

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИСПЕРСНОГО СОСТАВА ВЗВЕСИ В ФАКЕЛЕ СГОРАНИЯ МАГНИЕВЫХ СМЕСЕЙ

*Л. Н. Войтова, Ф. А. Кудрявицкий, Г. Д. Петров,
В. Л. Ровинский, Р. Н. Соколов*

Определение размеров частиц в факеле довольно сложно и обычно осуществляется с помощью пробных пластин, помещенных на некотором расстоянии от зоны горения [1]. Такая методика обладает рядом недостатков, в частности, она не позволяет получить информацию о кинетике изменения взвеси.

Ниже описывается установка и приводятся некоторые результаты бесконтактного дистанционного определения спектра и среднего радиуса частиц r непосредственно в факеле. Спектр размеров частиц $N(r)$ определялся обращением индикатрисы рассеяния лазерного излучения $I(\beta)$, заданной в малом интервале углов рассеяния β ($0 \leq \beta \leq 0,12$ рад).

Ранее [2—10] метод неоднократно использовался для определения $N(r)$ различных взвесей. Для обращения малоугловой индикатрисы использовалось интегральное преобразование Титчмарша [11]. Следует заметить, что при традиционном выводе метода малых углов [10] одно из необходимых условий преобразования, а именно $1 > a + v \geq -1/2$ [11], формально не выполняется.

Для определения функции распределения частиц по размерам необходимо найти асимптоту функции $V(\beta) = I(\beta)\beta^3$ [9]. Но ввиду ограниченности интервала углов рассеяния ($\beta \leq 0,12$ рад) асимптота не всегда может быть определена с необходимой точностью. Так, ни одна из зарегистрированных в факелах магниевых смесей индикатрис не привела к функции $V(\beta)$, выходящей на асимптоту до угла $\beta = 0,12$ рад, что объясняется сравнительно высокой концентрацией частиц с малыми размерами. Ниже рассмотрена формально более строгая, чем в [10], методика расчета, при использовании которой асимптотическое значение функции $V(\beta)$ достигается много быстрее, что существенно повышает точность измерений.

Поток энергии $F(\beta)$, рассеянный частицами внутри телесного угла β , равен [12—14]:

$$F(\beta) = \pi I_0 \int_0^\infty r^2 N(r) dr - \pi I_0 \int_0^\infty I_1^2(\rho\beta) r^2 N(r) dr - \pi I_0 \int_0^\infty I_0^2(\rho\beta) r^2 N(r) dr,$$

где I_0 — интенсивность падающего излучения; r — радиус частицы;

$$\rho = 2\pi r/\lambda; \quad (1)$$

$$F(\beta) = 2\pi \int_0^\beta I(\beta) \beta d\beta. \quad (2)$$

Используя аппроксимацию работы [10], из (1) и (2) получаем

$$I_0 \int_0^\infty I_1^2(\rho\beta) r^2 N(r) dr = I_0 \int_0^\infty r^2 N(r) dr - I(\beta)\beta - 2 \int_0^\beta I(\beta) \beta d\beta. \quad (3)$$

Переходя при больших значениях $\rho\beta$ к асимптотическим значениям функции Бесселя, запишем

$$\int_0^{\infty} I_1^2(\rho\beta) r^2 N(r) dr = \frac{\lambda}{2\pi^2\beta} \int_0^{\infty} r N(r) dr - \frac{\lambda}{2\pi^2\beta} \int_0^{\infty} r N(r) \cos\left(2\rho\beta - \frac{\pi}{2}\right) dr, \quad (4)$$

$$\int_0^{\infty} I_0^2(\rho\beta) r^2 N(r) dr = \frac{\lambda}{2\pi^2\beta} \int_0^{\infty} r N(r) dr + \frac{\lambda}{2\pi^2\beta} \int_0^{\infty} r N(r) \cos\left(2\rho\beta - \frac{\pi}{2}\right) dr. \quad (5)$$

С ростом $\rho\beta$ вторые слагаемые в (4) и (5) стремятся к нулю как коэффициенты Фурье и в пределе левые части (4) и (5) равны между собой (при этом β принимает некоторое достаточно большое значение $\beta_{\text{пр}}$). Из (3) тогда получаем:

$$\begin{aligned} I_0 \int_0^{\infty} r^2 N(r) dr &= 2 \int_0^{\beta_{\text{пр}}} I(\beta) \beta d\beta + 2I(\beta_{\text{пр}}) \cdot \beta_{\text{пр}}^2, \\ I_0 \int_0^{\infty} I_0^2(\rho\beta) r^2 N(r) dr &= 2 \int_0^{\beta_{\text{пр}}} I(\beta) \cdot \beta d\beta + 2I(\beta_{\text{пр}}) \cdot \beta_{\text{пр}}^2 - \\ &- I(\beta) \cdot \beta^2 - 2 \int_0^{\beta} I(\beta) \cdot \beta \cdot d\beta \equiv A(\beta). \end{aligned} \quad (6)$$

Решение уравнения (6) относительно $N(r)$ осуществляется с помощью преобразования Титчмарша [10] при полном соблюдении всех условий

$$N(r) r^2 = \int_0^{\infty} \frac{d}{d\beta} [A(\beta) \cdot \beta] I_0^2(\rho\beta) \cdot Y_0(\rho\beta) \rho\beta \cdot d\beta,$$

где $Y_0(\rho\beta)$ — функция Бесселя второго рода нулевого порядка. Функции $V(\beta)$ и $V_0 = A(\beta) \cdot \beta$ стремятся к одному асимптотическому значению $V_{\text{ас}}$

$$V(\beta) = I(\beta) \cdot \beta^3 = I_0 \beta \int_0^{\infty} I_1^2(\rho\beta) r^2 N(r) dr,$$

$$V_0(\beta) = I_0 \beta \int_0^{\infty} I_0^2(\rho\beta) r^2 N(r) dr$$

и, как следует из (4) и (5), их асимптотические значения равны. Для уточнения положения асимптоты в некоторых случаях целесообразно определить $V_{\text{ас}}$ как полусумму $V_0(\beta)$ и $V(\beta)$.

Обработка ряда экспериментальных индикатрис, относящихся к различным взвесам, показала, что функция $V_0(\beta)$ стремится к асимптотическому значению быстрее, чем $V(\beta)$. Прямые измерения $N(r)$ ряда модельных дисперсных систем [4] инерционными ловушками при одновременном измерении по малоугловой индикатрисе рассеяния указанным способом показали достаточно высокую надежность обращения, что иллюстрировалось близостью полученных функций распределения.

Концентрация частиц $f(r)$ в интервале dr определялась из закона Буге — Бэра по поглощению излучения в факеле [2]

$$I_{\text{пр}} = I_0 \exp \left[-2\pi L \int_0^{\infty} r^2 f(r) dr \right]; \quad \int_0^{\infty} r^2 f(r) dr = \frac{\ln(I_0/I_{\text{пр}})}{2\pi L}, \quad (7)$$

где $I_{\text{пр}}$ — интенсивность прошедшего излучения; L — длина пути луча в факеле. Но

На это же явление указывают и флуктуации поглощения лазерного излучения (рис. 2, б). Первый минимум индикатрисы обусловлен гранью ослабителя 12, центральный минимум обусловлен размерами поглощающего элемента 4.

На рис. 3 приведены спектры размеров частиц в факеле сгорания смеси 49% Mg и 51% KNO_3 (1), и для той же смеси с добавкой по весу 5 (2) и 10% (3) углерода. Максимумы счетной концентрации

частиц исследуемых составов, видимо, лежат за пределами рабочего диапазона размеров, но максимумы оптических сечений (рис. 3, 4) и объемной концентрации (рис. 3, 5) зарегистрированы достаточно надежно.

Индикатриса рассеяния факела горения чистого магния заметно отличалась от таковой для смесевых составов и не могла быть обращена, согласно методу малых углов, из-за присутствия большого количества мелких частиц.

Средний размер частиц в этом случае оценивался по отношению интенсивности излучения, рассеянного под двумя фиксированными углами $\beta=3$ и 6° [16]. Эти измерения показали, что средний диаметр частиц в факеле горения чистого магния лежит в диапазоне 0,7—1 мкм. Измерения под другими углами (1 и 6° , 1 и 3°) дали значения, лежащие в том же интервале.

Предлагаемая методика основана на методе малых углов [3, 12] и также существенно использует дифракционное приближение, ограничивающее размеры измеряемых частиц диапазоном $10 < r < 200$ (для $\lambda=0,63$ мкм $1 \text{ мкм} \leq r \leq 40 \text{ мкм}$). Коэффициент преломления материала частиц в указанном диапазоне их размеров практически не влияет на форму малоугловой индикатрисы рассеяния [17].

Погрешность нахождения спектра размеров частиц по предлагаемой методике определяется теми же факторами, что и в методе малых углов, но обсуждаемый способ обращения уравнения позволяет более строго выдержать условия преобразования Титчмарша и использует функции, быстрее сходящиеся к своему асимптотическому значению, что уменьшает погрешность определения $N(r)$. Заметим, что объем вычислений при этом несколько возрастает.

Как показано в [6], погрешность определения $N(r)$ максимальна для малых частиц и уменьшается примерно пропорционально $1/r^2$. Величина погрешности зависит от вида функции распределения и теоретически она оценена только для сравнительно небольшого их числа

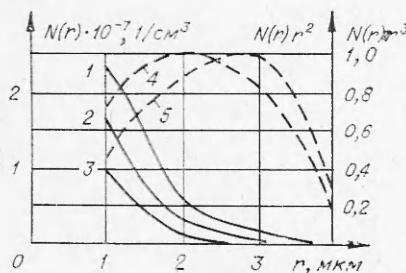


Рис. 3.

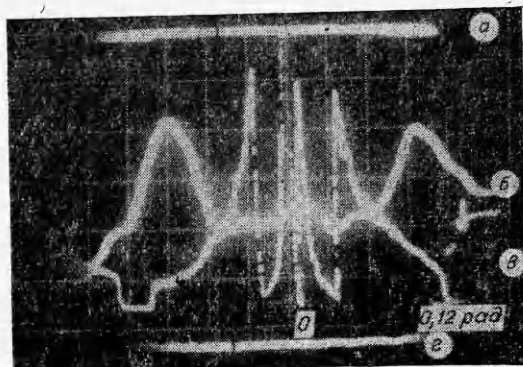


Рис. 2.

[6, 18, 19]. В [3] были проведены эксперименты на моделях с различными функциями распределения, которые показали, что погрешность восстановления значений среднеарифметического, среднеквадратичного и среднекубического радиусов частиц методом малых углов, а значит, и предлагаемой методикой, в худшем случае не превышает 20% и в среднем равна 10%. Погрешность определения размеров малых частиц может дости-

гать 40%, что связано с заметным отличием коэффициента эффективно-го сечения $k_a(\rho, m)$ малых ($\rho < 20$) частиц от постоянного значения, равного 2. Эту погрешность можно уменьшить, умножив полученный спектр размеров на корректирующий множитель $S(\rho, m)$, учитывающий изменение коэффициента k_a .

$$S(\rho, m) \approx 2/k_a(\rho, m).$$

При анализе распределения и концентрации мелких частиц принималось $m = \infty$ (абсолютно отражающие частицы).

Исследования погрешностей восстановления функции распределения предлагаемой методикой, проделанные аналогично [6, 18, 19], показали, что в указанном интервале размеров частиц они не превышали 25%.

Всесоюзный
научно-исследовательский институт
физико-технических
и радиотехнических измерений

Поступила в редакцию
21/1 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Ф. Похил, В. М. Мальцев и др. ФГВ, 1971, 7, 1.
2. Г. Д. Петров. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1959, 5, 796.
3. К. С. Шифрин, В. И. Голиков. Труды ГГО, вып. 170.
4. Г. Д. Петров, Р. Н. Соколов, В. А. Васильев. ИФЖ, 1970, XVIII, 1.
5. Р. Н. Соколов, Г. Д. Петров, Ф. А. Кудрявицкий. ТВТ, 1970, 1.
6. Р. Н. Соколов, Г. Д. Петров и др. Измерительная техника, 1973, 10.
7. А. М. Сальман. ЖТФ, 1970, 4.
8. А. Я. Хайруллина, С. Ф. Шумилина. ЖПС, 1973, XIX, 3.
9. J. Cornillaud. Appl. Optics, 1972, 11, 2, 265.
10. К. С. Шифрин, И. Б. Колмаков. Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1967, 3, 12.
11. Г. Бейтман, А. Эрдейи. Высшие трансцендентные функции. М., «Наука», 1966.
12. J. N. Chin, C. M. Slierchevich, M. Tribus. J. Phys. Chem., 1955, 59, 9, 845.
13. Г. Ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. М., ИЛ, 1961.
14. М. Борн. Оптика, Харьков — Киев, ОНТИ, 1937.
15. V. E. Zuev, M. V. Kabanov, B. A. Savelev. Appl. Optics, 1969, 8, 1.
16. J. R. Hodgkinson. Appl. Optics, 1966, 5, 5.
17. E. J. Meeschan, A. E. Lyberg. Appl. Optics, 1973, 12, 3, 551.
18. В. Н. Фунтаков, Р. Н. Соколов и др. Измерительная техника, 1974, 2.
19. В. Н. Фунтаков, Р. Н. Соколов и др. Измерительная техника, 1971, 7.

УДК 662.220

ВЛИЯНИЕ ПРИРОДЫ СОЛЕЙ-ОКИСЛИТЕЛЕЙ НА СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ ДВОЙНЫХ СМЕСЕЙ ИХ С МАГНИЕМ

В. В. Горбунов, А. А. Шидловский, В. А. Лобанов

В ряде работ [1—6] изучались процессы термического разложения и горения двойных смесей магния с различными окислителями (нитратами, перхлоратами и др.). Но полученные экспериментальные данные для смесей с разными окислителями резко сопоставлялись между собой и не анализировались факторы, влияющие на скорость горения. В данной работе сопоставлены скорости горения для смесей магния с пятнад-