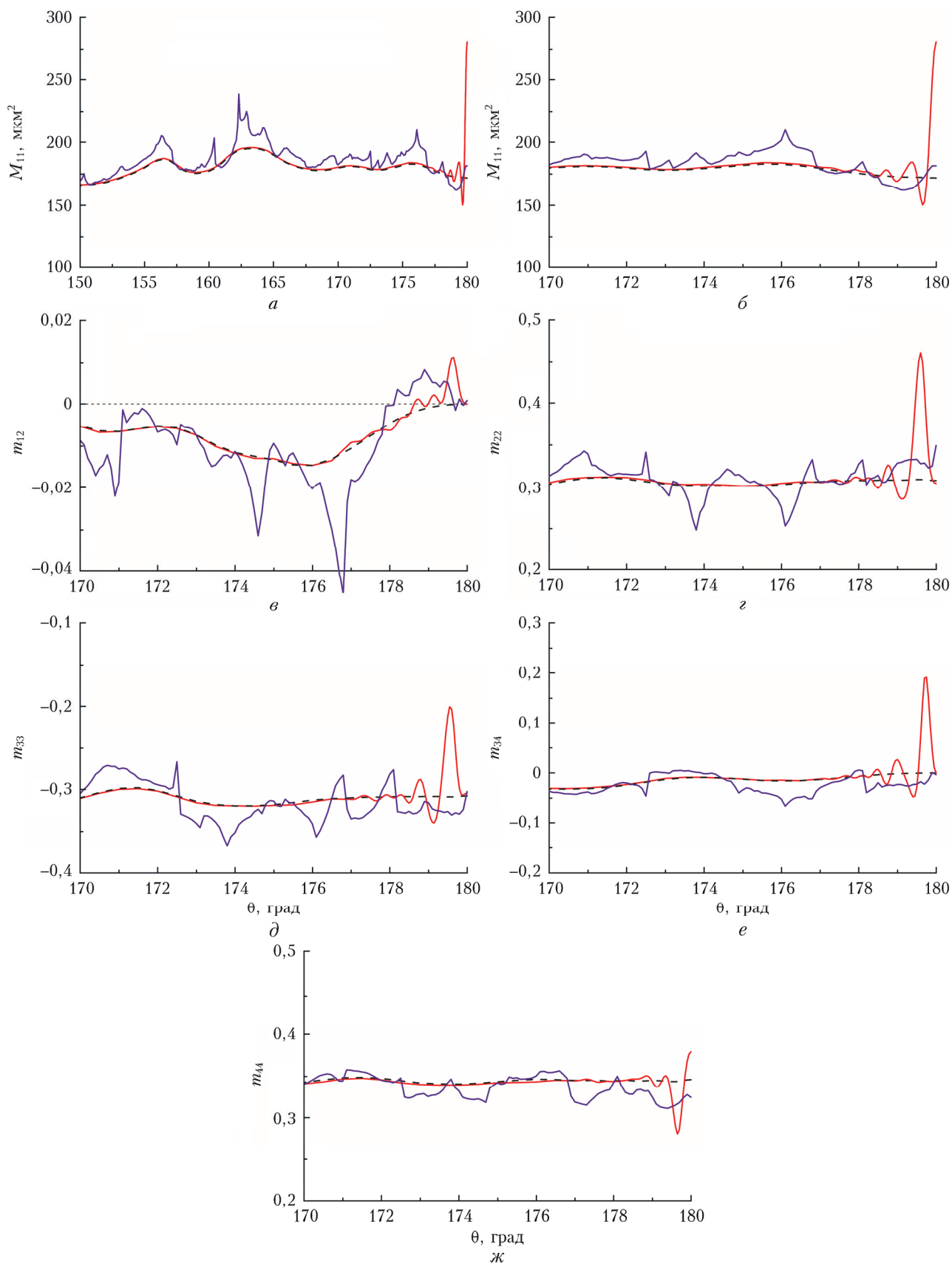


Рис. 2. Элементы матрицы рассеяния света в окрестности направления рассеяния назад для частицы случайной формы, рассчитанные в рамках приближения геометрической (синяя линия), физической (красная) и физической оптики без учета когерентных эффектов (черная пунктирная линия); $D_{\max} = 100$ мкм

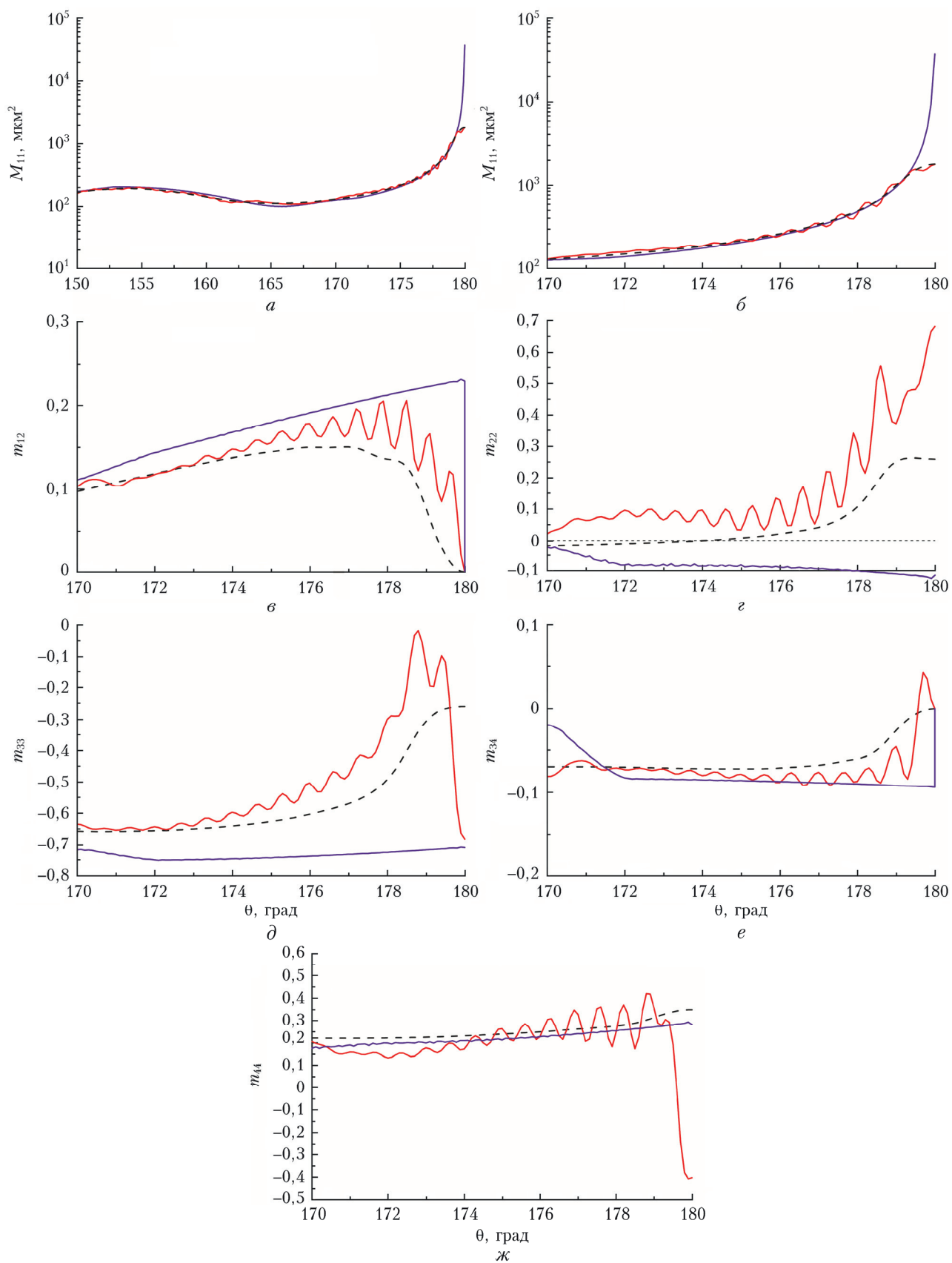


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для гексагонального ледяного столбика

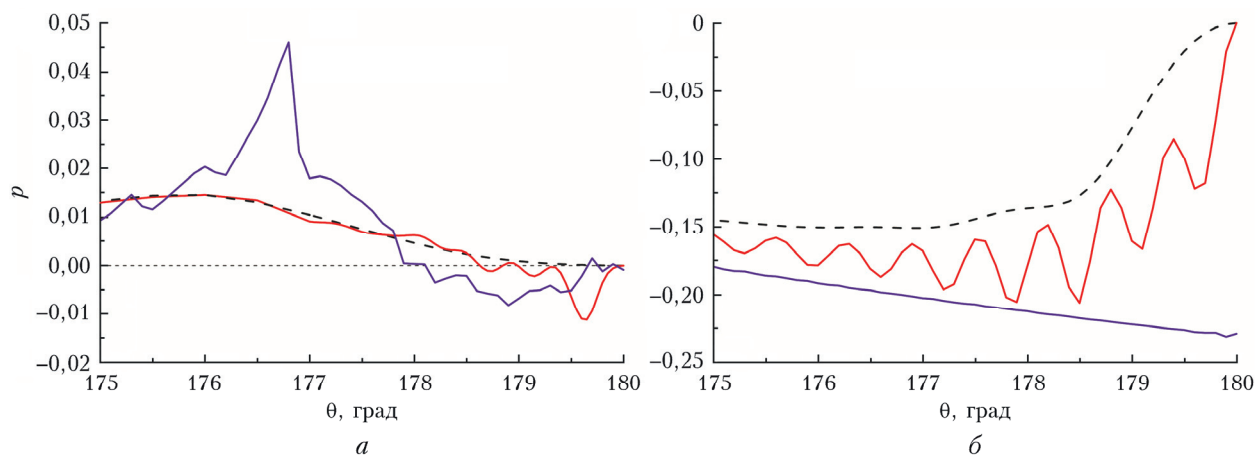


Рис. 4. Степень поляризации в окрестности направления рассеяния назад для частицы случайной формы (а) и гексагонального ледяного столбика (б). Обозначение кривых см. на рис. 2

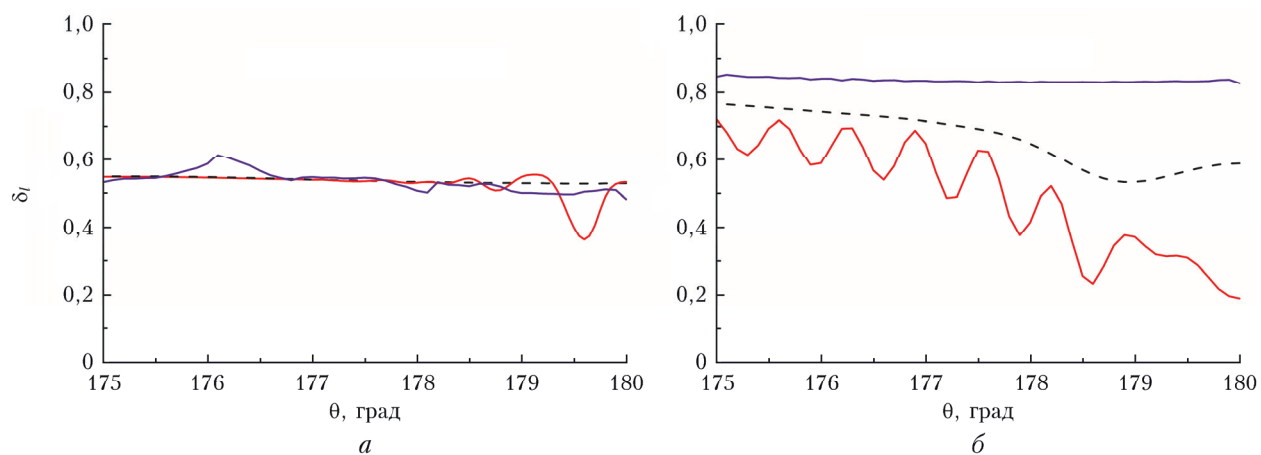


Рис. 5. Линейное деполаризационное отношение в окрестности направления рассеяния назад для частицы случайной формы (а) и гексагонального ледяного столбика (б). Обозначение кривых см. на рис. 2

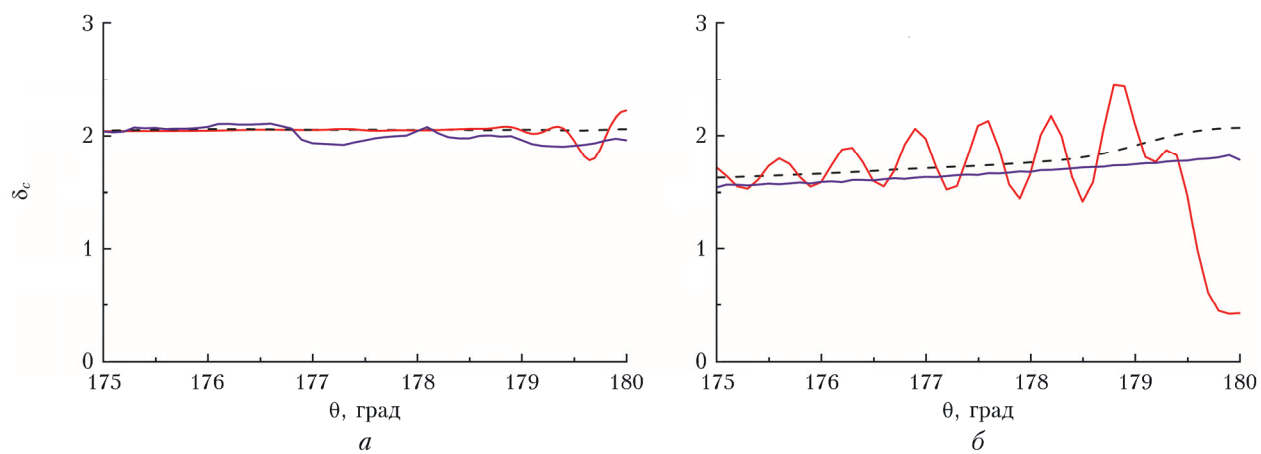


Рис. 6. Круговое деполаризационное отношение в окрестности направления рассеяния назад для частицы случайной формы (а) и гексагонального ледяного столбика (б). Обозначение кривых см. на рис. 2

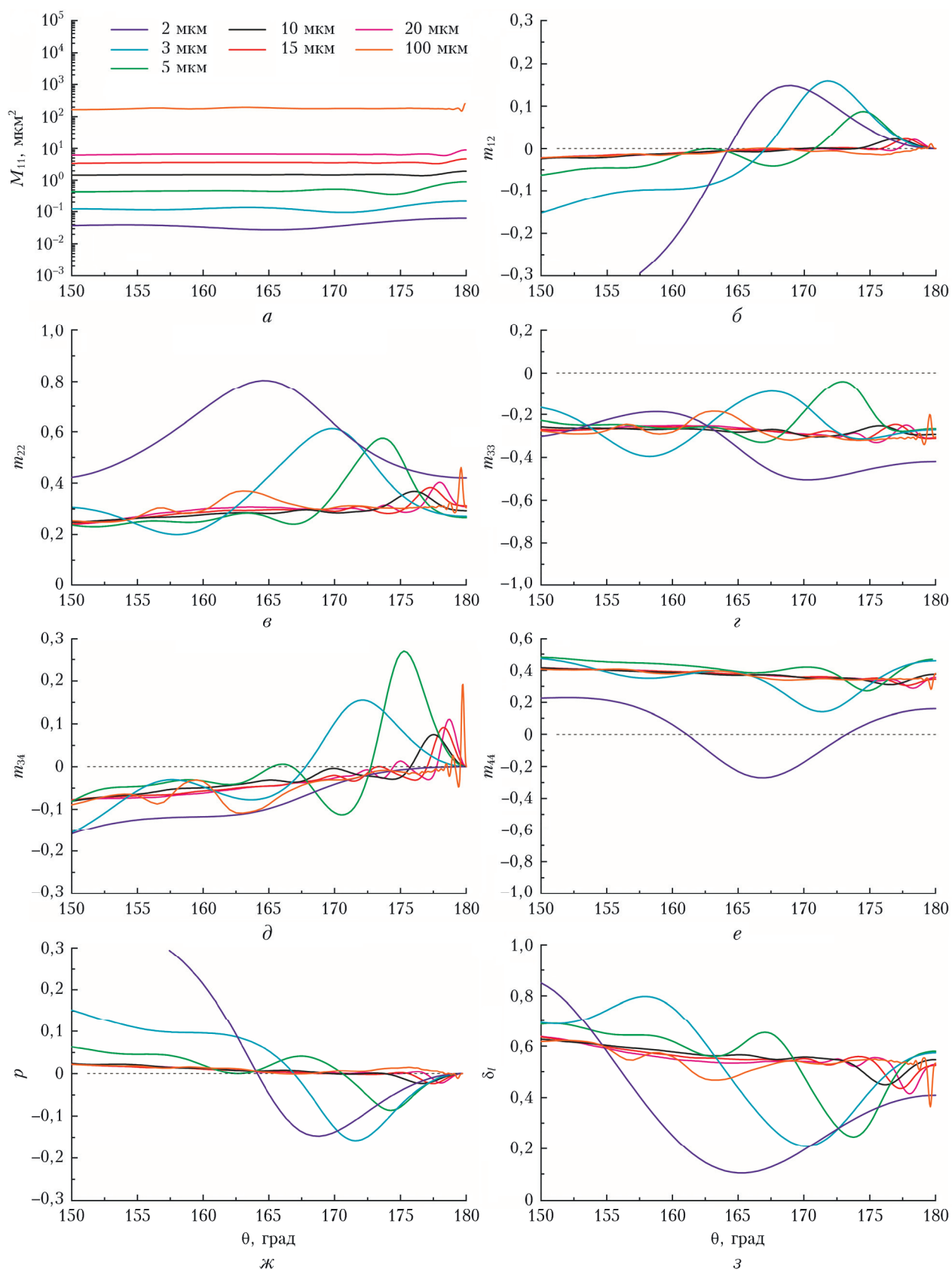


Рис. 7. Элементы матрицы рассеяния света, а также степень поляризации и линейное деполаризационное отношение в окрестности направления рассеяния назад для частицы случайной формы, рассчитанные в рамках приближения физической оптики (размеры: 10, 15, 20, 50 и 100 мкм) и методом DDA (размеры: 2,3 и 5 мкм)

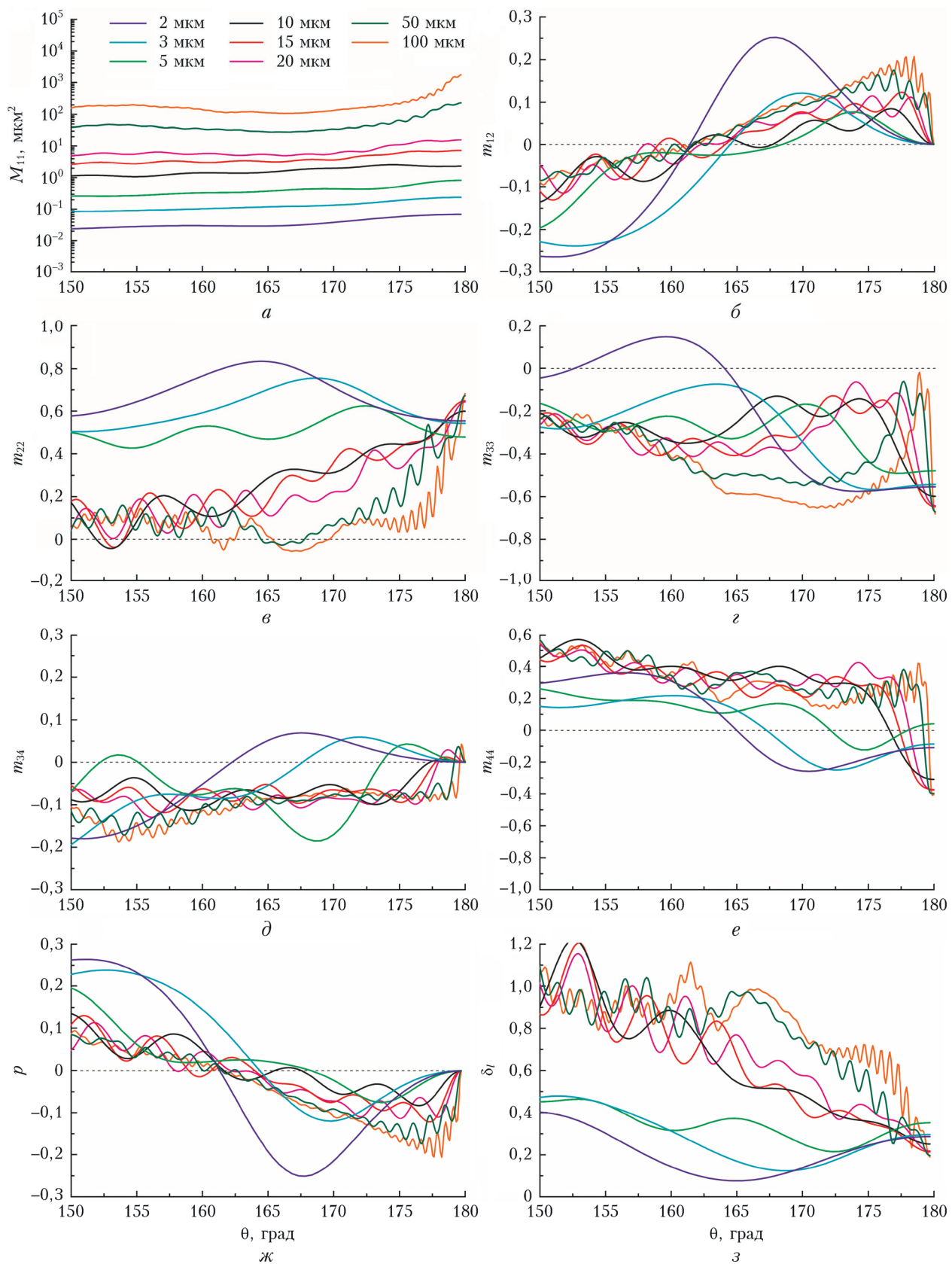


Рис. 8. То же, что и на рис. 7, для гексагонального ледяного столбика