

## КОНТРОЛЬ ТЕМПЕРАТУРЫ ЧАСТИЦ ПРИ ПОЛУЧЕНИИ ПОЛЫХ ПОРОШКОВ $ZrO_2$ В ПОТОКЕ ЭЛЕКТРОДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ

<sup>1,2</sup>И.П. Гуляев, <sup>2</sup>А.О. Маковеев

<sup>1</sup>Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича,  
г. Новосибирск

<sup>2</sup>Югорский государственный университет, г. Ханты-Мансийск

Рассматривается текущий методический и аппаратный уровень систем диагностики температуры и скорости частиц дисперсной фазы в высокотемпературных потоках, отвечающих условиям газотермического напыления. Обсуждаются возможности реализации пирометрических методов на современном техническом уровне. Приводятся результаты измерения температуры частиц диоксида циркония в процессе получения полых порошков в плазме.

**Ключевые слова:** диагностика плазменного потока, температура и скорость частиц, пирометрия

### Введение

Важность задачи определения температуры объектов по спектру их теплового излучения сложно переоценить. Подобные вопросы решаются и в астрофизике, и в исследованиях нано-мира, и в рутинных производственных процессах. Различия измерительных процедур заключаются в технических деталях – порядок измеряемых температур, область спектра электромагнитных волн, применяемые системы регистрации излучения.

Диапазон температур, измеряемых методами оптической пирометрии, в первую очередь определяется спектральным диапазоном чувствительности приемника. Так, традиционные кремниевые элементы (300-1000 нм) позволяют измерять температуры от 1000 К и выше. Ставшие доступными в последние годы InGaAs элементы (900-1700 нм, при увеличении концентрации In – до 2500 нм) – от 250-300 К.

Все методы оптической пирометрии основаны на использовании закона излучения Макса Планка. В связи с тем, что большинство современных регистрирующих элементов являются полупроводниковыми и считывают фотоэлектроны, рожденные в результате явления внутреннего фотоэффекта, удобно использовать закон излучения абсолютно черного тела (АЧТ) в следующем виде: число фотонов, излучаемых в полупространство единицей поверхности АЧТ в единичном интервале длин волн в единицу времени, равно

$$r(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^4} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T}\right) \text{ шт}/(\text{мкм} \cdot \text{мм}^2),$$

где  $c_1 = 1.884 \cdot 10^{21}$  шт·мкм<sup>3</sup>/мм<sup>2</sup>,  
 $c_2 = 14\,388$  К·мкм,

$\lambda$  – длина волны излучения в мкм,

$T$  – температура АЧТ.

Спектральная яркость реального излучателя  $b_{\lambda, T}$  связана с величиной  $r_{\lambda, T}$  соотношением

$$b_{\lambda, T} = \varepsilon_{\lambda, T} \cdot r_{\lambda, T},$$

где  $\varepsilon_{\lambda, T}$  – спектральная излучательная способность материала при данной температуре тела  $T$ .

Если исследуемый объект имеет истинную (термодинамическую) температуру  $T_{ucm}$ , то по интенсивности теплового излучения объекта  $b$  в узком интервале длин волн определяют его яркостную температуру  $T_{яp}$  – температуру, при которой АЧТ имеет ту же спектральную яркость на данной длине волны  $\lambda$ , что и рассматриваемое тело при температуре  $T_{ucm}$ :

$$b(\lambda, T_{ucm}) = r(\lambda, T_{яp}).$$

Регистрация теплового излучения объекта на двух различных длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  позволяет определить цветовую температуру объекта  $T_{цв}$ , при которой отношение спектральной яркости излучения АЧТ  $r(\lambda, T_{цв})$  на выбранных длинах такое же, как отношение спектральной яркости реального излучателя при истинной температуре  $T_{ucm}$ :

$$\frac{b(\lambda_1, T_{ucm})}{b(\lambda_2, T_{ucm})} = \frac{b(\lambda_1, T_{цв})}{b(\lambda_2, T_{цв})}.$$

Связь измеряемых температур с истинной температурой объекта дается следующими соотношениями [1]:

$$\frac{1}{T_{яp}} = \frac{1}{T_{ист}} + \frac{\lambda}{c_2} \ln \frac{1}{\varepsilon \lambda T_{ист}},$$

$$\frac{1}{T_{цв}} = \frac{1}{T_{ист}} + \frac{\ln(\varepsilon_1 / \varepsilon_2)}{c_2 \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)},$$

где  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  – излучательная способность материала на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , соответственно.

### Диагностическая аппаратура

Традиционные способы абсолютных (яркостная пирометрия) и относительных (цветовая пирометрия) измерений температуры характеризуются большими ошибками, обусловленными погрешностью измерений интенсивности излучения на заданных длинах волн. При этом переход от яркостной и цветовой температур к истинной требует знания излучательной способности объекта, которая часто просто неизвестна для многих новых материалов. Обычно точность таких методов для благоприятных «лабораторных» условий оценивают на уровне 10-15%.

Диагностика температур частиц дисперсной фазы в плазменном потоке осложняется малыми размерами и высокой скоростью частиц, а также наличием интенсивного излучения самой плазмы. На сегодняшний день на рынке систем измерения температуры и скорости частиц имеется несколько комплексов, все из которых в том или ином виде используют метод двухцветовой пирометрии: DPV, Accuraspray (Теснар, Канада), Spectraviz (Stratronics, США), SprayWatch (Oseir, Финляндия). Типичные ошибки измерения средних значений температур частиц составляют 500-600 градусов на уровне измеряемых значений 2500-3000 К [2], что, видимо, является принципиальным пределом этих методов. Подобные примеры достаточно ясно демонстрируют актуальность работ по развитию систем диагностики двухфазных потоков.

Отличительной особенностью пирометрии полного (широкого) спектра является регистрация интенсивности излучения  $b(\lambda)$  с помощью нескольких тысяч приемников (ячеек ПЗС-линейки), что позволяет непосредственно в процессе

диагностики убедиться в том, что принимаемое излучение действительно имеет тепловой характер [3]. Даже простое применение метода двухцветовой пирометрии к различным парам длин волн регистрируемого спектра позволяет находить статистически наиболее вероятную температуру объекта с относительной погрешностью 3-5% [4]. Еще большей точности определения температуры объекта можно добиться путем подгонки функции Планка под измеренный спектр. «Лабораторная» точность такого метода находится на уровне 2%.

Регистрация движения двухфазных потоков с помощью высокоскоростных видеокамер на основе ПЗС-матриц позволяет совместить в одном приборе средства измерения скорости индивидуальных частиц [5, 6], а также яркостный или двухцветовой пирометр [7,8]. В условиях реального технологического процесса, для которого заранее определены оптимальные режимные параметры, одним из важных преимуществ применения видеосистем является возможность контроля в режиме реального времени геометрических характеристик процесса (траектория частиц, угол наклона струи), по которым можно судить об исправности оборудования [9-11].



Рисунок 1 – Внешний вид экспериментальной установки

Методика калибровки яркостных и цветковых пирометрических систем на основе ПЗС-матриц в настоящее время разработана достаточно хорошо [12,13] и позволяет добиться приведенных выше значений точности измерения температуры. Интеграция спектральных приборов в состав диагностических систем должна стать важнейшим этапом их развития. Высокая точность определения температур однородно нагретых объектов, которой характеризуются

## КОНТРОЛЬ ТЕМПЕРАТУРЫ ЧАСТИЦ ПРИ ПОЛУЧЕНИИ ПОЛЫХ ПОРОШКОВ $ZrO_2$ В ПОТОКЕ ЭЛЕКТРОДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ

спектральные пирометры, позволяет их использовать для автономной калибровки видеосистемы. Однако, тот факт, что спектрометры интегрируют сигнал по всей области визирования (в отличие от видеосистем), неизбежно приводит к необходимости редукции температурного распределения частиц по их суммарному тепловому спектру. Подход к решению этой задачи уже сформулирован [2, 14].

### Эксперимент и результаты

Целью проведенных экспериментальных работ являлась оптимизация режимных параметров процесса получения полых сферических порошков [15] и определение температуры и скорости частиц  $ZrO_2$  (стабилизирован  $Y_2O_3$  8% по массе) в плазменной струе. Для формирования плазменного потока был использован электродуговой плазмотрон МЭВ-50 (ИТПМ СО РАН) с выходным диаметром канала 10 мм, расход плазмообразующего азота 0.6-1.0 г/с, ток дуги 150-200 А, скорость подачи порошка 2 кг/ч, двухсторонний ввод радиально под срез сопла. Исходный материал представлял собой узкую фракцию 71-80 мкм порошка Metco 204. Регистрация движения частиц порошка в плазменной струе осуществлялась с помощью высокоскоростной (от 500 до 50000 кадров/сек) видеокамеры «ВидеоСпринт» (НПК Видеоскан) (рисунок 1). Для подавления излучения плазмы перед объективом камеры был установлен светофильтр КС-14. Дополнительно производилась регистрация спектра теплового излучения дисперсной компоненты в различных сечениях на оси плазменного потока. Был использован фотоспектрометр схемы Черни-Тернера на кремниевой ПЗС-линейке Toshiba TCD1304AP с диапазоном чувствительности 300-900 нм.

Об эффективности процесса получения полого порошка судили по анализу микроизображений сферических частиц обработанного материала, полученных на оптическом микроскопе Stereo Discovery V12 (Carl Zeiss) в проходящем свете (рисунок 2).

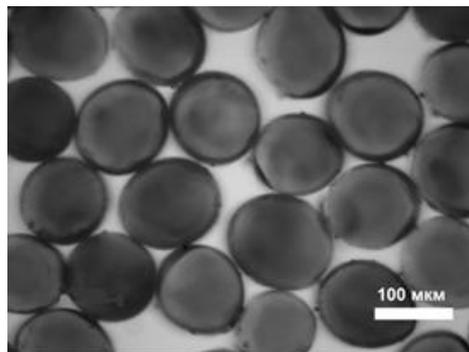


Рисунок 2 – Полые сферы  $ZrO_2$  фракции 100-112 мкм, полученные в оптимальном режиме обработки. Снимок оптического микроскопа в проходящем свете

После определения оптимальных условий плазменной обработки порошка технологический режим был зафиксирован и видеокамера использовалась в качестве системы контроля процесса. На рисунке 3 изображен отдельный кадр высокотемпературной струи с треками излучающих частиц.



Рисунок 3 – Видеоизображение двухфазной плазменной струи с треками частиц  $ZrO_2$ .

Расход плазмообразующего азота 0.8 г/с, ток дуги 200 А, напряжение дуги 190 В. Расход порошка 2 кг/час. Время экспозиции кадра 40 мкс.

Для определения температур частиц анализировался спектр их суммарного теплового излучения. Область визирования приемника излучения охватывает срез струи шириной примерно 1 см. За время накопления сигнала (12-100 мс) область визирования пересекают сотни частиц, имеющих различную температуру. Считая, что частицы имеют одинаковый размер и пребывают в измерительном объеме одинаковое время, регистрируемый тепловой спектр можно представить в следующем виде:

$$N(\lambda) = K \int_0^{\infty} \varepsilon(\lambda, T) \cdot r(\lambda, T) \cdot f(T) dT .$$

где  $f(T)$  – счетная функция распределения частиц по температурам,

$K$  – коэффициент пропорциональности, учитывающий все геометрические особенности оптического тракта.

Так как спектральная зависимость излучательной способности  $ZrO_2$  неизвестна, то ее в расчетах опускали.

Из практики известно, что распределение частиц в плазменной струе, как по температурам, так и по скоростям, характеризуется нормальным распределением. Поэтому при анализе спектров использовался следующий вид функции

$$f(T) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(T-T_0)^2}{2\sigma^2}\right),$$

где  $T_0$  – средняя температура,

$\sigma$  – ширина распределения.

На рисунке 4 представлен спектр, зарегистрированный на расстоянии 15 см от среза сопла и расчетная кривая, соответствующая параметрам  $T_0 = 2472$  К,  $\sigma = 424$  К, найденным методом наименьших квадратов.

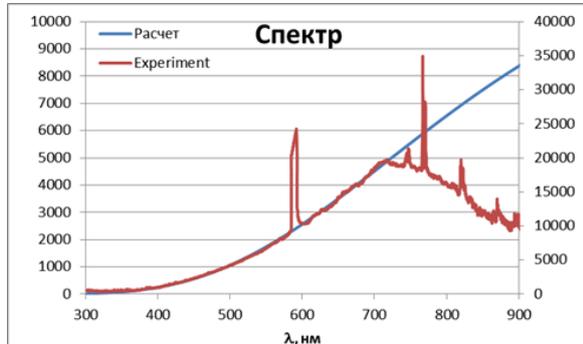


Рисунок 4 – Регистрируемый и расчетный суммарный спектр. Относительные единицы.

Для различных сечений плазменной струи подобным образом были найдены параметры распределения  $T_0$  и  $\sigma$ . Кроме того по тем же зарегистрированным спектрам были найдены «максимальные» значения температур частиц по интервалу спектра 350-420 нм. На рис. 5 изображено изменение средних и максимальных температур частиц вдоль оси струи. Планки погрешностей отвечают значениям параметра  $\sigma$  в найденных распределениях. Как видно, по мере удаления от начальной области струи средние и максимальные температуры снижаются. На этом же рисунке

представлены результаты расчета температуры одиночных частиц  $ZrO_2$  в соответствии с уравнениями [16]. В расчетах использованы профили температуры и скорости струи, полученные с помощью пакета Ansys Fluent. Расчеты проведены для сферических частиц диаметром 75 мкм, инжектируемых радиально под срез сопла с различной начальной скоростью: 4, 6 и 8 м/с.

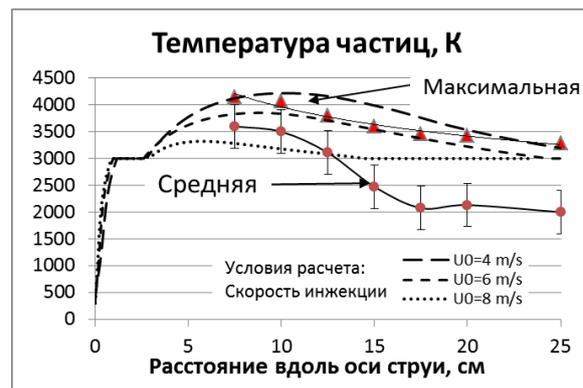


Рисунок 5 – Сравнение результатов измерения средней (круги) и максимальной (треугольники) температур частиц  $ZrO_2$  в плазменной струе с расчетами (линии).

Как видно, результатам расчетов в большей степени соответствуют значения максимальных измеренных температур.

### Заключение

В работе приведен пример совместного использования системы высокоскоростной регистрации и фотоспектрометра для контроля процесса получения полых порошков в плазме и определения температур частиц дисперсной фазы. Объединение этих устройств в единый комплекс позволяет создать систему измерения скорости и температуры частиц на базе широкодоступных ПЗС-приемников.

Авторы благодарны РФФИ за поддержку работы в рамках гранта № 12-08-31150.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чернин С.М., Коган А.В. Измерение температуры малых тел пирометрами излучения. – М.: Энергия. 1990. 96 с.
2. Mauer G., Vassen R., Stover D. Study on detection of melting temperatures and sources of errors using two-color pyrometry for in-flight measurements of plasma sprayed particles, Proc. of Int. Thermal Spray Conf., Maastricht, Netherlands. 2008.

## КОНТРОЛЬ ТЕМПЕРАТУРЫ ЧАСТИЦ ПРИ ПОЛУЧЕНИИ ПОЛЫХ ПОРОШКОВ $ZrO_2$ В ПОТОКЕ ЭЛЕКТРОДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ

3. Гуляев П.Ю., Иордан В.И., Гуляев И.П., Соловьев А.А. Виновский критерий выбора параметров редукции температурного распределения частиц по их суммарному тепловому спектру// Известия высших учебных заведений. Физика. 2008. Т. 51. № 9-3. С. 69-76.
4. Бодров В.Н. Применение методов математической статистики в измерениях спектров теплового излучения и температуры// ТВТ. 2010. № 4, с. 623-629.
5. Атоцкая Л.Ю., Бебия А.Г., Бороненко М.П., Серегин А.Е. Оптическая диагностика дисперсионного состава топливно-воздушного факела// Фундаментальные исследования. 2013. № 8-6. С. 1297-1302.
6. Бороненко М.П., Гуляев П.Ю., Трифонов А.Л. Определение фундаментальной диаграммы потока ламинарного плазмотрона с постоянной подачей порошка// Вестник Югорского государственного университета. 2012. № 2. С. 16-20.
7. Бороненко М.П. Измерение виртуальной температуры движущихся частиц высокоскоростными телевизионными CCD-камерами в режиме накопления заряда// Ползуновский альманах. 2012. № 2. С. 58-61.
8. Бороненко М.П., Гуляев И.П., Долматов А.В. Определение основных теплофизических параметров процессов плазменного напыления// Вестник Югорского государственного университета. 2013. № 2. С. 7-16.
9. Гуляев П.Ю., Долматов А.В. Диагностика распределения температуры и скорости напыляемого порошка в импульсном плазменном потоке// Известия высших учебных заведений. Физика. 2007. №9. с. 114.
10. Гуляев П.Ю., Долматов А.В. Автоматизация контроля теплофизических параметров в технологиях детонационного напыления// Системы управления и информационные технологии. 2009. № 1.2 (35). С. 230-233.
11. Исакаев Э.Х., Мордынский В.Б. и др. Ускорение и нагрев частиц в плазменных струях// ФХОМ. 2011. №6. с. 39-44.
12. Долматов А.В., Ермаков К.А., Лавриков В.В., Маковеев А.О. Комплекс автоматизированной калибровки тепловизионной системы на базе Matlab// Вестник Югорского государственного университета. 2012. № 2. С. 59-63.
13. Горячев С.В., Пелецкий В.Э., Чиннов В.Ф. Скоростная визуализация теплофизического эксперимента как средство повышения его информативности и точности// ТВТ. 2010. № 1, с. 38-43.
14. Гуляев П.Ю., Долматов А.В., Попов В.А., Леонов Г.Н. Методы оптической диагностики частиц в высокотемпературных потоках// Ползуновский вестник. 2012. № 2-1. С. 4-7.
15. Gulyaev I.P. Production and modification of hollow powders in plasma under controlled pressure// Journal of Physics: Conference Series. 2013. V. 461. P. 012019.
16. Бороненко М.П., Гуляев И.П., Серегин А.Е. Модель движения и нагрева частиц в плазменной струе. Вестник Югорского государственного университета. 2012. № 2. С. 7-15.

**Гуляев Игорь Павлович – к.ф.-м.н., научный сотрудник, тел.: (383) 330-32-99, e-mail: gulyaev@itam.nsc.ru; Маковеев Антон Олегович – аспирант.**