

УДК 536.24

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИСПЕРСНОГО СОСТАВА ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА ПО РАССЕЯНИЮ СВЕТА ПОД МАЛЫМИ УГЛАМИ

Долбровский Л. А.

Рассмотрена возможность определения дисперсного состава двухфазного потока с частицами Al_2O_3 по рассеянию света под малыми углами. С использованием теории Ми выполнены расчеты рассеяния света полидисперсными системами частиц с радиусами $a < 5$ мкм для двухпараметрического семейства распределений частиц по размерам. Показано, что по измерениям при углах рассеяния $\theta \leq 5^\circ$ не всегда удается найти оба параметра распределения, но можно получить достаточно точные значения среднего радиуса a_{13} .

Для расчета движения твердых или жидких частиц, увлекаемых газовым потоком, необходимо знать распределение частиц по размерам. Эта же информация является исходной для решения задач теплообмена в двухфазных потоках. При экспериментальном определении размеров частиц можно использовать как различные методы отбора, так и дистанционные, бесконтактные методы измерения. Последние более удобны и корректны, так как они не вносят возмущений в поток и не нарушают распределения частиц по размерам. Для частиц с размерами порядка нескольких микрон широко применяются оптические методы, основанные на однократном рассеянии света полидисперсной системой. При этом важным вопросом является возможность однозначной и достаточно точной обработки результатов эксперимента. Восстановление распределения частиц по размерам из углового распределения света, рассеянного полидисперсной системой, представляет собой некорректную обратную задачу, однозначное решение которой может быть получено только в специальных случаях [1].

В [2–5] подробно разработан так называемый метод малых углов, основанный на возможности простого описания рассеяния света крупными (по сравнению с длиной волны света λ) частицами под малыми углами к направлению падающего света. Для крупной сферической частицы с радиусом a при малых углах рассеяния θ относительная интенсивность рассеянного света может быть определена по формуле теории дифракции, т. е. не зависит от оптических свойств материала частицы, а является функцией только угла θ и параметра дифракции $x = 2\pi a/\lambda$. При этом, благодаря простоте формулы для интенсивности рассеяния, удается получить явное выражение для ординат функции распределения частиц по размерам через угловое распределение рассеянного излучения в окрестности направления $\theta = 0$. При заданной точности определения ординат функции распределения существенная область углов рассеяния, для которых должны выполняться измерения, тем шире, чем меньше параметр дифракции рассматриваемых частиц [4]. Наряду с этим, в [3] указывается, что из-за ограниченной применимости теории дифракции метод малых углов можно использовать только при $x > 20$. Кроме того, при $x < 30$ реальные погрешности определения интенсивности рассеянного света приводят к недопустимо большим ошибкам при расчете ординат функции распределения [5].

В данной работе возможность определения дисперсного состава двухфазного потока по рассеянию света под малыми углами анализируется для случая сферических частиц с радиусами менее 5 мкм. В качестве конкретного примера рассмотрены частицы окиси алюминия, однако полученные

результаты остаются качественно верными для частиц из иных материалов с близкими оптическими постоянными. Простая оценка показывает, что даже при использовании источника света с длиной волны $\lambda=0,44$ мкм частицы с радиусом $a < 2$ мкм имеют параметр дифракции $x < 30$, и применение классического метода малых углов может привести к значительным ошибкам. Поэтому для анализа рассеяния света такими частицами целесообразно воспользоваться строгим решением Ми [6–8].

Исходными данными для расчетов по теории Ми являются параметр дифракции частицы и комплексный показатель преломления материала частицы $m = n - ik$, где n — показатель преломления, k — показатель поглощения. В результате расчетов получаются факторы эффективности поглощения Q_a , рассеяния Q_s и ослабления $Q_u = Q_a + Q_s$, а также индикатриса рассеяния $f(\theta, \varphi)$.

Индикатриса рассеяния зависит от поляризации падающего излучения. При линейной поляризации

$$f(\theta, \varphi) = i_1(\theta) \sin^2 \varphi + i_2(\theta) \cos^2 \varphi, \quad (1)$$

где φ отсчитывается от плоскости поляризации в падающей волне.

Для естественного света

$$f(\theta, \varphi) \equiv g(\theta) = (i_1 + i_2) / 2. \quad (2)$$

Степень поляризации рассеянного излучения

$$p(\theta) = (i_1 - i_2) / (i_1 + i_2). \quad (3)$$

Важно отметить, что $i_1(0) = i_2(0) = g(0)$, а $p(0) = 0$, т. е. интенсивность рассеяния вперед не зависит от поляризации падающего света. Степень вытянутости вперед индикатрисы рассеяния принято характеризовать фактором асимметрии

$$\bar{\mu} = \overline{\cos \theta} = \frac{1}{2} \int_0^\pi g(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta. \quad (4)$$

В случае полидисперсной системы индикатриса рассеяния естественного света

$$G(\theta) = \int_0^\infty g(\theta) Q_a a^2 F(a) da / \int_0^\infty Q_u a^2 F(a) da, \quad (5)$$

где $F(a)$ — функция распределения частиц по размерам, удовлетворяющая условию нормировки

$$\int_0^\infty F(a) da = 1. \quad (6)$$

При расчетах характеристик рассеяния света частицами окиси алюминия использовались данные по комплексному показателю преломления, краткий обзор которых приведен в [9], а также новые экспериментальные данные [10]. Показатель преломления рассчитывался по формуле [9]

$$n = \sqrt{1 + \lambda^2 \left(\frac{1,024}{\lambda^2 - 0,003776} + \frac{1,058}{\lambda^2 - 0,01225} + \frac{5,281}{\lambda^2 - 321,4} \right)} \times [1 + 0,0202(\bar{T} - 0,473)]. \quad (7)$$

Здесь λ — в мкм; $\bar{T} = T/1000$ К. Для показателя поглощения расплавленной окиси алюминия использовалась следующая формула:

$$k = 0,002(0,06\lambda^2 + 0,7\lambda + 1) \exp[1,847(\bar{T} - 2,95)], \quad (8)$$

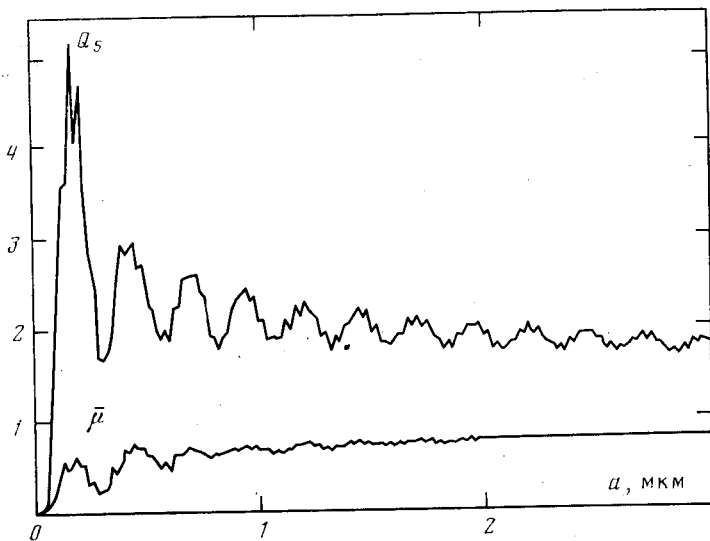


Рис. 1. Фактор эффективности рассеяния и фактор асимметрии рассеяния для индивидуальных частиц окиси алюминия ($\lambda = 0,44$ мкм)

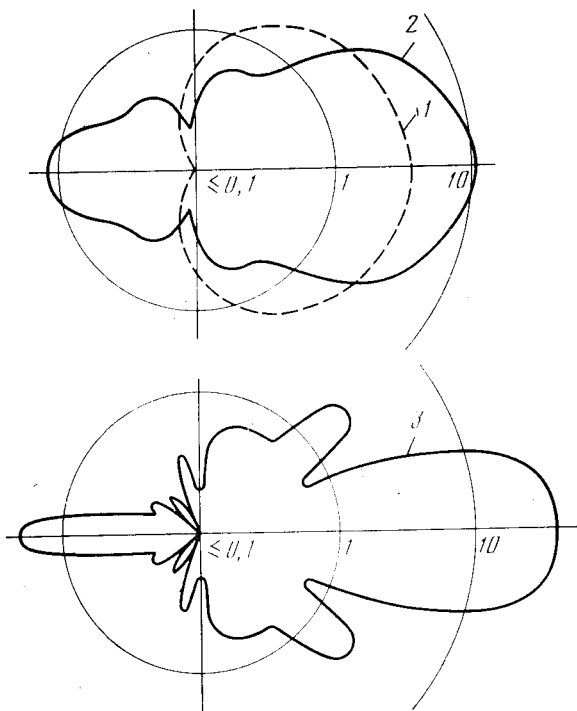


Рис. 2. Типичные индикатрисы рассеяния для индивидуальных частиц: 1 - $a = 0,1$ мкм; 2 - 0,2; 3 - 0,5

которая при $\bar{T}=2,95$ аппроксимирует результаты [10]. Расчеты проводились при $\bar{T}=3$. Поскольку показатель поглощения окиси алюминия мал, его влияние на индикатрису рассеяния крайне незначительно [7]. Это обстоятельство компенсирует достаточно высокую неопределенность κ для Al_2O_3 [9]. Поскольку, кроме того, показатель преломления n слабо зависит от температуры, результаты расчетов индикатрисы рассеяния при $T=3000$ К практически соответствуют любым температурам от комнатной до 3500 К.

При проведении расчетов по теории Ми использовался алгоритм, разработанный ранее для более общего случая двухслойных сферических частиц [14]. Расчеты проводились для длины волны одного из стандартных источников монохроматического света $\lambda=0,44$ мкм.

На рис. 1, 2 представлены характеристики рассеяния света индивидуальными частицами окиси алюминия. Зависимости факторов эффективности рассеяния Q_s и асимметрии рассеяния $\bar{\mu}$ от радиуса частицы имеют осцилляции с постоянным периодом по параметру дифракции, обусловленные интерференцией преломленного и дифрагированного света [6, 7], на которые наложены более мелкие осцилляции, связанные с поверхностными волнами [7, 11]. Фактор асимметрии рассеяния положителен, что указывает на преимущественное рассеяние вперед. Величина $\bar{\mu}$ возрастает при увеличении радиуса частиц (за исключением окрестностей осцилляций). Для малых частиц в области рэлеевского рассеяния ($x \ll 1$, $|m|x \ll 1$) $\bar{\mu} \approx 0$, для крупных частиц $\bar{\mu} \approx 0,8$ (при $a > 2$ мкм мелкие осцилляции кривой $\bar{\mu}(a)$ на рис. 1 не показаны) и индикатриса рассеяния сильно вытянута вперед. Деформация индикатрисы рассеяния при увеличении радиуса частицы показана на рис. 2. Видно, что при этом увеличивается количество экстремумов индикатрисы, которое оказывается примерно равным значению параметра дифракции. Экстремумы чередуются через равные интервалы по косинусу угла рассеяния; поэтому наибольшие монотонные отрезки индикатрисы соответствуют рассеянию назад ($\pi - \theta < \pi/x$) и вперед ($\theta < \pi/x$), что делает эти диапазоны углов рассеяния удобными для экспериментальных исследований.

Расчеты индикатрис рассеяния полидисперсных систем частиц проводились для двухпараметрического семейства функций распределения частиц по размерам

$$F(a) = \frac{A^{B+1}}{\Gamma(B+1)} a^B e^{-Aa}. \quad (9)$$

Функции такого вида предложены для описания распределений по размерам частиц окиси алюминия в продуктах сгорания металлизированных твердых топлив [12] и использовались для расчетов в [13]. Определение характеристик рассеяния полидисперсных систем, как правило, удается свести к соответствующему расчету для монодисперсной системы с некоторым эффективным средним радиусом частиц [13–15]. Следуя [13–15], введем средние радиусы

$$a_{i,i-1} = \int_0^{\infty} a^i F(a) da / \int_0^{\infty} a^{i-1} F(a) da, \quad i=1, 2, \dots \quad (10)$$

В данной работе рассматриваются распределения, практически целиком лежащие в области $a < 5$ мкм. При этом параметры функции распределения (9) варьировались в диапазонах $0 \leq B \leq 2$, $1 \text{ мкм}^{-1} \leq A \leq 4,5 \text{ мкм}^{-1}$.

Индикатрисы рассеяния $G(\theta)$ для типичных полидисперсных систем с $B=2$ при $A=2$ и 3 мкм^{-1} показаны на рис. 3. Индикатрисы рассеяния света полидисперсными системами в отличие от индикатрис для индивидуальных частиц (рис. 2) не имеют большого количества экстремумов. Однако и в полидисперсном случае обнаруживается основное свойство индикатрис крупных частиц — резкая вытянутость вперед. Достаточно заметным оказывается и рассеяние в противоположном направлении $\theta = \pi$.

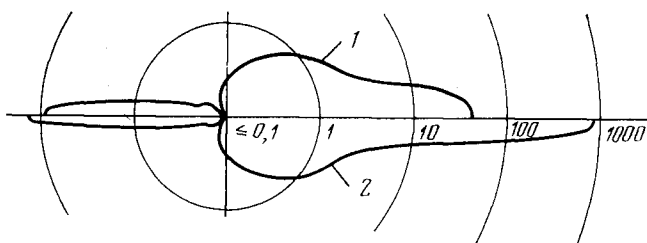


Рис. 3. Индикатрисы рассеяния полидисперсной среды ($B=2$): 1 - $A=2$ мкм⁻¹; 2 - 3

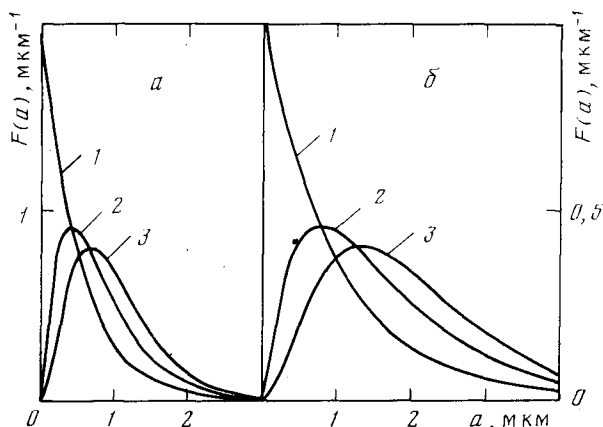


Рис. 4. Функции распределения частиц по размерам ($a-a_{13}=2$ мкм; б - 4): 1 - $B=0$; 2 - 1; 3 - 2

Сравнивая индикатрисы рассеяния для различных распределений частиц по размерам, показанные на рис. 3, можно видеть, что малоугловая часть индикатрисы наиболее чувствительна к изменению функции распределения. Увеличение относительной доли крупных частиц (уменьшение параметра A) усиливает вытянутость вперед индикатрисы рассеяния; в рассматриваемом случае $G(0)$ возрастает примерно в 20 раз. Таким образом, для рассматриваемых полидисперсных систем рассеяние света под малыми углами существенным образом зависит от параметров функции распределения частиц по размерам. Эта зависимость может быть установлена расчетным путем и в дальнейшем использована при интерпретации измерений рассеяния света под малыми углами полидисперсными системами частиц окиси алюминия.

Цель данной работы — установление относительного, а не абсолютного количества частиц различных размеров, т. е. определение параметров нормированной функции распределения (9). При этом измеренные интенсивности $I(\theta)$ удобно относить к $I(\theta_0)$, где θ_0 — один из углов регистрации рассеянного света. Отношения $I(\theta)/I(\theta_0)$ менее чувствительны к экспериментальным погрешностям (при удачном выборе θ_0), чем абсолютные значения интенсивности. Для определенности примем $\theta_0=1^\circ$ и будем считать, что измерения могут быть выполнены при нескольких дискретных значениях θ в диапазоне $1^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$. Очевидно, что $I(\theta)/I(1^\circ) = G(\theta)/G(1^\circ)$, так что связь экспериментально определяемого отношения интенсивностей с параметрами функции распределения может быть установлена при помощи расчетов по теории Ми. При этом подразумевается, что оптическая толщина рассеивающего объема мала, так что имеет место только однократное рассеяние.

При расчетах относительных интенсивностей $I(\theta)/I(1^\circ)$ оказалось, что различные распределения частиц по размерам могут давать весьма близкие относительные интенсивности рассеяния, по крайней мере, при $\theta < 3^\circ$. Это распределения с одинаковым средним радиусом $a_{13} = (B+4)/A$. Из рис. 4 видно, что при одинаковых a_{13} кривые $F(a)$ для различных параметров B могут значительно отличаться между собой.

результаты расчетов отношения $I(\theta)/I(1^\circ)$ представлены в табл. 1, в том числе и для распределений, показанных на рис. 4.

Видно, например, что при $a_{43}=2,5$ мкм отношение интенсивностей $I(\theta)/I(1^\circ)$ практически не зависит от параметра B , по крайней мере, для $\theta < 5^\circ$. Поэтому из измерений рассеяния при этих углах невозможно определить значения параметров функции распределения частиц по размерам. Аналогичный результат получается и для других значений a_{43} , представленных в табл. 1. При этом чем меньше a_{43} , тем шире диапазон углов,

Таблица 1

Относительные интенсивности $I(\theta)/I(1^\circ)$, рассчитанные по теории Ми

B	a_{43} , мкм	θ°												
		1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0	10,0
0	1, (3)	0,94	0,86	0,78	0,69	0,60	0,52	0,45	0,39	0,29	0,22	0,16	0,12	0,10
	1, (6)	0,91	0,80	0,69	0,58	0,48	0,40	0,33	0,28	0,19	0,14	0,10	0,07	0,06
	2,0	0,88	0,74	0,61	0,49	0,39	0,31	0,25	0,20	0,13	0,09	0,06	0,05	0,04
	2,5	0,84	0,67	0,51	0,39	0,29	0,22	0,17	0,13	0,08	0,06	0,04	0,03	0,02
	3,0	0,81	0,62	0,45	0,32	0,23	0,16	0,12	0,09	0,06	0,04	0,03	0,02	0,01
	4,0	0,77	0,55	0,36	0,24	0,16	0,11	0,08	0,06	0,04	0,02	0,02	0,01	0,01
1	1, (3)	0,94	0,87	0,79	0,70	0,62	0,54	0,46	0,40	0,29	0,21	0,15	0,12	0,09
	1, (6)	0,91	0,81	0,70	0,59	0,49	0,41	0,33	0,27	0,18	0,13	0,09	0,06	0,05
	2,0	0,88	0,75	0,62	0,50	0,39	0,31	0,24	0,19	0,12	0,08	0,06	0,04	0,03
	2,5	0,84	0,67	0,51	0,38	0,28	0,21	0,16	0,12	0,07	0,04	0,03	0,02	0,02
	3,0	0,81	0,61	0,44	0,30	0,21	0,15	0,11	0,08	0,05	0,03	0,02	0,01	0,01
	4,0	0,76	0,53	0,34	0,21	0,13	0,09	0,06	0,05	0,03	0,02	0,01	0,01	0,01
2	1, (3)	0,94	0,88	0,80	0,71	0,63	0,54	0,47	0,40	0,29	0,21	0,15	0,11	0,08
	1, (6)	0,92	0,82	0,71	0,60	0,50	0,41	0,34	0,27	0,18	0,12	0,08	0,06	0,04
	2,0	0,89	0,76	0,62	0,50	0,39	0,31	0,24	0,18	0,11	0,07	0,05	0,03	0,02
	2,5	0,84	0,67	0,51	0,38	0,28	0,20	0,15	0,11	0,06	0,04	0,03	0,02	0,01
	3,0	0,81	0,60	0,43	0,29	0,20	0,14	0,10	0,07	0,04	0,02	0,02	0,01	0,01
	4,0	0,76	0,52	0,32	0,19	0,12	0,08	0,05	0,04	0,02	0,01	0,01	0,01	0,00

в котором распределения с различными параметрами дают совпадающие результаты по рассеянию. Так, при $a_{43}=1,3$ мкм даже при $\theta=10^\circ$ расчетные отношения интенсивностей для $B=1$ и $B=2$ отличаются всего на 10%. Полученный результат согласуется с [4, 16], где отмечается, что для восстановления функции распределения по размерам мелких частиц недостаточно измерений рассеяния только под малыми углами.

Интересно, что изменение среднего радиуса a_{43} приводит к существенному изменению рассеяния в том диапазоне углов $1^\circ < \theta < \theta_1$, где варьирование параметра B от 0 до 2 не влияет на рассеяние. Так, при $\theta=3^\circ$ изменение a_{43} от 2 до 2,5 мкм снижает расчетное отношение интенсивностей $I(\theta)/I(1^\circ)$ от 0,49–0,50 до 0,38–0,39. Такое изменение интенсивности рассеяния легко регистрируется экспериментально. Поэтому, хотя параметры функции распределения не могут быть определены из измерений при $\theta < \theta_1$, величина среднего радиуса a_{43} определяется однозначно и мало чувствительна по отношению к возможным вариациям формы распределения. На рис. 5 показаны зависимости отношения $I(\theta)/I(1^\circ)$ от a_{43} , которые наряду с табл. 1 могут быть непосредственно использованы для определения a_{43} при исследовании полидисперсных систем частиц окиси алюминия с помощью измерений рассеяния света под малыми углами. На рис. 5 нанесены кривые для $B=0, 1$ и 2 , которые могут служить для оценки погрешности определения a_{43} , связанной с неопределенностью параметра B . Видно, что эта погрешность составляет не более $\pm 5\%$ для $a_{43} < 3$ мкм при использовании экспериментально найденного отношения $I(3^\circ)/I(1^\circ)$.

Индикатрисы рассеяния света полидисперсными системами частиц Al_2O_3 , приведенные выше, рассчитывались по теории Ми. Такие расчеты весьма громоздки и требуют использования быстродействующих ЭВМ. Поэтому для расчета малоуглового рассеяния желательнее использовать

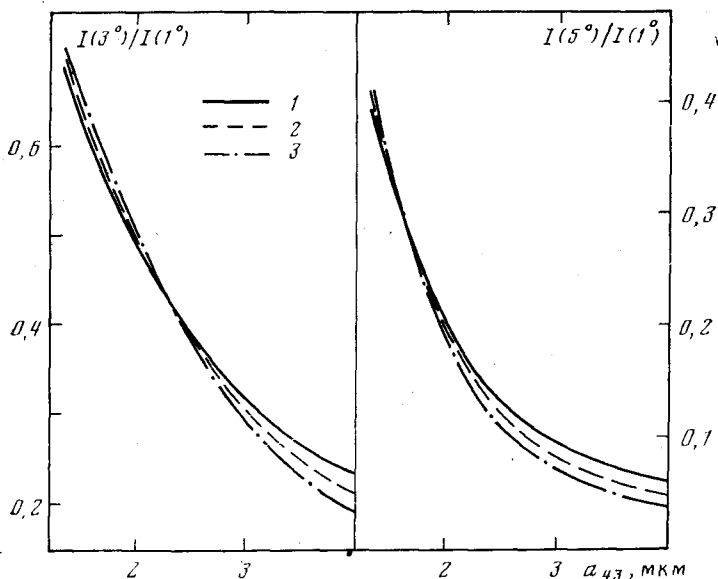


Рис. 5. К определению среднего радиуса частиц a_{43} по отношению интенсивностей $I(\theta)/I(1^\circ)$: 1 — $B=0$; 2 — 1; 3 — 2

более простые формулы теории дифракции. В то же время, поскольку не все рассматриваемые частицы являются крупными ($x \gg 1$), возможность применения теории дифракции не является очевидной. В соответствии с теорией дифракции индикатриса рассеяния света индивидуальной частицей

$$g(\theta) \sim \frac{J_1^2(x\theta)}{\theta^2}, \quad (11)$$

где J_1 — функция Бесселя. Принимая во внимание соотношение (5), для полидисперсной системы получим

$$\frac{I(\theta)}{I(\theta_0)} = \frac{\theta_0^2}{\theta^2} \int_0^\infty J_1^2(x\theta) a^2 F(a) da / \int_0^\infty J_1^2(x\theta_0) a^2 F(a) da. \quad (12)$$

Результаты расчетов по формуле (12) для некоторых из приведенных в табл. 1 значений a_{43} и θ представлены в табл. 2. Видно, что во всем рассматриваемом диапазоне углов и для всех распределений частиц по размерам расчеты по теории дифракции дают практически точные результаты. Отношения интенсивностей, представленные в табл. 2, согласуются с данными [17], где были выполнены аналогичные расчеты по теории дифракции. Авторы [17] считают, что, используя измерения при двух значениях $\theta \leq 3^\circ$, по отношениям $I(\theta)/I(1^\circ)$ можно определить параметры A и B функции распределения (9). Выше показано, что, по крайней мере, при $a_{43} < 3$ мкм этого сделать не удастся.

Хорошее совпадение отношений $I(\theta)/I(\theta_0)$, рассчитанных по теории Ми и по теории дифракции в области малых углов рассеяния, даже для сравнительно мелких частиц не означает, что для таких частиц может быть использован метод малых углов, так как, во-первых, в методе малых углов фигурируют абсолютные значения интенсивностей и, во-вторых, в случае мелких частиц для восстановления функции распределения необходимо производить интегрирование в широком диапазоне углов рассеяния [4].

Выше основное внимание уделялось диапазону углов рассеяния $1^\circ \leq \theta \leq 5^\circ$, как наиболее удобному при экспериментальных исследованиях. Измерения при $\theta < 1^\circ$ осложняются необходимостью точной установки угла и отделения прямого (не рассеянного) излучения. При $\theta > 5^\circ$ интенсивность рассеяния резко падает и для реальных двухфазных потоков с частицами Al_2O_3 становится существенным многократное рассеяние. Кроме

Относительные интенсивности $I(\theta)/I(1^\circ)$, рассчитанные по теории Ми

B	a_{43} , мкм	θ°								
		1,5	2,0	2,5	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10,0
0	1, (3)	0,94	0,86	0,78	0,70	0,53	0,40	0,29	0,16	0,09
	2,0	0,88	0,75	0,62	0,50	0,32	0,20	0,13	0,06	0,03
	3,0	0,82	0,63	0,46	0,33	0,17	0,10	0,06	0,03	0,01
	4,0	0,78	0,56	0,38	0,25	0,11	0,06	0,04	0,02	0,01
1	1, (3)	0,94	0,88	0,80	0,71	0,55	0,41	0,30	0,16	0,09
	2,0	0,89	0,76	0,63	0,51	0,32	0,20	0,13	0,06	0,03
	3,0	0,82	0,62	0,45	0,32	0,16	0,08	0,05	0,02	0,01
	4,0	0,78	0,55	0,36	0,22	0,10	0,05	0,03	0,01	0,00
2	1, (3)	0,95	0,88	0,81	0,72	0,56	0,42	0,30	0,16	0,08
	2,0	0,89	0,77	0,64	0,52	0,32	0,20	0,12	0,05	0,02
	3,0	0,82	0,62	0,44	0,31	0,14	0,07	0,04	0,02	0,01
	4,0	0,77	0,54	0,34	0,21	0,08	0,04	0,02	0,01	0,00

того, при больших углах рассеяния интенсивность рассеяния зависит от состояния поляризации падающего излучения, которое не всегда достаточно точно известно. Так, для $\theta=10^\circ$ и $B=2$, $A=1,5$ мкм $^{-1}$ $P \approx 6\%$. В то же время, при $\theta \leq 5^\circ$ $P(\theta) < 0,5\%$.

Выше показано, что по измерениям при $\theta \leq 3^\circ$ можно установить только величину a_{43} . Если привлечь измерения интенсивности рассеяния при $\theta=5^\circ$, то для $a_{43} > 2,5$ мкм можно попытаться определить оба параметра функции распределения. Для этого отношения $I(3^\circ)/I(1^\circ)$ и $I(5^\circ)/I(3^\circ)$ представим в зависимости от переменных $x_1(a_{43}, B)$ и $x_2(a_{43}, B)$, таких, чтобы кривые для $B=0, 1$ и 2 совпали. Полагая $x_1(a_{43}, 0) = x_2(a_{43}, 0) = a_{43}$, приближенно находим

$$x_1 = a_{43}(1 - 0,085B)/(1 - 0,038a_{43}B), \quad x_2 = a_{43}(1 - 0,075B)/(1 - 0,065a_{43}B). \quad (13)$$

Располагая измерениями $I(\theta)$ при $\theta=1^\circ, 3^\circ$ и 5° , по отношениям интенсивностей рассеянного света с помощью расчетных зависимостей, представленных на рис. 5 и в табл. 1, можно найти x_1, x_2 и далее с помощью (13) величины a_{43} и B . Нетрудно оценить погрешность определения a_{43} и B . Так, приняв, что экспериментальная погрешность отношений $I(3^\circ)/I(1^\circ)$ и $I(5^\circ)/I(3^\circ)$ составляет 1%, для распределений с $B=2$ при $a_{43}=3$ мкм получаем $1,94 \leq B \leq 2,09$, а для $a_{43}=3,5$ мкм — $1,93 \leq B \leq 2,06$.

Таким образом, на основе изложенного можно заключить:

1. Восстановить функцию распределения частиц Al_2O_3 по размерам при радиусах $a < 5$ мкм по измерениям рассеяния видимого света под углами $\theta \leq 5^\circ$, вообще говоря, невозможно. Более того, даже при задании конкретного двухпараметрического вида распределений при среднем радиусе $a_{43} \leq 2,5$ мкм не удастся установить параметры распределения по размерам.

2. Для распределений рассмотренного класса с $0 \leq B \leq 2$ величина среднего радиуса a_{43} может быть определена достаточно точно по отношению интенсивностей рассеянного света $I(3^\circ)/I(1^\circ)$ с использованием приведенных графиков и таблиц в случае, если $a_{43} \leq 3$ мкм.

3. Для расчета отношений интенсивностей рассеянного света $I(\theta)/I(\theta_0)$ вместо теории Ми в рассмотренном диапазоне параметров может быть использована более простая теория дифракции.

4. Если по измерениям при $\theta \leq 3^\circ$ средний радиус $a_{43} > 2,5$ мкм, то для установления параметров распределения частиц по размерам следует проводить дополнительное измерение при $\theta=5^\circ$. Указан способ вычисления a_{43} и B для распределений рассмотренного класса и метод оценки точности получаемых величин.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Шифрин К. С.* Обратные задачи теории рассеяния и распространения излучения.— В кн.: Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света, Минск: Наука и техника, 1971, с. 228.
2. *Шифрин К. С.* Вычисление некоторого класса определенных интегралов, содержащих квадрат бесселевой функции первого порядка.— Тр. ВЗЛТИ, 1956, вып. 2, с. 153.
3. *Шифрин К. С., Голиков В. И.* Измерение микроструктуры методом малых углов.— Тр. ГГО, 1964, вып. 152.
4. *Шифрин К. С.* Существенная область углов рассеяния при измерении распределения частиц по размерам методом малых углов.— Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1966, т. 11, № 9, с. 928.
5. *Шифрин К. С., Колмаков И. Б.* Влияние амплитудных погрешностей измерения оптической информации на точность вычисления спектра частиц методом малых углов.— Тр. ГГО, 1967, вып. 203, с. 138.
6. *Шифрин К. С.* Рассеяние света в мутной среде. М.: Гостехиздат, 1951.
7. *Ван де Хюлст Г.* Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961.
8. *Дейрменджан Д.* Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1972.
9. *Домбровский Л. А., Ивенский Н. Н.* Излучение однородного плоскопараллельного слоя сферических частиц.— ТВТ, 1973, т. 11, № 4, с. 818.
10. *Базир Л. П., Левашенко Г. И., Таманович В. В.* Уточнение мнимой части комплексного показателя преломления жидкой окиси алюминия.— ЖПС, 1977, т. 26, № 3, с. 514.
11. *Домбровский Л. А.* Рассеяние и поглощение света полыми сферическими частицами.— Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1974, т. 10, № 7, с. 720.
12. *Brown B., McArtu K. P.* Particle size of condensed oxides from combustion of metallized solid propellants.— Proc. VIII Int. Symp. on Combustion, 1960, v. 3, p. 814.
13. *Домбровский Л. А.* Излучение изотермического полидисперсного слоя.— ТВТ, 1976, т. 14, № 4, с. 828.
14. *Домбровский Л. А.* Расчет теплового радиоизлучения пены на поверхности моря.— Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1979, т. 15, № 3, с. 282.
15. *Домбровский Л. А., Жиравов В. М.* Метод интерпретации оптических измерений скорости частиц в двухфазных потоках.— ТВТ, 1980, т. 18, № 3, с. 596.
16. *Desai J. N., Vaidya D. B.* Particle size analysis by forward scattering.— J. Colloid Interface Sci., 1975, v. 51, N 3, p. 537.
17. *Лебедев В. В., Макиров А. Е.* Определение параметров распределения частиц по размерам.— Изв. вузов. Физика, 1960, № 4, с. 60.