

В.А. Архипов, И.Р. Ахмадеев, С.С. Бондарчук, Б.И. Ворожцов,  
А.А. Павленко, М.Г. Потапов

## Модифицированный метод спектральной прозрачности измерения дисперсности аэрозолей

*Институт проблем химико-энергетических технологий СО РАН, г. Бийск*

Поступила в редакцию 14.02.2006 г.

Рассмотрены модифицированный метод спектральной прозрачности и экспериментальная установка для измерения средних размеров аэрозольных частиц в оптически плотных высокотемпературных двухфазных потоках. Метод основан на ослаблении лазерного излучения облаком частиц при ограниченном наборе длин волн зондирующего излучения. Представлены результаты измерения дисперсности конденсированных частиц оксида алюминия в гетерогенной плазме продуктов сгорания.

### Введение

Для измерения спектра размеров аэрозольных частиц широко применяются бесконтактные методы, основанные на постановке и решении обратных задач оптики аэрозолей: метод малых углов индикатрисы рассеяния, метод полной индикатрисы, метод спектральной прозрачности [1, 2]. При диагностике высокотемпературных оптически плотных аэрозольных систем, в частности гетерогенной плазмы продуктов сгорания с высокой концентрацией конденсированных частиц, применение этих методов затруднено наличием интенсивного собственного излучения частиц.

В статье рассмотрен модифицированный метод спектральной прозрачности, основанный на измерении спектральных коэффициентов пропускания облака частиц при ограниченном наборе длин волн зондирующего излучения [2, 3]. Этот метод не позволяет определять функцию  $f(a)$  распределения частиц по размерам, однако для измерения средних размеров частиц, в частности среднего объемно-поверхностного диаметра  $a_{32}$ , обладает рядом преимуществ — простотой аппаратного оформления и юстировки, возможностью диагностики высокотемпературных двухфазных потоков большой оптической плотности.

### Метод измерения

Сущность данного метода заключается в решении обратной задачи для интегрального уравнения

$$\tau_\lambda = \frac{\pi C_n l}{4} \int_0^\infty a^2 Q(a, \lambda, m) f(a) da, \quad (1)$$

где  $\tau_\lambda$  — спектральная оптическая толщина;  $C_n$  — счетная концентрация частиц;  $\lambda$  — длина волны зондирующего излучения;  $Q$  — фактор эффективности

ослабления для одиночных частиц;  $l$  — оптическая длина зондирования;  $a$  — диаметр частиц;  $m$  — комплексный показатель преломления материала частиц.

Усредненный фактор эффективности ослабления определяется выражением

$$\bar{Q}(a, \lambda, m) = \frac{\int_0^\infty Q(a, \lambda, m) a^2 f(a) da}{\int_0^\infty a^2 f(a) da}. \quad (2)$$

Заменяя счетную концентрацию  $C_n$  на массовую

$$C_m = C_n \frac{\pi \rho_p}{6} \int_0^\infty a^3 f(a) da, \quad (3)$$

получим выражение для оптической толщины:

$$\tau_\lambda = \frac{1,5 C_m l \bar{Q}(a, \lambda, m)}{\rho_p a_{32}}, \quad (4)$$

где  $\rho_p$  — плотность материала частиц;

$$a_{32} = \frac{\int_0^\infty a^3 f(a) da}{\int_0^\infty a^2 f(a) da}$$

— средний объемно-поверхностный диаметр частиц.

Физическая модель метода основана на взаимодействии монохроматического излучения с полидисперсной средой по механизму Ми и сохранении инвариантности усредненного фактора эффективности ослабления относительно вида функции распределения частиц по размерам. Корректность это-

го предположения обусловлена тем, что  $\bar{Q}(\lambda, m)$  определяется интегралами от  $f(a)$  и, следовательно, малочувствителен к особенностям поведения  $f(a)$  в интервале рассматриваемых размеров частиц [2, 4].

Усредненный фактор эффективности ослабления при определенных условиях не зависит от вида  $f(a)$ , а является функцией среднего объемно-поверхностного диаметра частиц  $a_{32}$  при заданной длине волны зондирующего излучения и важнейшей оптической характеристикой свойств двухфазных полидисперсных сред.

Задача определения размеров частиц настоящим методом сводится к измерению спектральной оптической толщи дисперсной среды на двух длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  и расчету усредненных факторов эффективности ослабления для этих же длин волн.

Отношение экспериментально измеренных оптических толщ на двух длинах волн равно отношению усредненных факторов эффективности ослабления и представляет собой функцию среднего размера частиц:

$$\frac{\tau_{\lambda_i}}{\tau_{\lambda_j}} = \frac{\bar{Q}(a_{32}, \lambda_i, m)}{\bar{Q}(a_{32}, \lambda_j, m)} = F_{ij}(a_{32}). \quad (5)$$

Диапазон измерений средних размеров частиц зависит от выбора длин волн зондирующего излучения. Так, при  $\lambda_i = 0,63$  мкм и  $\lambda_j = 3,39$  мкм диапазон измерений  $a_{32}$  составляет 0,5–4 мкм.

В рассматриваемой установке использовались три длины волны зондирующего излучения —  $\lambda_1 = 0,63$ ,  $\lambda_2 = 1,15$ ,  $\lambda_3 = 3,39$  мкм и определялись отношения экспериментально измеренных оптических толщ  $F_{21}$ ,  $F_{31}$  и  $F_{32}$ .

Расчеты факторов эффективности ослабления для одиночных частиц проводились по точным формулам теории Ми с использованием логарифмических производных от функций Риккати–Бесселя [5]. Оптические константы для частиц оксида алюминия взяты из работы [6]. Графики зависимости усредненных факторов эффективности ослабления  $\bar{Q}(a_{32}, \lambda_i, m)$  от среднего объемно-поверхностного диаметра  $a_{32}$  представлены на рис. 1.

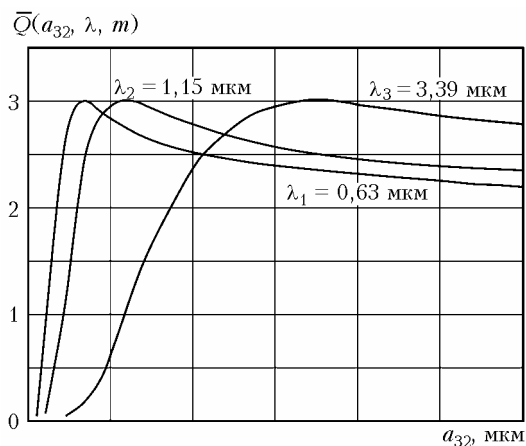


Рис. 1

Таким образом, по экспериментально измеренным  $\tau_{\lambda_i}$  и расчетным значениям  $F_{ij}(a_{32})$  можно определить  $a_{32}$ . Концентрация частиц в зоне измерений определялась по формуле

$$C_m = \frac{\tau_{\lambda} \rho_p a_{32}}{1,5 l \bar{Q}(a_{32}, \lambda, m)} \quad (6)$$

при условии, что оптическая длина зондирования известна или определена экспериментально.

При практической реализации многочастотного зондирования двухфазных сред необходим выбор длин волн излучения, на которых измерения информативны относительно спектра размеров частиц.

Основным условием для выбора  $\lambda_i$  при реализации данного метода является выраженная зависимость усредненных факторов эффективности ослабления от среднего объемно-поверхностного диаметра частиц. Положение максимума функций  $\bar{Q}(\rho_{32})$  достаточно хорошо описывается формулой [4]:

$$\rho_{32}^0 = \frac{\pi}{\lambda} a_{32}^0 = 1 + \frac{4}{|m|^2 - 1}, \quad (7)$$

где верхний индекс «0» определяет значения усредненного параметра дифракции  $\rho_{32}$  и размера частиц  $a_{32}$ , при которых функция  $\bar{Q}(\rho_{32})$  имеет экстремум.

Из условия (7) следует, что при априорном задании диапазона изменения средних размеров частиц исследуемой среды ( $a_{32}^{\min}$ ,  $a_{32}^{\max}$ ) длины волн излучения должны находиться вблизи значений [7]:

$$\lambda^{\min} = \pi a_{32}^{\min} \left( \frac{|m|^2 - 1}{|m|^2 + 3} \right), \quad (8)$$

$$\lambda^{\max} = \pi a_{32}^{\max} \left( \frac{|m|^2 - 1}{|m|^2 + 3} \right). \quad (9)$$

При  $\lambda_i < \lambda^{\min}$  в эксперименте будет измеряться средний размер мелкодисперсной фракции в исследуемой среде, при  $\lambda_i > \lambda^{\max}$  — крупнодисперсной фракции.

Значения отношений усредненных факторов эффективности  $F(a_{32})$  для трех длин волн зондирующего излучения, рассчитанные по формуле (5), приведены в табл. 1.

Таблица 1  
Отношения усредненных факторов эффективности ослабления ( $\lambda_1 = 0,63$ ,  $\lambda_2 = 1,15$ ,  $\lambda_3 = 3,39$  мкм)

$a_{32}$ , мкм	$F_{21}$	$F_{31}$	$F_{32}$	$a_{32}$ , мкм	$F_{21}$	$F_{31}$	$F_{32}$
1,5	1,117	0,648	0,580	5,0	1,065	1,281	1,202
2,0	1,116	0,946	0,847	5,5	1,089	1,303	1,196
2,5	1,100	1,139	1,031	6,0	1,063	1,254	1,180
3,0	1,125	1,270	1,128	6,5	1,067	1,231	1,152
3,5	1,087	1,308	1,203	7,0	1,099	1,226	1,114
4,0	1,064	1,296	1,218	7,5	1,056	1,222	1,157
4,5	1,089	1,310	1,203	8,0	1,050	1,211	1,151

Максимальный измеряемый размер частиц  $a_{32}$  в данном случае будет определяться значением, при котором соответствующая функция  $F(a_{32})$  имеет максимум.

На основе проведенных расчетов зависимостей  $\bar{Q}(a_{32})$  и  $F(a_{32})$  для соответствующих пар длин волн определены диапазоны измерения  $a_{32}$  ( $a_{32}^{\min}$ ,  $a_{32}^{\max}$ ) (табл. 2).

Таблица 2

Диапазоны измерения средних размеров частиц			
$\lambda_1$ , мкм	$\lambda_2$ , мкм	$a_{32}^{\min}$ , мкм	$a_{32}^{\max}$ , мкм
0,63	1,15	0	1,5
0,63	3,39	0	3,5
1,15	3,39	0,1	3,6

Как было отмечено выше, данный метод основан на взаимодействии излучения с частицей в рамках теории Ми в предположении однократного рассеяния света независимыми сферическими однородными частицами. В высокотемпературных двухфазных потоках плазмы продуктов сгорания конденсированные частицы окислов металлов представляют собой, как правило, жидкие капли. Под действием поверхностного натяжения капля приобретает форму, близкую к сферической (при числах Вебера, не превышающих  $1 \div 5$  [8]).

Вклад многократного рассеяния становится существенным при значениях оптической толщи  $\tau > 10 \div 18$  [9]. При этом наблюдаются отклонения от закона Бугера и метод спектральной прозрачности может дать большие погрешности в определении размеров аэрозольных частиц [10].

Кроме того, при измерении спектральных коэффициентов пропускания оптически плотных потоков возникают серьезные проблемы выделения зондирующего излучения на фоне собственного излучения плазмы. Поэтому реальные границы применимости метода по величине оптической толщи не превышают значений  $\tau_\lambda = 3 \div 4$  [2].

## Экспериментальная установка

Исследование дисперсных параметров потоков аэрозолей в высокотемпературных продуктах сгорания в рамках рассматриваемого метода требует разработки соответствующих комплексов аппаратуры, отвечающих достаточно жестким требованиям. Действие таких комплексов основано на принципе измерения ослабления лазерного излучения, прошедшего через поток.

Функционально лазерный измерительный комплекс состоит из блока излучателей, фотоприемного блока и регистрирующей аппаратуры. При этом на все составные части комплекса накладывается ряд требований — большой диапазон интенсивностей и длин волн источников лазерного излучения, высокая спектральная чувствительность и линейная зависимость выходных сигналов фотоприемников, большой динамический диапазон воспринимаемых

сигналов и частотная стабильность регистрирующих устройств [3].

Все эти условия реализованы в специально разработанном трехволновом гелий-неоновом излучателе (рис. 2), который состоит из серийного лазера ЛГ-75 (мощностью 25 мВт) и оптико-механической приставки, включающей алюминизированное сферическое зеркало (с фокусным расстоянием 2 м) и модулятор с перфорированным диском [11].

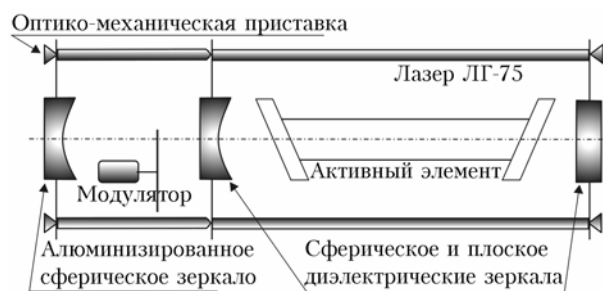


Рис. 2. Функциональная схема трехволнового лазера

Оптико-механическая приставка представляет собой юстировочное устройство от серийного излучателя, укрепленное при помощи небольших инваровых стержней к торцу лазера ЛГ-75 и образующее с ним единое целое. Резонатор ЛГ-75 для излучения с длиной волны  $\lambda = 0,63$  мкм помещен внутри резонатора для  $\lambda = 3,39$  и  $1,15$  мкм. Выходное зеркало общее. Модулятор с помощью перфорированного диска открывает или закрывает со стороны активного элемента алюминизированное зеркало, благодаря этому происходят включение и выключение внешнего резонатора для  $\lambda = 3,39$  и  $1,15$  мкм между диэлектрическими зеркалами.

При включении внешнего резонатора обеспечиваются условия для генерации  $\lambda = 3,39$  мкм. Одновременно возникает и генерация с длиной волны  $1,15$  мкм. Когда модулятор перекрывает зеркало, создаются условия для возбуждения излучения с  $\lambda = 0,63$  мкм в резонаторе, образованном диэлектрическими зеркалами лазера ЛГ-75. В результате возникает модулированное лазерное излучение на трех длинах волн, направленных по одному оптическому пути.

Для регистрации лазерного излучения на трех длинах волн разработан фотоприемный блок с системой селекции длин волн (рис. 3). Пучок лазерного излучения в фотоприемном блоке разводится на три луча системой делительных полупрозрачных оптических пластин с диэлектрическим покрытием. Регистрация излучения на длинах волн  $0,63$  и  $1,15$  мкм осуществляется фотоприемниками на основе фотодиодов ФД-24К. Для селекции длины волны  $0,63$  мкм используется интерференционный фильтр, а длины волны  $1,15$  мкм — кремниевый. Регистрация излучения на длине волны  $3,39$  мкм осуществляется пироэлектрическим приемником МГ-30 с германиевым фильтром.

Проведена калибровка измерительного тракта с целью установления линейного режима работы



Рис. 3. Внешний вид трехволнового лазера с фотоприемным блоком

фотоприемников и осуществления идентификации оптической толщи двухфазного потока эталонным значениям калибровочных светофильтров. Блок-схема измерительной установки представлена на рис. 4.

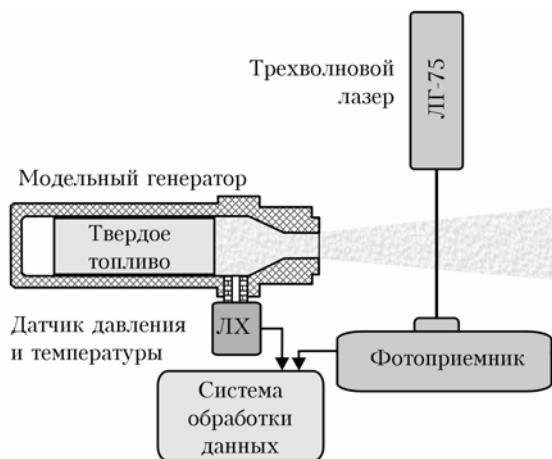


Рис. 4. Блок-схема измерения параметров продуктов сгорания

## Результаты измерений

Отработка методики проводилась при анализе конденсированных продуктов сгорания (оксид алюминия) модельных композиций смесевых твердых топлив на основе перхлората аммония, бутылкаучука и 10%-го порошка алюминия типа АСД-4. Использовались цилиндрические образцы твердых топлив диаметром 47 мм, длиной 81 мм и массой 0,25 кг. Измерения проводились в гетерогенной струе продуктов сгорания бесоплового газогенератора с выходным сечением диаметром 10,8÷13,3 мм. Значения спектральной оптической толщи  $\tau_\lambda$  в проведенных экспериментах не превышали 1÷3. На рис. 5 представлен внешний вид струи продуктов сгорания во время работы модельного генератора.

На рис. 6 приведены типичные экспериментальные данные полученных зависимостей размера частиц  $a_{32}$  от времени для различных средних

значений реализующихся в камере сгорания температур.

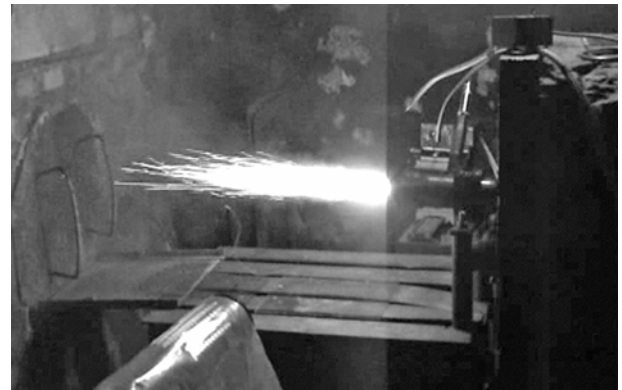


Рис. 5

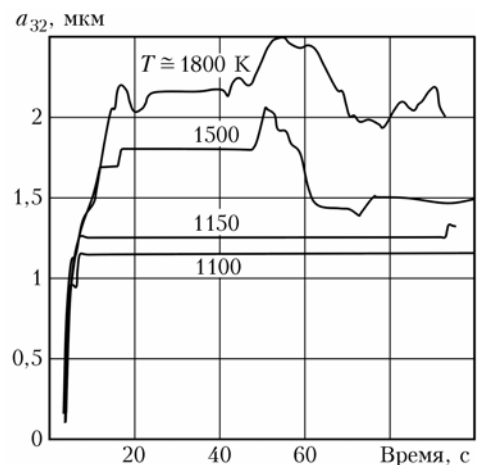


Рис. 6

Немонотонность поведения зависимостей для более высоких температур обусловлена достаточно сильной нестационарностью реализующихся в этих условиях внутривалистических параметров, в частности перемещением границы критического сечения и изменением протяженности зоны высоких скоростей потока.

## Заклучение

Таким образом, предложенный нами модифицированный метод спектральной прозрачности измерения дисперсности аэрозолей отличается достаточной простотой аппаратной реализации и юстировки, а также возможностью диагностики двухфазных потоков большой оптической плотности.

Разработанный измерительный комплекс и созданное программное обеспечение для определения параметров продуктов сгорания апробированы путем анализа дисперсности продуктов сгорания модельных составов смесевых твердых топлив при сжигании в бессопловом генераторе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 05-03-32729 и 05-08-18237) и гранта МНТЦ (проект 3305).

1. Зуев В.Е., Кауль Б.В., Самохвалов И.В., Курков К.И., Цанев В.И. Лазерное зондирование промышленных аэрозолей. Новосибирск: Наука, 1986. 188 с.
2. Архипов В.А. Лазерные методы диагностики гетерогенных потоков: Уч. пособие. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1987. 140 с.
3. Ворожцов Б.И., Потапов М.Г., Павленко А.А., Лушев В.П., Галенко Ю.А., Хрусталеv Ю.В. Многочастотный лазерный измерительный комплекс контро-

- ля атмосферных и промышленных аэрозолей // Оптика атмосф. и океана. 1997. Т. 10. № 7. С. 828–832.
4. Пришивалко А.П., Науменко Е.К. Рассеяние света сферическими частицами и полидисперсными средами / Препринт ИФ АН БССР. Ч. 1. Минск, 1972. 61 с.
  5. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1997. 165 с.
  6. Grygnak D.A., Burch D.E. Optical and Infrared Properties of  $Al_2O_3$  at Elevated Temperatures // J. Opt. Soc. Amer. 1965. V. 55. N 6. P. 625–629.
  7. Pavlenko A., Arkhipov V., Vorozhtsov B., Akhmadeev I., Potapov M. Informative Radiation. Wavelengths of Aerosol Media / XII Joint Int. Symp. «Atmospheric and Oceanic Optics. Atmospheric. Physics.» Tomsk: IAO SB RAS, 2005. P. 148.
  8. Архипов В.А., Васенин И.М., Бутов В.Г., Глазнов А.А., Трофимов В.Ф. Газовая динамика двухфазных течений в соплах. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1986. 262 с.
  9. Савельев Б.А. О двух подходах к понятию однократного рассеяния // Изв. вузов. Физ. 1967. № 12. С. 136–138.
  10. Зуев В.Е., Кабанов М.В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех). М.: Сов. радио, 1977. 368 с.
  11. Лушев В.П., Москалец О.А., Павленко А.А., Подлесная Е.В. Трехволновой He–Ne-лазер с амплитудно-частотной модуляцией излучения // Приборы и техн. эксперим. 1990. № 2. С. 178–179.

V.A. Arkhipov, I.R. Akhmadeev, S.S. Bondarchuk, B.I. Vorozhtsov, A.A. Pavlenko, M.G. Potapov.  
**Modified method of a spectral transparency for measuring the aerosol dispersivity.**

The modified method of a spectral transparency and experimental set up for aerosol particle average size measurement in the optically dense high-temperature two-phase flows are considered. The method is based on laser beam attenuation by a particle cloud at a limited set of probing radiation wavelengths. Experimental results on the condensed alumina particle size in the heterogeneous combustion products are presented.