

К оценке оптических свойств «мягких» радиально-неоднородных эллипсоидальных частиц

Л.Е. Парамонов*

Институт океанологии им. П.П. Ширшова, Южное отделение
353467, г. Геленджик, ул. Просторная, 1г

Поступила в редакцию 18.03.2017 г.

Приближения Рэля–Ганса–Дебая и аномальной дифракции используются для формулировки необходимых и достаточных условий оптической эквивалентности хаотически ориентированных радиально-неоднородных оптически «мягких» эллипсоидальных частиц и полидисперсных радиально-неоднородных сферических частиц. Следствия оптической эквивалентности используются как основа оптической классификации изотропных ансамблей «мягких» эллипсоидальных частиц. Корректность классификации иллюстрируется расчетами с использованием метода Т-матриц и теории Ми.

Ключевые слова: радиально-неоднородная эллипсоидальная частица; radially inhomogeneous ellipsoidal particle.

Введение

В оптике рассеивающих сред количественные соотношения между оптическими характеристиками и причинно-следственными факторами (размером, формой, внутренней структурой частиц) играют важную роль в развитии оптических приложений в оптике атмосферы и океана [1, 2].

Цель настоящей статьи – сформулировать необходимые и достаточные условия оптической эквивалентности (равенства оптических характеристик) изотропных ансамблей оптически «мягких» неоднородных эллипсоидальных и радиально-неоднородных сферических частиц в приближениях аномальной дифракции (АД) и Рэля–Ганса–Дебая (РГД) [3]. Под изотропным ансамблем частиц понимается ансамбль, оптические свойства которого не зависят от направления падающего излучения, т.е. состоящий из хаотически ориентированных эллипсоидальных частиц.

Пусть a, b, c – полуоси эллипсоидальной частицы ($a \leq b \leq c$) и α, β, γ – углы Эйлера вращения лабораторной (неподвижной) системы координат относительно физической системы координат, связанной с частицей, оси координат которой совпадают с осями эллипсоидальной частицы. В приближении РГД хаотически ориентированные однородные эллипсоидальные частицы оптически эквивалентны полидисперсным однородным сферическим частицам [4]:

$$\langle F(a, b, c) \rangle = \frac{a^2 b^2 c^2}{4\pi} \int_0^\pi d\beta \sin\beta \int_0^{2\pi} d\gamma \frac{F(r)}{r^6},$$

$$r^2 = a^2 \cos^2 \gamma \sin^2 \beta + b^2 \sin^2 \gamma \sin^2 \beta + c^2 \cos^2 \beta, \quad (1)$$

и полидисперсным хаотически ориентированным сфероидальным частицам

$$\langle F(a, b, c) \rangle = \frac{a^2 b^2}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\gamma \frac{\langle F(\hat{a}, \hat{a}, c) \rangle}{\hat{a}^4},$$

$$\hat{a}^2 = a^2 \cos^2 \gamma + b^2 \sin^2 \gamma \quad (2)$$

($\langle F(a, b, c) \rangle, \langle F(\hat{a}, \hat{a}, c) \rangle$ и $F(r)$ – усредненные по ансамблю оптические характеристики эллипсоидальных, сфероидальных и сферических частиц соответственно).

Значения функции плотности распределения полидисперсных сферических частиц с точностью до множителя являются полными эллиптическими интегралами Лежандра 1-го рода; функция плотности имеет интегрируемую особенность в точке $r = b$; диапазон изменения размеров частиц $a \leq r \leq c$ [4]. Определенные неудобства, связанные с интегрированием функции с особенностями и увеличением числа точек при численном интегрировании в окрестности особой точки, делают использование формулы (1) предпочтительным.

Формулы

$$\langle F(a, b, c) \rangle = \langle F(b, c, a) \rangle = \langle F(c, a, b) \rangle,$$

$$\langle F(a, a, c) \rangle = \langle F(a, c, a) \rangle = \frac{a^2 c^2}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\gamma \frac{\langle F(\hat{a}, \hat{a}, a) \rangle}{\hat{a}^4},$$

$$\hat{a}^2 = a^2 \cos^2 \gamma + c^2 \sin^2 \gamma$$

и соотношение (2) доказывают существование не счетного множества изотропных ансамблей сфероидальных частиц с одинаковыми оптическими свойствами.

* Леонид Евгеньевич Парамонов (lparamonov@yandex.ru).

Отметим, что и в приближении АД эквивалентные ансамбли частиц также имеют равные сечения ослабления, рассеяния и поглощения [4].

Ниже эти результаты обобщаются на случай радиально-неоднородных эллипсоидальных частиц.

Приближение Рэлея–Ганса–Дебая. Неоднородные частицы

В приближении РГД в дальней зоне в случае плоской падающей волны ($\mathbf{E}^{\text{inc}}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0^{\text{inc}} e^{ik\mathbf{n}_i \mathbf{r}}$) рассеянная частицей сферическая волна и амплитудная матрица рассеяния имеют вид [3]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{\text{sca}}(\mathbf{r}) &= \frac{e^{ikr}}{r} \mathbf{S}(\mathbf{n}_s, \mathbf{n}_i) \mathbf{E}_0^{\text{inc}}, \\ S_{11} &= \cos\theta \frac{k^2}{4\pi} V f(\mathbf{n}_s, \mathbf{n}_i), \quad S_{12} = 0, \\ S_{21} &= 0, \quad S_{22} = \frac{k^2}{4\pi} V f(\mathbf{n}_s, \mathbf{n}_i), \\ Vf(\mathbf{n}_s, \mathbf{n}_i) &= \int_V d^3\mathbf{r} [m_r^2(\mathbf{r}) - m_{r0}^2] e^{i\mathbf{k}_s \mathbf{r}}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\mathbf{n}_i, \mathbf{n}_s$ — единичные векторы направлений распространения падающего и рассеянного излучений соответственно; k — волновое число окружающей среды; $\mathbf{k}_s = k(\mathbf{n}_i - \mathbf{n}_s)$, $m_r(\mathbf{r})$, m_{r0} — показатели преломления рассеивающего объекта и окружающей среды соответственно; показатель преломления окружающей среды m_{r0} полагаем равным 1; V — объем частицы; θ — угол рассеяния; $(\mathbf{n}_i \cdot \mathbf{n}_s) = \cos\theta$; f — фактор внутренней интерференции [5], зависящий от направлений распространения падающего и рассеянного излучений, показателя преломления $m_r(\mathbf{r})$, объема, формы и ориентации частицы.

Из [4, 5] известно, что для произвольно ориентированной однородной эллипсоидальной частицы при заданной геометрии рассеяния существует однородная сферическая частица, имеющая равный с эллипсоидальной частицей фактор внутренней интерференции. Следствием в том числе и этого свойства является оптическая эквивалентность (1), (2).

Пусть $\mathbf{V}_n \subset \mathbf{R}^3$ ($n = 1, 2, 3, \dots, m$) — замкнутые и ограниченные множества точек, которые отождествляются с множеством однородных частиц. Для m -слойной частицы имеют место соотношения $O_1 \in \mathbf{V}_m \subset \mathbf{V}_{m-1} \subset \dots \subset \mathbf{V}_2 \subset \mathbf{V}_1 = \mathbf{V}$, где O_1 — начало координат. В этом случае интеграл (3) после тождественных преобразований принимает вид

$$Vf(\mathbf{n}_s, \mathbf{n}_i) = V_1 f_1(\mathbf{n}_s, \mathbf{n}_i) + V_2 f_2(\mathbf{n}_s, \mathbf{n}_i) + \dots + V_m f_m(\mathbf{n}_s, \mathbf{n}_i). \quad (4)$$

Здесь $f_n(\mathbf{n}_s, \mathbf{n}_i)$ — фактор внутренней интерференции n -й частицы объемом V_n с показателем преломления m_n и показателем преломления окружающей среды $m_{r(n-1)}$. Для многослойной частицы $Vf(\mathbf{n}_s, \mathbf{n}_i)$ (4) является согласованной линейной комбинацией факторов внутренней интерференции частиц $f_n(\mathbf{n}_s, \mathbf{n}_i)$, а множители V_n — объемами соответствующих частиц.

Необходимым условием оптической эквивалентности (1) является согласованное преобразование фактора внутренней интерференции эллипсоидальной частицы при изменении ориентации таким образом, чтобы выражение (4) с точностью до множителя было фактором внутренней интерференции радиально-неоднородной сферической частицы.

Простейший пример несогласованного преобразования факторов внутренней интерференции неоднородной частицы при изменении ориентации — это двухслойная эллипсоидальная частица с concentрическим сферическим ядром. Следовательно, для таких частиц не существует оптически эквивалентного ансамбля полидисперсных двухслойных сферических частиц.

Ранее в [6] было сформулировано достаточное условие оптической эквивалентности (1), (2) радиально-неоднородных хаотически ориентированных эллипсоидальных частиц и полидисперсных радиально-неоднородных сферических частиц. С учетом вышеприведенного условия согласованного преобразования фактора внутренней интерференции достаточное условие оптической эквивалентности (1), (2) является и необходимым.

Для оптической эквивалентности (1), (2) неоднородных хаотически ориентированных эллипсоидальных частиц и полидисперсных радиально-неоднородных сферических частиц необходимо и достаточно, чтобы поверхности уровня показателя преломления $m_r(\tau)$ были эллипсоидами с полуосями $a\tau$, $b\tau$, $c\tau$, сфероидами с полуосями $\hat{a}\tau$, $\hat{a}\tau$, $c\tau$ и сферами радиуса $r\tau$ ($0 \leq \tau \leq 1$) для эллипсоидальных, сфероидальных и сферических частиц соответственно.

Приближение аномальной дифракции. Факторы эффективности

Покажем, что и в приближении АД при выполнении достаточных условий оптическая эквивалентность (1), (2) имеет место для сечений ослабления C_{ext} , рассеяния C_{sca} и поглощения C_{abs} .

Факторы эффективности ослабления, поглощения и рассеяния одиночной частицы соответственно имеют вид [7]:

$$\begin{aligned} Q_{\text{ext}} &= \frac{C_{\text{ext}}}{G} = \frac{2}{G} \text{Re} \iint_G (1 - e^{i\sigma}) dG, \\ Q_{\text{abs}} &= \frac{C_{\text{abs}}}{G} = \frac{1}{G} \iint_G (1 - e^{2\text{Re}(i\sigma)}) dG, \\ Q_{\text{sca}} &= \frac{C_{\text{sca}}}{G} = Q_{\text{ext}} - Q_{\text{abs}}. \end{aligned} \quad (5)$$

(G — это и площадь проекции частицы на плоскость, ортогональную направлению падающего излучения, и область интегрирования; σ — фазовый сдвиг луча, прошедшего через частицу).

Пусть направление падающего излучения совпадает с осью Z . Обозначим через $l = l(x, y)$ длину

отрезка луча, прошедшего через частицу и точку $(x, y) \in G$. Центр частицы совпадает с началом координат. Опуская выкладки, приведем без доказательства два утверждения.

Утверждение 1. Пусть ориентированные однородные эллипсоидальные частицы имеют а) одинаковые проекции на плоскость XY , б) равные длины отрезков лучей $l = l(0, 0)$, прошедших через частицы. Тогда для этих частиц тождественно равны длины $l = l(x, y)$ отрезков лучей, прошедших через частицы, их соответствующие фазовые сдвиги $\sigma(x, y) = k(m_r - 1)l(x, y)$, а также функции под знаком интегралов (4). Следовательно, эти частицы имеют равные сечения и факторы эффективности ослабления, рассеяния и поглощения.

Учитывая, что сечения и факторы эффективности светорассеяния ориентированных однородных эллипсоидальных частиц не зависят от угла α , для любой ориентированной эллипсоидальной частицы найдется сфероидальная частица, оси которой совпадают с осями координат и которая имеет равные с исходной частицей сечения и факторы эффективности светорассеяния.

Утверждение 2. Пусть однородная сфероидальная частица, оси которой совпадают с осями координат и X (ось вращения), и однородная сферическая частица имеют равные длины отрезков лучей $l = l(0, 0)$, прошедших через частицы. Тогда последние имеют равные факторы эффективности светорассеяния.

Отличительной особенностью результатов *утверждения 1* от известных результатов является доказательство локальных свойств лучей, прошедших через частицу, а именно тождественное равенство $l = l(x, y)$ в условиях *утверждения 1*. Это свойство позволяет обобщить результаты *утверждений* на случай радиально-неоднородных эллипсоидальных частиц и доказать оптическую эквивалентность (1), (2) при выполнении вышеизложенных достаточных условий.

Оптическая классификация изотропных ансамблей радиально-неоднородных эллипсоидальных частиц

Пусть $S(\tau)$ – площадь замкнутой поверхности уровня показателя преломления $m_r(\tau)$, а $V(\tau)$ – объем тела, ограниченного этой поверхностью. Оптически эквивалентные ансамбли частиц имеют равные усредненные по ансамблю $\langle S(\tau) \rangle$, $\langle V(\tau) \rangle$, $\langle V^2(\tau) \rangle$, $0 \leq \tau \leq 1$. Это следствие основание для оптической классификации взвесей неоднородных эллипсоидальных частиц. Класс эквивалентности определяется как несчетное множество изотропных ансамблей эллипсоидальных частиц с одинаковыми параметрами $\langle S(\tau) \rangle$, $\langle V(\tau) \rangle$, $\langle V^2(\tau) \rangle$, $0 \leq \tau \leq 1$. Для частиц выпуклой формы имеет место соотношение $\langle G(\tau) \rangle = \langle S(\tau) \rangle / 4$ [8].

В качестве представителя класса определим полидисперсные радиально-неоднородные сферические частицы со степенным распределением

$$f(r) = \begin{cases} Kr^{-5}, & r_{\min} \leq r \leq r_{\max}; \\ 0, & r \notin [r_{\min}, r_{\max}], \end{cases} \quad (6)$$

поверхности уровня показателя преломления частиц $m_r(\tau)$ – сферы радиуса $r\tau$ ($0 < \tau \leq 1$). Для нахождения параметров распределения K , r_{\min} , r_{\max} приравняем моменты распределения:

$$\begin{cases} K\pi \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^{-3} dr = \langle G \rangle, \\ K \frac{4\pi}{3} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^{-2} dr = \langle V \rangle, \\ K \frac{16\pi^2}{9} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r dr = \langle V^2 \rangle. \end{cases}$$

Эта система имеет решение в явном виде, после интегрирования разделим третье уравнение на первое и второе соответственно, чтобы исключить K , в результате получим, что r_{\min} , r_{\max} – корни квадратного уравнения

$$r^2 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\langle G \rangle \langle V^2 \rangle}}{\langle V \rangle} r + \frac{3}{4} \frac{\sqrt{\langle V^2 \rangle}}{\pi \langle G \rangle} = 0,$$

а K может быть найдено, например, из первого уравнения системы.

Для монодисперсных хаотически ориентированных эллипсоидальных частиц параметры распределения (6) также могут быть получены в явном виде, если использовать приближение для площади поверхности эллипсоидальной частицы с полуосями a , b , c :

$$S(1) \approx 4\pi \left(\frac{a^p b^p + a^p c^p + b^p c^p}{3} \right)^{1/p}, \quad p = 1,6075.$$

Относительная погрешность этой формулы не превышает 1% при отношении размеров максимальной и минимальной полуосей менее 10^3 .

Результаты расчетов

Выберем шесть изотропных ансамблей частиц, принадлежащих одному классу эквивалентности: 1 – монодисперсные хаотически ориентированные эллипсоидальные частицы; 2–4 – три различных ансамбля (циклическая перестановка в последовательности (a, b, c) в (2)) полидисперсных хаотически ориентированных вытянутых (a, b, c) , сжатых (b, c, a) , вытянутых и сжатых (c, a, b) сфероидальных частиц соответственно; 5, 6 – полидисперсные сферические частицы с распределениями (1) и (6) соответственно.

В численных расчетах используем аналитические алгоритмы ориентационного усреднения [9, 10]

для элементов матрицы рассеяния $\langle Z(\theta) \rangle$ и нормированной матрицы рассеяния

$$\langle \mathbf{F}(\theta) \rangle = 4\pi \langle \mathbf{Z}(\theta) \rangle / \langle C_{sca} \rangle,$$

$$\langle C_{sca} \rangle = \int_{4\pi} \langle Z_{11}(\theta) \rangle d\Omega.$$

Фактор эффективности обратного рассеяния определим следующим образом:

$$\langle Q_{back} \rangle = \frac{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\pi/2}^{\pi} \sin\theta d\theta \langle Z_{11}(\theta) \rangle}{\langle G \rangle}.$$

Корректность оптической классификации иллюстрируется расчетами с помощью метода Т-матриц и теории Ми индикатрисы рассеяния $\langle F_{11}(\theta) \rangle$, факторов эффективности ослабления $\langle Q_{ext} \rangle$, рассеяния $\langle Q_{sca} \rangle$, поглощения $\langle Q_{abs} \rangle$, обратного рассеяния $\langle Q_{back} \rangle$ и параметра асимметрии $\langle \cos\theta \rangle$ индикатрисы рассеяния для изотропных ансамблей трехслойных сфероидальных (рис. 1, табл. 1), однородных эллипсоидальных (рис. 2) и радиально-неоднородных сферических частиц (рис. 3, табл. 2).

Таблица 1

Факторы эффективности и параметр асимметрии индикатрисы рассеяния для эквивалентных изотропных ансамблей трехслойных сфероидальных (2–4) и сферических частиц (5, 6)

Фактор эффективности	2	3	4	5	6
$\langle Q_{ext} \rangle$	3,1027	3,1029	3,1026	3,1025	3,1026
$\langle Q_{sca} \rangle$	3,0062	3,0063	3,0060	3,0059	3,0061
$\langle Q_{abs} \rangle$	0,0965	0,0965	0,0965	0,0965	0,0965
$\langle Q_{back} \rangle \cdot 10^3$	1,0900	1,0710	1,0980	1,1160	1,1170
$\langle \cos\theta \rangle$	0,9919	0,9919	0,9919	0,9919	0,9919

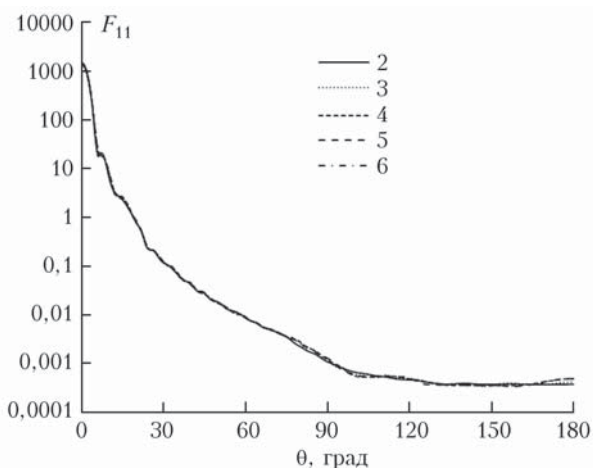


Рис. 1. Угловая зависимость индикатрисы рассеяния $\langle F_{11}(\theta) \rangle$ для трехслойных частиц (2–6) с $ka_1 = 30$, $kb_1 = 40$, $kc_1 = 50$; $ka_2 = 15$, $kb_2 = 20$, $kc_2 = 25$; $ka_3 = 6$, $kb_3 = 8$, $kc_3 = 10$ и показателями преломления $m_{r1} = 1,05$, $m_{r2} = 1,02 + i \cdot 0,01$, $m_{r3} = 1,10$

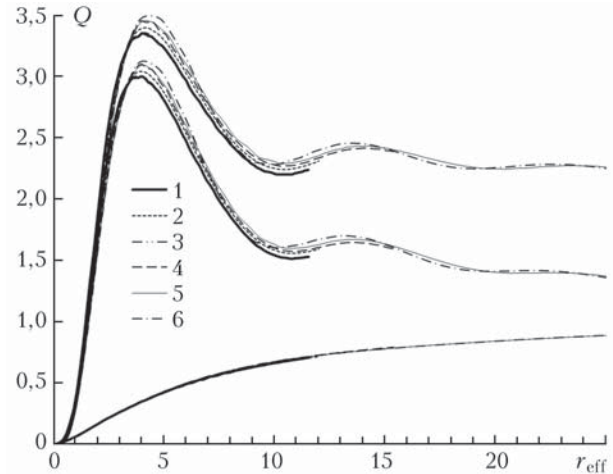


Рис. 2. Факторы эффективности $\langle Q_{ext} \rangle$, $\langle Q_{sca} \rangle$ и $\langle Q_{abs} \rangle$ в зависимости от дифракционного параметра $r_{eff} = 0,75k(V) / \langle G \rangle$, рассчитанные с помощью метода Т-матриц и теории Лоренца–Ми для эквивалентных изотропных ансамблей эллипсоидальных частиц (1–6) с относительным показателем преломления $1,5 + i \cdot 0,02$ и соотношением полуосей $a : b : c = 1 : 2 : 3$

Для многослойных сфероидальных частиц и радиально-неоднородных сферических частиц мы используем рекурсивные алгоритмы метода Т-матриц [11] и теории Ми [12].

Приложение оптической классификации не ограничивается оптически «мягкими» частицами, результаты могут быть использованы при оценке оптических свойств аэрозолей. Рассмотрим факторы эффективности ослабления, рассеяния и поглощения. Вариации факторов эффективности в пределах одного класса эквивалентности изотропных ансамблей частиц, представленных на рис. 2, не превышают 9%. Этот результат является следствием оптической эквивалентности (1), (2) в приближении аномальной дифракции [3].

Таким образом, при оценке сечений ослабления, рассеяния и поглощения хаотически ориентированных радиально-неоднородных эллипсоидальных частиц могут быть использованы соответствующие сечения полидисперсных радиально-неоднородных сферических частиц в широком диапазоне изменения показателя преломления.

Настоящее исследование и результаты [13, 14] дают основания полагать, что оптическая классификация изотропных ансамблей частиц с показателем преломления, соответствующим аэрозольным частицам, также возможна, но с одним ограничением — класс эквивалентности содержит частицы одной формы. Эти условия оптической классификации в нашей статье формулируются как гипотеза. При ее проверке мы ограничимся расчетами элементов матрицы рассеяния для радиально-неоднородных сферических частиц.

Угловая зависимость индикатрисы рассеяния и степень поляризации рассеянного излучения для эквивалентных ансамблей радиально-неоднородных

сферических частиц с показателем преломления, соответствующим обводненным аэрозольным частицам минерального происхождения, представлена на рис. 3. Рассчитанные значения для радиально-неоднородных сферических частиц (5, 6) приведены в табл. 2.

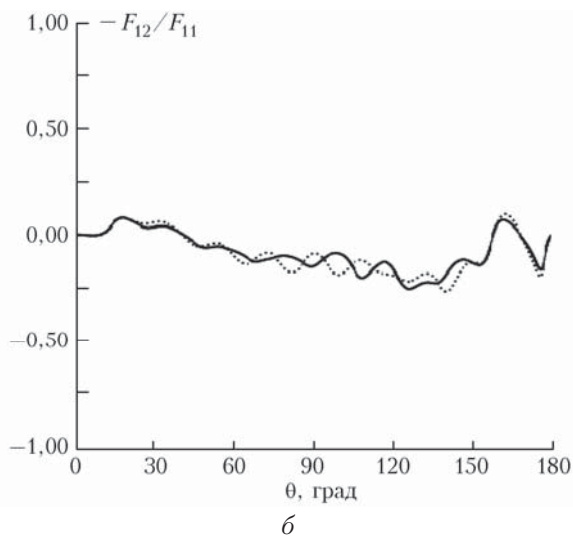
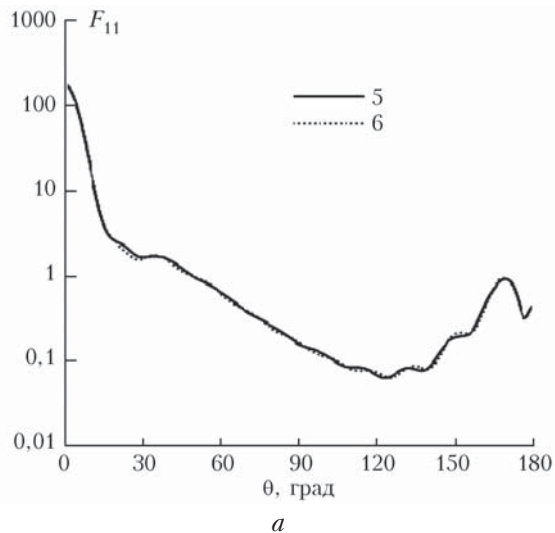


Рис. 3. Угловая зависимость индикатрисы рассеяния $\langle F_{11}(\theta) \rangle$ и степени линейной поляризации $-\langle F_{12}(\theta) \rangle / \langle F_{11}(\theta) \rangle$ для полидисперсных радиально-неоднородных сферических частиц с параметрами $ka = 10$, $kb = 20$, $kc = 30$ (кривая 5, распределение (1)); $K = 99120,8$, $r_{\min} = 10,515$, $r_{\max} = 28,930$ (кривая 6, распределение (6)) и профилем относительного показателя преломления $m_r(\tau) = 1,5 + i \cdot 0,02 - \tau \cdot 0,17$ ($0 < \tau \leq 1$)

Т а б л и ц а 2

Факторы эффективности и параметр асимметрии индикатрисы рассеяния $\langle F_{11}(\theta) \rangle$ для ансамблей сферических частиц

Вид распределения	$\langle Q_{\text{ext}} \rangle$	$\langle Q_{\text{sca}} \rangle$	$\langle Q_{\text{abs}} \rangle$	$\langle Q_{\text{back}} \rangle$	$\langle \cos\theta \rangle$
5	2,352	2,027	0,3247	0,1456	0,7534
6	2,387	2,062	0,3251	0,1465	0,7570

Обсуждение результатов и выводы

Для оптически «мягких» частиц ($|m_r - 1| \ll 1$) рассмотрены два предельных случая:

1) малого фазового сдвига — $2kc|m_r - 1| \ll 1$ (область корректного применения аппроксимации РГД);

2) большого размера — $ka \gg 1$ (область корректного применения приближения АД).

В первом случае оптические характеристики $F \propto |m_r - 1|^2$, что позволяет пренебречь в формулах (1), (2) влиянием относительного показателя преломления частиц и получить соотношения, отражающие геометрические связи в пределах одного класса оптической эквивалентности. Во втором случае, согласно утверждениям 1, 2, сечения ослабления, рассеяния и поглощения также существенно зависят от геометрии частиц. Несмотря на различие физических механизмов, лежащих в основе аппроксимаций РГД и АД, распределения оптически эквивалентных ансамблей частиц совпадают.

Соотношения (1), (2) — необходимые и достаточные условия оптической эквивалентности изотропных ансамблей оптически «мягких» эллипсоидальных частиц. В то же время, как свидетельствует настоящее исследование, их можно рассматривать и как оценки оптических характеристик эллипсоидальных частиц, если интегральные ядра в правых частях (1) и (2) рассчитывать с использованием теории Ми и метода Т-матриц, что позволяет значительно расширить область приложения полученных результатов.

На сегодняшний день не существует возможности провести систематические расчеты оптических характеристик радиально-неоднородных эллипсоидальных частиц с использованием точных методов. Однако есть основания полагать, что для оценки оптических характеристик оптически «мягких» радиально-неоднородных эллипсоидальных частиц могут быть использованы оптические характеристики оптически «мягких» радиально-неоднородных сферических частиц. В этом случае время расчетов уменьшается более чем на четыре порядка.

Для оптически «мягких» частиц изотропные взвеси эллипсоидальных и сферических частиц могут иметь близкие по значениям оптические характеристики и быть практически неразличимыми. Одновременно с этим оптическая классификация позволяет решение ряда обратных задач оптики атмосферы и океана свести к решению на классах эквивалентности [15] и может быть полезна и эффективна при интерпретации спектральных коэффициентов яркости восходящего излучения от олиготрофных океанских вод, с преобладающим содержанием фитопланктона.

1. Шифрин К.С. Введение в оптику океана. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 278 с.
2. Зуев В.Е., Кабанов М.В. Оптика атмосферного аэрозоля. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 254 с.
3. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами / Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. 536 с.
4. Парамонов Л.Е. Оптическая эквивалентность изотропных ансамблей эллипсоидальных частиц в приближе-

- ниях Рэлея–Ганса–Дебая и аномальной дифракции и ее следствия // Оптика и спектроскопия. 2012. Т. 112, № 5. С. 842–850.
5. *Latimer P.* Light scattering by ellipsoids // *J. Colloid Interface Sci.* 1975. V. 53, N 1. P. 102–109.
 6. *Парамонов Л.Е., Сорокина О.В.* Разложение индикатрисы рассеяния оптически «мягких» хаотически ориентированных эллипсоидальных частиц в ряд по полиномам Лежандра // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 5. С. 412–416.
 7. *Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г.* Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеоздат, 1984. 198 с.
 8. *Vouk V.* Projected area of convex bodies // *Nature (London)*. 1948. V. 162, N 4113. P. 330–331.
 9. *Paramonov L.E.* T-matrix approach and the angular momentum theory in light scattering problems by ensembles of arbitrarily shaped particles // *J. Opt. Soc. Am. A*. 1995. V. 12, N 12. P. 2698–2707.
 10. *Парамонов Л.Е., Шмидт В.А., Черкасова Г.В.* Аналитические алгоритмы усреднения в задачах дифракции света несферическими частицами // Вычисл. техн. 2005. Т. 10. Спец. вып. С. 100–108.
 11. *Peterson B., Ström S.* T-matrix formulation of electromagnetic scattering from multilayered scatterers // *Phys. Rev. D*. 1974. V. 10, N 8. P. 2670–2684.
 12. *Bhandari R.* Scattering coefficients for a multilayered sphere: Analytic expressions and algorithms // *Appl. Opt.* 1985. V. 24, N 13. P. 1960–1967.
 13. *Hansen J.E., Travis L.D.* Light scattering in planetary atmospheres // *Space Sci. Rev.* 1974. V. 16. P. 527–610.
 14. *Mishchenko M.I., Travis L.D., Lacis A.A.* Scattering, Absorption, and Emission of Light by Small Particles. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. 445 p.
 15. *Парамонов Л.Е., Хромечек Е.Б., Абдулкин В.В., Шмидт В.А.* К решению обратных задач на классах эквивалентности // Оптика атмосф. и океана. 2004. Т. 17, N 5–6. С. 508–512.

L.E. Paramonov. Estimation of optical properties of “soft” radially inhomogeneous ellipsoidal particles.

The Rayleigh–Gans–Debye and anomalous diffraction approximations are used to formulate necessary and sufficient conditions for optical equivalence of randomly oriented radially inhomogeneous optically “soft” ellipsoidal particles and polydisperse radially inhomogeneous spherical particles. The consequences of the optical equivalence are used as a basis for the optical classification of isotropic ensembles of “soft” ellipsoidal particles. Correctness of the classification is illustrated by the T-matrix method and Mie theory calculations.