

Л.Е. Парамонов

МАЛОПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ОСЛАБЛЕНИЯ, РАССЕЯНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ

Предложены малопараметрические модели оценки сечений ослабления, рассеяния и поглощения атмосферного аэрозоля.

Оценивается погрешность приближенных формул для полидисперсных сферических с квазигaussian и гамма-распределениями, а также для хаотически ориентированных сфероидальных частиц с показателем преломления $m_r = 1,5 + i 0,02$.

Введение

Для оценки влияния атмосферного аэрозоля на процессы распространения излучения в атмосфере необходима количественная информация о рассеивающих свойствах аэрозольных частиц. Среди большого разнообразия аэрозольных частиц различной природы определенный вклад в радиационные процессы вносят и частицы минерального происхождения, которые имеют несферическую форму и характеризуются сложным распределением по размерам, форме и ориентации.

Точные расчеты для ансамблей несферических частиц требуют привлечения сложного математического аппарата, эффективны для осесимметричных частиц с гладкой поверхностью и ограничены диапазоном размеров частиц, которые сравнимы с длиной волны падающего излучения [1–3]; для эллипсоидальных частиц [4] затраты расчетного времени возрастают на несколько порядков в сравнении с таковыми для сфероидальных частиц [5].

В настоящей статье проведена приближенная оценка сечений ослабления, рассеяния и поглощения элементарного объема, содержащего хаотически ориентированные несферические частицы (в том числе и полидисперсные). Данные приближенной оценки сравниваются с результатами точной теории для полидисперсных сферических частиц с квазигaussian и гамма-распределениями по размерам и хаотически ориентированных сфероидальных частиц. Показатель преломления частиц $m_r = 1,5 + i 0,02$ соответствует континентальному аэрозолю [6].

Построение малопараметрических моделей основано на соответствии исходного (аппроксимируемого) и аппроксимирующего ансамблей, которые имеют равные некоторые микроструктурные параметры, например, средние по ансамблю объем, площадь проекции, площадь поверхности частиц (для выпуклой формы частиц равенство площадей проекции означает и равенство площадей поверхности [7]); при этом среди класса аппроксимирующих ансамблей, имеющих одинаковые микроструктурные параметры, для приближенной оценки выбираются наиболее простые представители, например, полидисперсные сферические частицы.

1. Малопараметрические модели. Общий подход

Сечения ослабления, рассеяния и поглощения полидисперсных сферических частиц имеют вид

$$\langle C(m_r, \lambda) \rangle = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} C(m_r, \lambda, r) f(r) dr, \quad (1)$$

где $f(r)$ – функция плотности распределения частиц по размерам; $[r_{\min}, r_{\max}]$ – интервал изменения размерных параметров; λ – длина волны падающего излучения. В дальнейшем показатель преломления и длина волны в выражениях опускаются.

В случае полидисперсных несферических частиц интеграл типа (1) имеет более сложный вид и необходимо интегрирование по ориентациям частиц. Традиционно оценка интегралов типа (1) осуществляется с использованием квадратурных формул без учета микроструктуры взвеси. Наша цель заключается в малопараметрической оценке интегралов типа (1) на основе учета микроструктуры взвеси и построении соответствующих квадратурных формул.

В общем случае построение математических моделей основано на математическом понятии отношения эквивалентности или <равенства>. При операциях с математическими объектами необходимо ввести понятие эквивалентности или <равенства>. Отношение между двумя математическими объектами ($a \sim b$) называется отношением эквивалентности тогда и только тогда, когда выполняются следующие условия [8]:

- 1) $a \sim a$ (рефлексивность),
- 2) если из условия $a \sim b$ следует $b \sim a$ (симметричность),
- 3) если из условий $a \sim b, b \sim c$ следует $a \sim c$ (транзитивность).

В этом случае все математические объекты модели разбиваются на классы эквивалентности без общих элементов.

Как правило, параметры математических моделей совпадают с некоторыми основными параметрами реального объекта. Отношение равенства параметров модели определяет отношение эквивалентности и таким образом <разбивает> все математические объекты на непере-секающиеся классы эквивалентности. При этом в пределах одного класса объекты, с точки зрения модели, неразличимы и, следовательно, любой представитель класса характеризует класс в целом. Исходя из теоретических или иных соображений, он может быть выбран наиболее простым. В оптике дисперсных сред представляет интерес соотношение классов оптической эквивалентности и классов эквивалентности, задаваемых с помощью отношения равенства параметров модели.

Пусть элементарный рассеивающий объем содержит хаотически ориентированные частицы и характеризуется следующими микроструктурными параметрами – средними по ансамблю площадью проекции ($\langle S \rangle$), объемом ($\langle V \rangle$), квадратом площади проекции ($\langle S^2 \rangle$) и квадратом объема ($\langle V^2 \rangle$). Выбор этих параметров обусловлен следующими соображениями:

- 1) для частиц, малых в сравнении с длиной волны, поглощение пропорционально $\langle V \rangle$, сечение рассеяния – $\langle V^2 \rangle$;
- 2) для больших частиц в области, где факторы эффективности рассеяния и поглощения равны 1, сечения рассеяния и поглощения равны $\langle S \rangle$, в области дифракции Фраунгофера интенсивность рассеяния в малых углах пропорциональна $\langle S^2 \rangle$.

В дальнейшем ансамбль, аппроксимирующий элементарный объем, выбирается наиболее простым, в виде дискретного распределения сферических частиц с весами, которые интерпретируются как коэффициенты концентрации. Сечения ослабления, рассеяния и поглощения элементарного объема аппроксимируются сечениями дискретного распределения сферических частиц. Рассмотрим семейства малопараметрических моделей, порождаемые 4-мя отмеченными микроструктурными параметрами.

1.1. Однопараметрические модели

Каждый из отмеченных выше микроструктурных параметров порождает однопараметрическую модель, которая имеет один из параметров, равный таковому элементарного объема. В частности, к числу однопараметрических моделей относятся модели эквиобъемной и эквиповерхностной сферической частицы.

1.2. Двухпараметрические модели

Множество двухпараметрических моделей состоит из 6 элементов, т.е. их число равно C_4^2 – числу сочетаний из 4 по 2, при этом сечения ослабления, рассеяния и поглощения оцениваются исходя из равенства двух микроструктурных параметров элементарного объема и аппрок-

симирующего ансамбля, состоящего из сферических частиц одного размера с некоторым весовым множителем:

$$\langle S \rangle, \langle V \rangle; \langle C \rangle = \frac{16 \langle S \rangle^3}{9 \pi \langle V \rangle^2} C(r_{ef}), \quad r_{ef} = 3/4 \langle V \rangle / \langle S \rangle; \quad (2)$$

$$\langle S \rangle, \langle S^2 \rangle; \langle C \rangle = \frac{\langle S \rangle^2}{\langle S^2 \rangle} C(r_{ef}), \quad r_{ef} = (\langle S^2 \rangle / (\pi \langle S \rangle))^{1/2}; \quad (3)$$

$$\langle S \rangle, \langle V^2 \rangle; \langle C \rangle = \left(\frac{16 \langle S \rangle^3}{9 \pi \langle V^2 \rangle} \right)^{1/2} C(r_{ef}), \quad r_{ef} = \left(\frac{9 \langle V^2 \rangle}{16 \pi \langle S \rangle} \right)^{1/4}; \quad (4)$$

$$\langle V \rangle, \langle S^2 \rangle; \langle C \rangle = \frac{81 \pi^2 \langle V \rangle^4}{256 \langle S^2 \rangle^3} C(r_{ef}), \quad r_{ef} = \frac{4 \langle S^2 \rangle}{3 \pi \langle V \rangle}; \quad (5)$$

$$\langle V \rangle, \langle V^2 \rangle; \langle C \rangle = \frac{\langle V \rangle^2}{\langle V^2 \rangle} C(r_{ef}), \quad r_{ef} = \left(\frac{3 \langle V^2 \rangle}{4 \pi \langle V \rangle} \right)^{1/3}; \quad (6)$$

$$\langle S^2 \rangle, \langle V^2 \rangle; \langle C \rangle = \frac{256 \langle S^2 \rangle^3}{81 \pi^2 \langle V^2 \rangle^2} C(r_{ef}), \quad r_{ef} = \left(\frac{9 \langle V^2 \rangle}{16 \pi \langle S^2 \rangle^{1/2}} \right)^{1/4}. \quad (7)$$

1.3. Трехпараметрические модели

Число трехпараметрических моделей, порождаемых 4-мя микроструктурными параметрами, равно $C_4^3 = 4$ – числу сочетаний из 4 по 3. Существует определенный произвол в выборе аппроксимирующего ансамбля, и в отличие от двухпараметрических моделей, где решение единственно, выбор модели, имеющей 3 равных с элементарным объемом микроструктурных параметра, не единствен.

Рассмотрим оценку интеграла типа (1) в виде

$$\langle C \rangle = [p_1 C(r_{ef}^{(1)}) + p_2 C(r_{ef}^{(2)})] / 2, \quad (8)$$

где $r_{ef}^{(i)} = r_{ev}/p_i^{1/3}$, r_{ev} – радиус частицы, имеющей объем $\langle V \rangle$. При таком выборе автоматически аппроксимирующий ансамбль имеет равный с элементарным объемом объем, а весовые множители p_i находятся из условий равенства остальных двух микроструктурных параметров.

$$\langle S \rangle, \langle V \rangle, \langle V^2 \rangle; \begin{cases} p_1^{1/3} + p_2^{1/3} = 2 \langle S \rangle / \pi r_{ev}^2; \\ p_1^{-1} + p_2^{-1} = 2 \langle V^2 \rangle / \langle V \rangle^2; \end{cases} \quad (9)$$

$$\langle S \rangle, \langle V \rangle, \langle S^2 \rangle; \begin{cases} p_1^{1/3} + p_2^{1/3} = 2 \langle S \rangle / \pi r_{ev}^2; \\ p_1^{-1/3} + p_2^{-1/3} = 2 \langle S^2 \rangle / \pi^2 r_{ev}^4; \end{cases} \quad (10)$$

$$\langle V \rangle, \langle S^2 \rangle, \langle V^2 \rangle; \begin{cases} p_1^{-1/3} + p_2^{-1/3} = 2 \langle S^2 \rangle / \pi^2 r_{ev}^4; \\ p_1^{-1} + p_2^{-1} = 2 \langle V^2 \rangle / \langle V \rangle^2. \end{cases} \quad (11)$$

Для следующей модели используем $r_{ef}^{(i)} = r_{es}/p_i^{1/2}$, r_{es} – радиус сферической частицы, имеющей площадь проекции $\langle S \rangle$,

$$\langle S \rangle, \langle S^2 \rangle, \langle V^2 \rangle; \begin{cases} p_1^{-1} + p_2^{-1} = 2 \langle S^2 \rangle / \langle S \rangle^2; \\ p_1^{-2} + p_2^{-2} = 9 \langle V^2 \rangle / 8 \pi^2 r_{es}^6. \end{cases} \quad (12)$$

Каждая из отмеченных систем уравнений имеет аналитическое решение, однако возможно, что при определенных соотношениях микроструктурных параметров это решение может

иметь отрицательные значения, в этом случае необходим другой выбор $p_i, r_{ef}^{(i)}$, исходя из положительности решения и равенства микроструктурных параметров.

В настоящей статье мы ограничимся малопараметрическими моделями, допускающими аналитическое определение параметров аппроксимирующего ансамбля.

2. Сечения полидисперсных сферических частиц

Сечения ослабления, рассеяния и поглощения для сферической частицы рассчитывались по формулам [9]:

$$\begin{aligned} C_{\text{ext}} &= 2 \pi / k^2 \sum_{n=1}^{\infty} (2n + 1) \operatorname{Re} (a_n + b_n); \\ C_{\text{sca}} &= 2 \pi / k^2 \sum_{n=1}^{\infty} (2n + 1) (|a_n|^2 + |b_n|^2); \\ C_{\text{abs}} &= C_{\text{ext}} - C_{\text{sca}}, \end{aligned} \quad (13)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; a_n и b_n – коэффициенты Ми [9], соответственно сечения для полидисперсных частиц имели вид (1). Относительная погрешность малопараметрической модели для (1) оценивалась по формуле

$$F = [(\langle C \rangle - \langle C \rangle (I)) / \langle C \rangle] 100\%, \quad (14)$$

где (I) – номер формулы малопараметрической модели.

2.1. Квазигaussово распределение

Форма кривой распределения подобна кривой для нормального распределения и имеет по сравнению с ним функцию плотности, отличную от нуля на конечном интервале, к тому же позволяет моделировать несимметричную форму распределения.

Функция плотности имеет вид [10]

$$f(r) = \begin{cases} (1 - z^2)^2 & \text{при } -1 \leq z \leq 1, \\ 0 & \text{в противном случае,} \end{cases} \quad (15)$$

$$z = c (r - r_0) / \Delta r_0, \quad c = 2(1 - 2^{-1/2})^{1/2}$$

(где r_0 – модальный размер или средний для симметричного распределения; Δ – ширина распределения при половине максимума функции плотности относительно модального размера) и характеризует дисперсию распределения $\Delta | 3\sigma/r_0$, σ – среднеквадратическое отклонение. Несимметричная форма распределения (15) задается шириной распределения Δ_L и Δ_R соответственно слева и справа от модального размера. Отметим, что нормирующая константа для распределения (15) имеет вид $15/8 c/(a_0(\Delta_L + \Delta_R))$. Для симметричного распределения ($\Delta = \Delta_L = \Delta_R$) средние по ансамблю

$$\begin{aligned} \langle S \rangle &= \pi r_0^2 (1 + \Delta^2 / 7c^2), \\ \langle V \rangle &= (4\pi / 3) r_0^3 (1 + 3\Delta^2 / 7c^2), \\ \langle S^2 \rangle &= \pi^2 r_0^4 (1 + 6\Delta^2 / 7c^2 + \Delta^4 / 21c^4), \\ \langle V^2 \rangle &= (16\pi^2 / 9) r_0^6 (1 + 15\Delta^2 / 7c^2 + 5\Delta^4 / 7c^4 + 5\Delta^6 / 231c^6). \end{aligned} \quad (16)$$

2.2. Двухпараметрическое гамма-распределение

Запишем функцию плотности гамма-распределения в виде [11]

$$f(r) = \begin{cases} C r^\mu \exp(-\beta r), & r \geq 0, \beta > 0, \mu > -1, \\ 0, & r < 0, \end{cases} \quad (17)$$

где C – константа нормировки, равная $\beta^{\mu+1}/\Gamma(\mu+1)$; $\Gamma(\mu)$ – гамма-функция. Средний радиус $r_0 = (\mu+1)/\beta$, параметр μ характеризует ширину распределения, относительное среднеквадратичное отклонение (относительно r_0) $\sigma = (\mu+1)^{-1/2}$, а средние по ансамблю [11]

$$\begin{aligned} \langle S \rangle &= \pi ((\mu+1)(\mu+2)/\mu^2) r_0^2, \\ \langle V \rangle &= (4\pi/3) ((\mu+1)(\mu+2)(\mu+3)/\mu^3) r_0^3, \\ \langle S^2 \rangle &= \pi^2 ((\mu+1)(\mu+2)(\mu+3)(\mu+4)/\mu^4) r_0^4, \\ \langle V^2 \rangle &= (16\pi^2/9) ((\mu+1)(\mu+2)(\mu+3)(\mu+4)(\mu+5)(\mu+6)/\mu^6) r_0^6. \end{aligned} \quad (18)$$

3. Сечение поглощения хаотически ориентированных сфероидальных частиц

Для расчета сечений поглощения взвеси хаотически ориентированных сфероидальных частиц были использованы аналитические формулы сечений ослабления и рассеяния, выраженные через элементы T -матрицы [12, 13]

$$\begin{aligned} \langle C_{\text{ext}} \rangle &= -\frac{2\pi}{k^2} \operatorname{Re} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=\max(m,1)}^{\infty} (2 - \delta_{m0}) (t_{omn, omn}^{11} + t_{emn, emn}^{22}), \\ \langle C_{\text{sca}} \rangle &= \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{n'=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\min(n, n')} (2 - \delta_{m0}) D_{mn} D_{mn'}^{-1} (|t_{emn, emn'}^{11}|^2 + |t_{emn, omn'}^{12}|^2 + |t_{omn, emn'}^{21}|^2 + |t_{omn, omn'}^{22}|^2), \\ \langle C_{\text{abs}} \rangle &= \langle C_{\text{ext}} \rangle - \langle C_{\text{sca}} \rangle. \end{aligned} \quad (19)$$

Поверхность сфероида в сферической системе координат удовлетворяет следующему уравнению:

$$r(\theta, \varphi) = a (\sin^2\theta + (a^2/b^2) \cos^2\theta)^{-1/2}, \quad (20)$$

где θ, φ – зенитный и азимутальный углы; b – вертикальная полуось вращения; a – горизонтальная полуось. Параметр формы ε определяется как отношение большего размера к меньшему

$$\varepsilon = \begin{cases} b/a & \text{для вытянутых сфероидов,} \\ a/b & \text{для сжатых сфероидов.} \end{cases} \quad (21)$$

Варьируя параметр формы, можно моделировать широкий диапазон изменения форм частиц от палочкообразных до дискообразных.

Для хаотически ориентированных монодисперсных сфероидальных частиц средние по ансамблю

$$\begin{aligned} \langle S \rangle &= \pi/2 [a^2 + ab (\arcsin e / e)] \text{ для вытянутых сфероидов,} \\ \langle S \rangle &= \pi/2 [a^2 + (b^2/2e) \ln((1+e)/(1-e))] \text{ для сжатых сфероидов,} \\ \langle V \rangle &= 4\pi/3 ba^2, \\ \langle S^2 \rangle &= \pi^2 a^2 b^2 [(\varepsilon^2 + 2)/3] \text{ для вытянутых сфероидов,} \\ \langle S^2 \rangle &= \pi^2 a^2 b^2 [(\varepsilon^2 + 2)/3] \text{ для сжатых сфероидов,} \\ \langle V^2 \rangle &= (16\pi^2/9) b^2 a^4, \end{aligned} \quad (22)$$

где $e = (\varepsilon^2 - 1)^{1/2}/\varepsilon$.

3.1. Оптическая эквивалентность хаотически ориентированных сфероидальных частиц и полидисперсных сферических частиц

В [14] в приближении Рэлея–Ганса–Дебая [15] показано, что хаотически ориентированные монодисперсные сфероиды оптически эквивалентны полидисперсным сферическим частицам с весовой функцией

$$f(r) = \begin{cases} a^4 b e^{-1} (r^2 - a^2)^{-1/2} r^{-5}, & a \leq r \leq b, \text{ для вытянутых сфероидов,} \\ a^3 b^2 e^{-1} (a^2 - r^2)^{-1/2} r^{-5}, & b \leq r \leq a, \text{ для сжатых сфероидов.} \end{cases} \quad (23)$$

В приближении аномальной дифракции [15] непосредственная проверка показывает, что сечения ослабления, рассеяния и поглощения хаотически ориентированных монодисперсных сфероидов тождественно равны соответствующим сечениям полидисперсных сферических частиц с весовой функцией (23). Заметим также, что у отмеченных взвесей совпадают средние по ансамблю объемы, площади проекции и поверхности, квадраты объемов, а следовательно, и оценки сечений малопараметрическими моделями (2), (4), (6) и (9). При выполнении условий аномальной дифракции [15] для расчетов сечений ослабления, рассеяния и поглощения хаотически ориентированных сфероидов следует использовать отмеченную оптическую эквивалентность, заменяя при этом расчеты по методу T -матриц более простыми с использованием (23) и теории Ми.

4. Результаты расчетов

В этом разделе представляются результаты расчетов сечений ослабления, рассеяния и поглощения, рассчитанных по приближенным формулам (2), (8)–(10), а также с использованием точной теории по формулам (1), (19) и (23), оценивается относительная погрешность по формуле (14).

Таблица 1
Верхняя граница относительной погрешности (9) и (10) для квазиггауссовского распределения

ρ_0	Δ			
	0,1	0,2	0,5	1
0,1	< 0,1	< 0,1	0,7	3,3
1	< 0,1	< 0,1	0,5	2,0
2	< 0,1	< 0,1	3,4	1,3
5	1,3	5,4	5,8	11
10	2,0	2,5	4,8	7,8
50	0,1	0,4	1,0	0,6
100	0,1	< 0,1	0,1	0,2
200	0,05	0,1	0,1	0,1

В табл. 1 приведена верхняя граница абсолютной величины относительной погрешности (14) трехпараметрических моделей (9) и (10) одновременно для сечений ослабления, рассеяния и поглощения в зависимости от модального дифракционного параметра ρ_0 ($\rho_0 = kr_0$) и ширины распределения Δ . Максимальная погрешность не превышает 11% и характерна для частиц, средний размер которых в видимой области сравним с длиной волны падающего излучения. Максимальная погрешность часто используемой в оптике биологических сред [16] двухпараметрической модели (2) не превышает 27% и достигается в области малых, в сравнении с длиной волны падающего излучения, частиц для сечений рассеяния, что связано с различием микроструктурного параметра $\langle V^2 \rangle$ у аппроксимируемого и аппроксимирующего ансамблей; при этом с увеличением размера частиц ($\rho_0 > 2$) погрешность уменьшается и имеет порядок, отмеченный в табл. 1.

Таблица 2
Относительная погрешность (9) для гамма-распределения

μ	β					
	0,5	1	2	5	10	20
0,5	-20/-26	13/15	5,5/5,8	-6,6/-8,4	-2,2/-4,3	-0,1/-0,1
1	-6,5/-9,5	1,7/2,6	6,7/6,9	-4,3/-5,0	-2,8/-5,0	-0,1/-0,1
2	16/21	-13/-15	4,9/5,9	-5,7/-5,9	-3,8/-6,0	-0,2/-0,3
5	-4,8/-7,3	-4,9/-6,1	3,6/3,8	2,8/2,7	-2,6/-3,5	-0,5/-0,9
10	3,2/5,4	-9,1/-13	-13/-15	-2,1/-2,2	-3,5/-3,5	-1,3/-1,9
20	0,6/1,1	0,1/0,3	2,4/4,3	-0,2/-0,4	-2,6/-2,6	0,9/1,1

В табл. 2 приведена относительная погрешность трехпараметрической модели (9) при оценке сечений ослабления (значения в числителе) и рассеяния (значения в знаменателе) для полидисперсных сферических частиц с гамма-распределением в зависимости от параметров μ и β .

Отметим, что оценки (9) и (10) близки и их различие не превышает 5%, абсолютная величина относительной погрешности (9), (10) при оценке сечения поглощения менее 5%, для двухпараметрической модели (2) – 13%, в то же время последняя из отмеченных моделей не может быть использована при оценке сечений ослабления и рассеяния (1), соответствующие значения различаются в несколько раз.

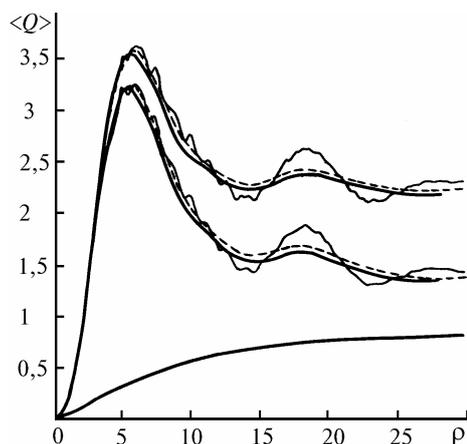


Рис. 1. Факторы эффективности ослабления, рассеяния и поглощения хаотически ориентированных сжатых сфероидов ($\epsilon = 2$), рассчитанные по формулам (19) – жирная сплошная; (23) – штриховая; (8), (9) – тонкая сплошная линия; нижняя сплошная кривая – для (19), (23), (8)

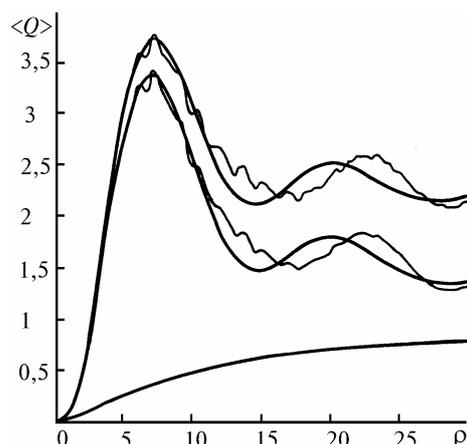


Рис. 2. То же для вытянутых сфероидов ($\epsilon = 2$)

На рис. 1 и 2 представлены значения факторов эффективности ослабления, рассеяния и поглощения

$$\begin{aligned} \langle Q_{\text{ext}} \rangle &= \langle C_{\text{ext}} \rangle / \langle S \rangle; \quad \langle Q_{\text{sca}} \rangle = \langle C_{\text{sca}} \rangle / \langle S \rangle; \\ \langle Q_{\text{abs}} \rangle &= \langle Q_{\text{ext}} \rangle - \langle Q_{\text{sca}} \rangle, \end{aligned} \quad (24)$$

рассчитанные по точным формулам (19) для хаотически ориентированных сфероидальных частиц, по формулам Ми для эквивалентной полидисперсной взвеси сферических частиц с распределением (23), а также с использованием трехпараметрической модели (9) в зависимости от максимального дифракционного параметра сфероида ρ .

Оценка сечений ослабления, рассеяния и поглощения на основе (23) практически совпадает с расчетами точной теории. С увеличением размеров следует ожидать уменьшения погрешности, что обусловлено выполнением предпосылок приближения аномальной дифракции ($\rho \gg 1$), для которой хаотически ориентированные сфероиды эквивалентны полидисперсным сферическим частицам (23), что и подтверждается непосредственными расчетами.

Обсуждение результатов

В рассмотренных случаях сечения ослабления, рассеяния и поглощения в основном определяются четырьмя микроструктурными параметрами элементарного объема, о чем свидетельствует эффективность соответствующих малопараметрических оценок. Классы эквивалентности, задаваемые равенством микроструктурных параметров, с определенной погрешностью можно считать и классами оптической эквивалентности, при этом возможна постановка и решение обратных задач на классах оптической эквивалентности и оценка микроструктурных параметров элементарного объема.

Применение малопараметрических оценок позволяет значительно упростить расчет сечений ослабления, рассеяния и поглощения элементарного объема, содержащего полидисперсные хаотически ориентированные частицы.

Использование оптической эквивалентности хаотически ориентированных сфероидальных и полидисперсных сферических частиц (23) позволяет исследовать оптические свойства несферических частиц во всем диапазоне изменения размерных параметров, несмотря на ограничения метода T -матриц [1–3].

В заключение отметим, что вышеизложенное в полной мере справедливо и для гидрозольных частиц океанской взвеси, биологических суспензий, взвесей эритроцитов и лейкоцитов, в частности поглощение биологических взвесей определяется $\langle S \rangle$, $\langle V \rangle$ и показателем поглощения вещества клеток [17].

Работа поддержана Красноярским краевым фондом науки грантом 2F0096.

1. Waterman P. C. // Proc. IEEE. 1969. V. 53. P. 805–812.
2. Waterman P. C. // Phys. Rev. 1971. V. D3. P. 825–839.
3. Barber P. W., Yeh C. // Appl. Opt. 1975. V. 14. P. 2864–2872.
4. Schneider J. B., Peden I. C. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1988. V. 36. P. 1317–1321.
5. Парамонов Л. Е., Лопатин В. Н., Сидько Ф. Я. // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 66. Вып. 2. С. 400–403.
6. d'Almeida G. A., Koepke P., Shettle E. P. Atmospheric aerosols. Hampton, VA. 1981.
7. Vouk V. // Nature (London). 1948. V. 162. P. 330–331.
8. Ван-дер Варден Б. Современная алгебра. М., 1947. 623 с.
9. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М., 1986. 565 с.
10. Wyatt P. J. Differential light scattering techniques for microbiology // Methods in Microbiology / Eds. J.R. Norris, D.W. Ribbons. N.-Y., 1973. V. 8. P. 183–263.
11. Шифрин К. С. Введение в оптику океана. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 278 с.
12. Парамонов Л. Е., Лопатин В. Н. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. Вып. 3. С. 632–634.
13. Mishchenko M. I. // J. Opt. Soc. Am. A 1991. V. 8. P. 871–882.
14. Парамонов Л. Е. Рассеяние и поглощение света сфероидальными частицами – моделями клеток. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Красноярск. 1989. 149 с.
15. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М., 1961. 536 с.
16. Лопатин В. Н., Сидько Ф. Я. Введение в оптику взвесей клеток. Новосибирск, 1988. 240 с.
17. Парамонов Л. Е. // Оптика и спектроскопия. 1994 (в печати).

Институт биофизики
СО РАН, Красноярск

Поступила в редакцию
1 февраля 1994 г.

L. E. Paramonov. Few-Parameter Models for Evaluation of the Extinction, Scattering, and Absorption Cross Sections of Atmospheric Aerosol.

In this paper we discuss few-parameter models proposed for making estimations of the cross sections of extinction, scattering, and absorption of light by atmospheric aerosol. Estimations of the accuracy of approximate formulas are presented for the cases of polydisperse ensembles of spherical particles with quasi-gaussian and gamma size distributions as well as for ensembles of randomly oriented spheroids with the refractive index $m_p = 1,5 + i 0,02$.