

УДК: 53.087.47

## Исследования динамики нагрева и ускорения частиц $Al_2O_3$ в осесимметричном гетерогенном потоке плазмотрона с межэлектродными вставками

А.А. Михальченко<sup>1</sup>, В.И. Кузьмин<sup>1</sup>, Д.В. Сергачев<sup>1</sup>, Е.В. Картаев<sup>1</sup>, С.Н. Иванчик<sup>2</sup>, И.С. Иванчик<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Новосибирская государственная академия водного транспорта, Новосибирск

E-mail: yosergach@gmail.com

Представлены результаты измерения температуры и скорости частиц  $Al_2O_3$  фракции  $34\pm 6$  мкм в струе дугового плазмотрона постоянного тока с межэлектродными вставками в условиях осесимметричного гетерогенного потока. Для измерения скорости и температуры одиночных частиц применен лазерно-оптический диагностический комплекс, который представляет собой комбинацию лазерного двухфокусного анемометра и пирометра на базе малогабаритного спектрометра. Для измерения температуры одиночных частиц в запыленной плазменной струе применен метод трехцветовой пирометрии. Полученные данные о параметрах частиц в струе напылительного плазмотрона с межэлектродными вставками, оснащенного узлом радиально-кольцевой инжекции порошка в плазменную струю, показывают, что реализуемые условия обработки порошковых материалов позволяют добиться высокой однородности агрегатного состояния частиц в потоке (~ 100 % проплавленных частиц).

**Ключевые слова:** низкотемпературная плазма, плазмотрон с межэлектродными вставками, осесимметричный двухфазный поток, температура и скорость частиц  $Al_2O_3$ .

### Введение

Известно, что тугоплавким плазменно-напыленным материалам свойственна существенная неоднородность, связанная с появлением в них тех или иных микро- и макро-структурных образований. Одной из причин появления таких образований могут служить различия агрегатного состояния частиц в потоке плазмы. Целью настоящей работы явилось получение данных о параметрах частиц в потоке напылительного плазмотрона с межэлектродными вставками, широко используемого для нанесения керамических и металлических покрытий различного назначения и оснащенного узлом радиально-кольцевой инжекции порошка в поток термической плазмы.

## 1. Эксперимент

### 1.1. Напылительный дуговой плазмотрон с межэлектронными вставками, оснащенный узлом радиально-кольцевой инжекции порошка

Газоразрядная камера плазмотрона представляет собой расширяющийся от катода к аноду канал, набранный из электрически изолированных друг от друга и от электродов секций межэлектронных вставок (МЭВ) (рис. 1). Торцевой катод (медная обойма с запрессованной гафниевой вставкой) имеет нулевой вынос вставки из обоймы. Подача плазмообразующего газа в катодную область производится с относительно слабой закруткой, достаточной для стабилизации только катодного пятна дуги. Защитный газ подается в зазор между последней секцией МЭВ и анодом тангенциально через кольцо закрутки. В этом случае наблюдается равномерное распределение тока по большой площади анода (квазидиффузная привязка), т. е. отсутствует локальная контрагированная привязка анодного пятна к какому-то одному участку поверхности.

К недостаткам существующих в мире конструктивных особенностей струйных плазмотронов для плазменного напыления следует отнести отсутствие устойчивой распределенной подачи порошковых материалов и невозможность обеспечения управляемой фокусировки потока частиц на оси плазменной струи, что является важной частью проблемы разработки плазмотрона с повышенной управляемостью теплового воздействия на порошковый материал.

В настоящей работе проведены измерения параметров (скорость, температура одиночных частиц и их статистические распределения) частиц  $Al_2O_3$  фракции  $34 \pm 6$  мкм ( $d_p < 28$  мкм — 15 %,  $d_p \in [28 \div 40]$  мкм — 80 %,  $d_p \in [40 \div 60]$  мкм — 5 %) с применением лазерно-оптического диагностического комплекса [1] в струе напылительного плазмотрона с межэлектродными вставками для случая кольцевого распределенного ввода порошка в поток с газодинамической фокусировкой потока частиц [2] (рис. 2).

Визуализация гетерогенного потока при холодной продувке с подачей порошка транспортирующим газом (рис. 3), выполненная для области ввода порошка (до ввода фокусирующего газа) при помощи лазерного ножа, иллюстрирует формирование плотного осесимметричного течения. Фокусирующий газ обеспечивает более плотный осесимметричный поток.

В качестве плазмообразующего газа использовался воздух. Для уменьшения эрозии медного анода и обеспечения распределенной привязки дуги на аноде в качестве защитного газа использовалась смесь воздуха и пропан-бутана ( $C_3H_8$  — 50 %,  $C_4H_{10}$  — 50 %).

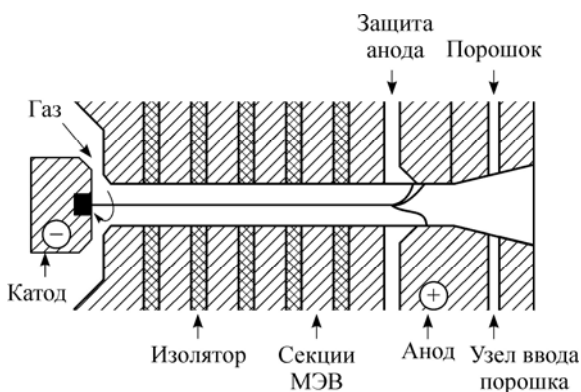


Рис. 1. Схема плазмотрона с МЭВ.

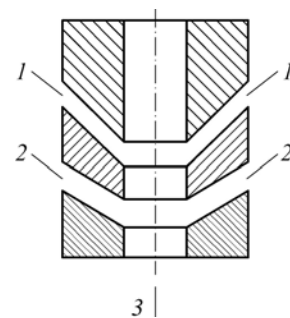
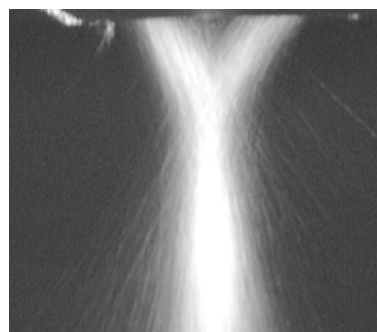


Рис. 2. Схема узла кольцевой инжекции порошка. 1 — транспортирующий газ с частицами, 2 — фокусирующий газ с частицами, 3 — высокотемпературный поток с частицами.

Рис. 3. Истечение частиц  $Al_2O_3$  из радиально-кольцевой щели.

Для увеличения тепловой мощности струи и связывания кислорода плазмообразующего воздуха и воздуха, инжектируемого в поток плазмы из окружающей среды, пропан-бутан добавлялся также в фокусирующий и транспортирующий газы. Рабочие параметры плазмотрона были следующие: ток  $I = 240$  А, напряжение  $U = 240$  В, расход плазмообразующего газа (воздух)  $G_{пл.} = 1,2$  г/с, завеса анода  $G_{зав.(воздух+пропан)} = 0,223$  г/с ( $G_{зав.(воздух)} = 0,22$  г/с,  $G_{зав.(пропан)} = 0,05$  г/с), транспортирующий газ  $G_{тр.(воздух+пропан)} = 0,48$  г/с ( $G_{тр.(воздух)} = 0,25$  г/с,  $G_{тр.(пропан)} = 0,23$  г/с), фокусирующий газ  $G_{фок.(воздух+пропан)} = 0,48$  г/с ( $G_{фок.(воздух)} = 0,25$  г/с,  $G_{фок.(пропан)} = 0,23$  г/с).

Среднемассовая температура плазменной струи на срезе сопла плазмотрона составляла  $\sim 6900$  К, среднемассовая скорость  $\sim 850$  м/с.

## 1.2. Методы исследования

Для измерения скорости и температуры одиночных частиц применен лазерно-оптический диагностический комплекс, который представляет собой комбинацию лазерного двухфокусного L2F анемометра и пирометра на базе малогабаритного спектрометра [1].

На рис. 4 схематично представлен измерительный объем диагностики, сформированный двумя лазерными перетяжками L2F анемометра, совмещенными с обратным изображением двухщелевой приемной диафрагмы спектрометра  $S_1, S_2$ . Работа всей системы инициируется сигналами, сформированными аппаратурой двухфокусного анемометра. При попадании частицы в первый фокус (канал 1) фиксируется сигнал рассеяния частицей лазерного излучения первой перетяжки, служащий для запуска многоканального АЦП и регистрации сигналов: рассеяния второй перетяжки (канал 2) и собственного свечения частицы (каналы 3 и 4). Канал 2 может быть использован и для регистрации сигнала собственного свечения частицы на длине волны  $\lambda_1 = 532$  нм.

Проводимые измерения позволяют сопоставить одиночной частице, пролетевшей через измерительный объем, скорость, измеренную L2F анемометром, если частица последовательно пересекла две лазерные перетяжки (рис. 4, каналы 1 и 2) и, независимо, скорость, измеренную по сигналу свечения (канал 3 —  $\lambda_2 = 0,616$  мкм, канал 4 —  $\lambda_3 = 0,7$  мкм), и цветовую температуру,

если частица имеет температуру выше порогового значения ( $\sim 1500$  К). Кроме того, проводимые измерения с применением лазерной подсветки позволяют выделять все частицы, пролетевшие измерительный объем, независимо от их температуры и определять долю прогретых частиц в общем двухфазном потоке. Пересечение частицей двух лазерных перетяжек достоверно

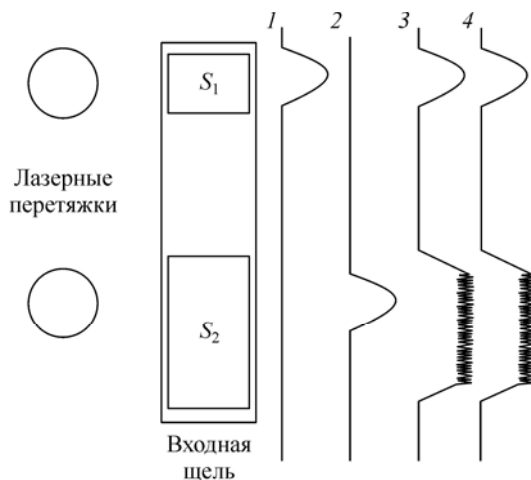


Рис. 4. Схема измерительного объема диагностического комплекса и вид одновременно регистрируемых сигналов от одиночной частицы.

свидетельствует о пролете частицей через измерительный объем, а отсутствие сигналов свечения говорит о том, что температура частиц ниже порогового значения.

Нахождение параметров одиночных частиц по сигналам свечения производится с помощью корреляционного анализа реального и модельного пирометрических сигналов в сочетании с процедурами оценивания характеристик по методу наименьших квадратов [3]. Первоначально определяется значение скорости частицы  $v_p$ .

Расчет модельных сигналов для каждого рабочего диапазона длин волн производится согласно зависимости

$$U_i = \xi(\lambda_i) f(d_p, v_p, t) \varepsilon(\lambda_i, T) \int_{\lambda_i - \Delta\lambda_i/2}^{\lambda_i + \Delta\lambda_i/2} \frac{C_1 d\lambda}{\lambda^5 [\exp(C_2 / \lambda T) - 1]}, \quad i = 1, 2, \quad (1)$$

где  $\xi(\lambda_i)$  — коэффициент пропускания  $i$ -го оптико-электронного тракта, определяемый с помощью тарировки и связывающий излучаемые частицей световые потоки с регистрируемыми значениями аналоговых сигналов (в вольтах),  $f(d_p, v_p, t)$  — функция, описывающая прохождение изображения сферической частицы диаметра  $d_p$  в плоскости входной щели спектрометра во времени, в зависимости от ее скорости  $v_p$  (осевая компонента скорости), пропорциональная площади изображения частицы, последовательно вырезаемой щелями  $S_1$  и  $S_2$ ;  $\varepsilon(\lambda_i, T_p)$ ,  $i = 1, 2$  — излучательная способность частицы в центре пропускания  $i$ -го спектрального окна шириной  $\lambda \in [\lambda_i - \Delta\lambda_i/2; \lambda_i + \Delta\lambda_i/2]$  (если излучательная способность неизвестна, используется приближение черного тела  $\varepsilon(\lambda_i, T_p) = 1$ );  $C_1 = 3,7413 \times 10^{-16}$  Вт·м<sup>2</sup>,  $C_2 = 1,4388 \times 10^4$  мкм·град — постоянные спектральной яркости излучения абсолютно черного тела в формуле Планка.

Знание скорости частицы позволяет найти положение постоянной составляющей в реальных условиях зашумленного «плато» (каналы 3 и 4, рис. 4) трапецеидальных импульсов и определить цветовую температуру частицы  $T_c$  (приближение «серого» тела) из соотношения

$$F(\lambda_i, \lambda_j, T_c) = \frac{\int_{\lambda_i - \Delta\lambda_i/2}^{\lambda_i + \Delta\lambda_i/2} \frac{C_1 d\lambda}{\lambda^5 [\exp(C_2 / \lambda T_c) - 1]}}{\int_{\lambda_j - \Delta\lambda_j/2}^{\lambda_j + \Delta\lambda_j/2} \frac{C_1 d\lambda}{\lambda^5 [\exp(C_2 / \lambda T_c) - 1]}} = \frac{\bar{U}_i / \xi(\lambda_i)}{\bar{U}_j / \xi(\lambda_j)}, \quad (2)$$

где  $\bar{U}_i$  и  $\bar{U}_j$  — средние значения амплитуд (в вольтах) трапецеидальных сигналов в соответствующих областях спектра.

Кроме того, для определения температуры частицы используется алгоритм, основанный на анализе методом наименьших квадратов отклонения экспериментальной мощности излучения частицы от модельной в измеряемых областях спектра  $\lambda_1 = 0,532$  мкм,  $\lambda_2 = 0,616$  мкм,  $\lambda_3 = 0,7$  мкм (метод трехцветовой пирометрии), т.е. находится минимум функции-невязки в приближении «серого» тела:  $\varepsilon(\lambda) = a_0 = \text{const}$ .

$$\Delta(r_p, \varepsilon, T) = \frac{\sum_{i=1}^3 \left\{ \pi r_p^2 \varepsilon(\lambda_i, T) \xi(\lambda_i) \int_{\lambda_i - \Delta\lambda_i/2}^{\lambda_i + \Delta\lambda_i/2} \Phi_i(\lambda) \frac{C_1 d\lambda}{\lambda^5 [\exp(C_2 / \lambda T) - 1]} - \bar{U}_i \right\}^2}{\sum_{i=1}^3 \bar{U}_i^2}, \quad (3)$$

здесь  $r_p^2$  — площадь миделевого сечения излучающей частицы.

Метод трехцветовой пирометрии ранее был применен для измерения температуры одиночных частиц  $ZrO_2$  в условиях плазменного напыления термобарьеров [4, 5].

### 1.3. Анализ источников погрешности измерения параметров частиц и их оценка

Полная погрешность измерения температуры складывается из методической (“несерость” излучения) и инструментальной (погрешность измерения амплитуды сигнала):

$$(\Delta T)_{\text{полн.}} = (\Delta T)_{\text{мет.}} \pm (\Delta T)_{\text{инст.}}$$

Относительная величина методической погрешности, обусловленной “несеростью” излучения, определяется выражением

$$\frac{(\Delta T)_m}{T} = \frac{T_c - T}{T} = \frac{\lambda_1 \lambda_2 T_c}{(\lambda_2 - \lambda_1) C_2} \ln(\varepsilon(\lambda_1, T) / \varepsilon(\lambda_2, T)). \quad (4)$$

В основе теории равновесного излучения и поглощения изотермической сферической частицы, имеющей температуру  $T$ , лежит закон Кирхгофа [6], выражаемый равенством (5) и справедливый вне области фазового перехода [7]:

$$\varepsilon(\lambda, T) = Q_{\text{abs}}(\lambda), \quad (5)$$

где  $\varepsilon(\lambda, T)$  — излучательная способность одиночной сферической частицы,  $Q_{\text{abs}}(\lambda) = \sigma_{\text{abs}}(\lambda) / \pi r_p^2$  — фактор эффективности поглощения — безразмерная величина, равная отношению поперечного сечения поглощения  $\sigma_{\text{abs}}(\lambda)$  к площади поперечного сечения частицы  $\pi r_p^2$ . Фактор эффективности поглощения является функцией параметра дифракции  $\rho = 2\pi r_p / \lambda$  и комплексного показателя преломления материала частицы  $m = n - i\eta$  ( $n$  — показатель преломления,  $\eta$  — показатель поглощения) и в общем случае описывается теорией Ми [6].

В работе [8] на основе теории Ми проведен анализ зависимости  $Q_{\text{abs}}(\lambda)$  от параметра  $\eta\rho$  для  $10^{-4} \leq \eta \leq 1$ , которая показана на рис. 5. Видно, что при  $\eta\rho \geq 1$  фактор эффективности поглощения достигает насыщения, частицы излучают как “серое” тело, что позволяет оценить истинную температуру частиц по измеренной цветовой.

Для расплавленных частиц  $Al_2O_3$  ( $\eta \sim 10^{-3}$ ) в области интересующих нас размеров  $r_p \sim 10 \div 25$  мкм будет наблюдаться зависимость  $Q_{\text{abs}}(\lambda)$  от длины волны, что приводит к методической погрешности измерения температуры, величина которой зависит как от температуры частицы (через зависимость  $\eta = \eta(\lambda, T)$ ), так и от области спектра, в которой проводятся измерения.

Из-за отсутствия общих аналитических выражений для анализа спектральной зависимости  $Q_{\text{abs}}(\lambda)$  частиц  $Al_2O_3$  можно воспользоваться аппроксимационными

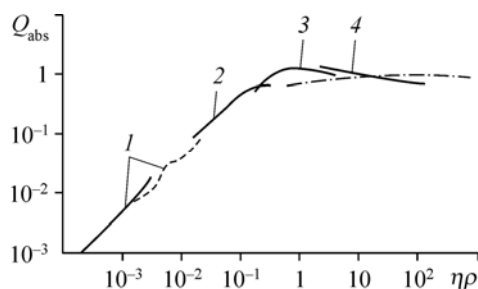


Рис. 5. Зависимость фактора эффективности поглощения  $Q_{\text{abs}}$  от размера и оптических свойств частиц.

$$\eta = 10^{-4} (1), 10^{-2} (2), 10^{-1} (3), 1 (4).$$

формулами. В работе [9] в приближении геометрической оптики получена аппроксимационная зависимость, справедливая при  $\eta \ll n$ ,  $n \leq 1,7$ :

$$Q_{\text{abs}} = 1 - \left[ 0,2(n-1) - 0,04(n-1)^2 \right] \frac{(n+1)(2\rho\eta)^2}{(n+1)(2\rho\eta)^2 + 1} - \frac{n^2}{2(2\rho\eta)^2} \times \left[ \left( 1 + \frac{4\rho\eta(n^2-1)^{1/2}}{n} \right) \exp(-4\rho\eta(n^2-1)^{1/2}/n) - (1+4\rho\eta)\exp(-4\rho\eta) \right]. \quad (6)$$

Проведено сравнение полученной формулы (6) с расчетами по теории Ми, выполненными для  $\eta \leq 0,1$ . Для сравнения значений фактора эффективности поглощения  $Q_{\text{abs}}(\text{Ми})$  с геометрическим приближением (6) вычислялась величина

$$\alpha = (Q_{\text{abs}}(\text{Ми}) - Q_{\text{abs}}) / Q_{\text{abs}}(\text{Ми}).$$

Для малых  $\rho$  —  $\alpha < 0$ , для больших  $\rho$  —  $\alpha > 0$ . Получена формула, аппроксимирующая поведение  $\alpha$  во всем интервале  $\rho$ , которая имеет вид

$$\alpha = \frac{\alpha_0(\rho_0 - \rho)\rho_m}{(\rho - \rho^{1/2}/(1 + \rho_0) + \rho_0)(\rho - \rho_0^{-2}\rho^{1/2} + \rho_m)}, \quad (7)$$

где  $\rho_m = -\frac{2(n-1+\eta^{1/2})^{1/2}}{(n-1)^{3/2}} \lg \eta$ ,  $\alpha_0 = -1,52(n-1)$ ,  $\rho_0 = 1,15(n-1)^{2/3}/(n-1+1,65\eta)$ .

Для вычисления фактора эффективности поглощения используем выражение

$$Q'_{\text{abs}} = Q_{\text{abs}} / (1 - \alpha). \quad (8)$$

Вышеприведенные выражения (6)–(8), в сравнении с теорией Ми, позволяют вычислять  $Q_{\text{abs}}$  с ошибкой 3–4 % для любого  $\rho$  при  $n = 1-1,7$ ,  $\eta = 10^{-1}-10^{-5}$ .

В дальнейшем для анализа спектральной зависимости фактора эффективности поглощения  $Q_{\text{abs}}$  для сферических частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  использовались спектральные зависимости для  $m = n(\lambda, T) - i\eta(\lambda, T)$  из работ [10–13].

Наиболее исследованной величиной является показатель преломления. Аппроксимационная формула, справедливая в широком спектральном и температурном диапазонах ( $0,2652 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 5,577 \text{ мкм}$ ,  $500 \text{ К} \leq T \leq 3500 \text{ К}$ ), имеет вид [10]

$$\left[ 1 + \lambda^2 \left( \frac{1,023798}{\lambda^2 - 0,00377588} + \frac{1,0582264}{\lambda^2 - 0,0122544} + \frac{5,280792}{\lambda^2 - 321,3616} \right) \right]^{1/2} \times [1 + 0,029(T' - 0,473)],$$

$T' = T/1000 \text{ К}$ ;  $\lambda$ , мкм.

На рис. 6 представлены известные из литературы [11–13] данные спектральной зависимости показателя поглощения оксида алюминия для различных температур.

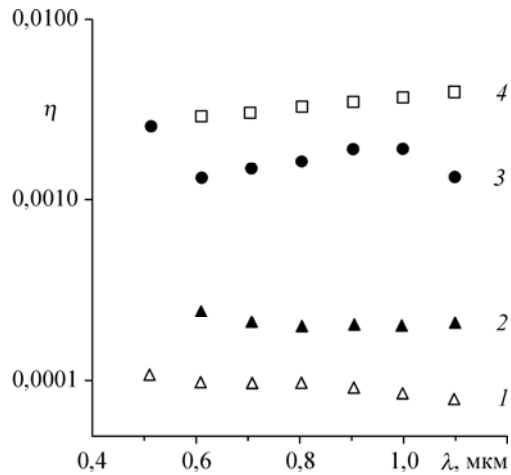
В таблице приведены оценки методической погрешности измерения цветовой температуры (4) частицы  $\text{Al}_2\text{O}_3$  при  $\lambda_1 = 0,6 \text{ мкм}$  и  $\lambda_2 = 0,7 \text{ мкм}$  на основе расчета фактора эффективности поглощения. Поскольку вблизи области фазового перехода ( $2330 \pm 100 \text{ К}$ ) в зависимости от скорости охлаждения наблюдается нарушение закона Кирхгофа (5) [7], полученные оценки в температурном диапазоне 2200–2400 К имеют качественный характер. В области температур от точки плавления до температуры  $T \sim 2600 \text{ К}$  относительная методическая погрешность измерения цветовой температуры частиц может

Рис. 6. Спектральные зависимости показателя поглощения оксида алюминия при различных температурах.

Данные работ [9] (1, 2), [11] (3), [10] (4).

составлять значительную величину и уменьшается с увеличением размера частицы и ее температуры.

Одной из трудностей применения спектральных методов измерения температуры одиночных частиц является невысокое отношение сигнал/шум при регистрации монохроматического потока излучения частицы вследствие его малости, что приводит к значительной инструментальной погрешности измерения.



Таблица

Методическая погрешность (%) измерения цветовой температуры в зависимости от радиуса и температуры частицы  $Al_2O_3$

$R_p, \text{ мкм} \backslash T_p, \text{ К}$	2330	2440	2550	2950
10	18,8	31,0	8,0	3,6
25	13,4	29,6	2,6	1,2

Погрешность измерения цветовой температуры определяется относительной погрешностью определения амплитуды сигнала  $\Delta U/U$ :

$$\frac{(\Delta T)_i}{T_c} = \frac{2\lambda_1\lambda_2T_c}{(\lambda_2 - \lambda_1)C_2} \left( \frac{\Delta U}{U} \right). \quad (9)$$

При регистрации пирометрических сигналов результирующий ток фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) является суммой полезного (постоянного) сигнала  $I_0$  и шумовой составляющей  $I_s(t)$ , представляющей собой дробовой шум:

$$I(t) = I_0 + I_s(t).$$

Наилучшей оценкой по методу наименьших квадратов амплитуды сигнала  $\bar{U}$  является среднее арифметическое значение выборки  $\{I_i\}$ ,  $I = (1, N)$  в области постоянной составляющей трапецидального сигнала:

$$\bar{U} = (1/N) \sum_{i=1}^N I_i.$$

Относительная погрешность определения амплитуды пирометрического сигнала может быть оценена как [14]:

$$(\Delta U/U) = (\Delta I/I_0) = 1,96 [2e\Delta f / I N]^{1/2} = (1,96 / N^{1/2}) [2e\Delta f / I_0]^{1/2},$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\Delta f$  — ширина частотной полосы (ФЭУ, усилителя, передаточных линий, фильтров и т.д.),  $I_0$  — величина среднего фототока, определяемая как  $I_0 = eP_0\mu/h\nu$  ( $h$  — постоянная Планка,  $P_0$  — электромагнитная энергия частоты  $\nu$ , излучаемая частицей и падающая на фотокатод ФЭУ с квантовым выходом  $\mu$ ).

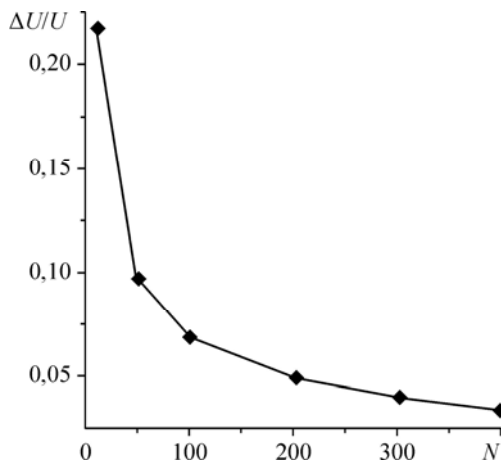


Рис. 7. Относительная погрешность измерения амплитуды сигнала свечения в зависимости от точек дискретизации.

Рассмотрим относительную величину эффективного дробового шума  $\Delta I_s / I_0 = [2e\Delta f / I_0]^{1/2}$ . Будем считать регистрируемым сигнал, у которого величина аддитивной добавки  $I_s$  сравнима с величиной сигнала, т.е.  $I_s(t) \sim I_0$ . Такой аддитивной добавке случайного шума  $I_s(t)$  соответствует величина относительного эффективного дробового шума  $\Delta I_s / I_0 = 0,35$  (35 %).

Тогда  $(\Delta U / U) = (1,96 / N^{1/2})(\Delta I_s / I_0) = (0,686 / N^{1/2})$ .

На рис. 7 приведена зависимость погрешности измерения амплитуды сигнала от числа точек дискретизации, по которым проводится усреднение. При  $N \sim 200$  погрешность составляет 5–7 %.

При статистическом измерении цветовой температуры одиночных частиц результат измерения даст расширенное статистическое распределение вследствие присутствия шумов приемников излучения, смещенное в большие, относительно истинной величины, значения вследствие методической погрешности измерения. Абсолютные значения погрешностей получены для идеальных условий и связаны только с особенностями исследуемого объекта: сферичностью полупрозрачных частиц в условиях равновесного излучения; слабыми излучаемыми световыми потоками и малыми временами регистрации сигналов, идеальным оптико-электронный трактом, вследствие чего дробовой шум приемников является “белым” шумом в регистрируемой полосе частот  $\Delta f$ . В реальных условиях на результат измерения могут влиять такие факторы, как нагрев (охлаждение) частицы в процессе измерения, наличие градиента температуры внутри частицы, наличие фонового излучения плазменной струи и его пульсации, наложение рассеянного на частицах излучения на собственное излучение частиц, неидеальность оптико-электронного тракта, что приводит к искажениям регистрируемых сигналов и др. Данные факторы только ухудшают результат измерения.

В работе [15] проводился анализ метода полихроматической пирометрии с целью определения возможности более точной оценки средней температуры по ансамблю частиц  $Al_2O_3$  в рамках сделанных допущений о характере излучения одиночной частицы. Для анализа влияния шумов при регистрации пирометрических сигналов на погрешность восстановления температуры частиц было проведено компьютерное моделирование процесса измерения цветовой, трехцветовой и четырехцветовой температуры при различной степени зашумленности сигналов для каждого из приемников. Исходными данными служили размер частиц, их скорость и температура, а также температура плазмы. Результаты показали, что даже в самом простом случае использования трехцветовой пирометрии в приближении “серого” тела получается снижение методической погрешности в 2–3 раза и инструментальной погрешности в 5 раз по сравнению с цветовой температурой.

## 2. Результаты измерения и их обсуждение

На рис. 8, *a, b* представлены статистические распределения температуры частиц  $Al_2O_3$  на оси плазменной струи на расстоянии  $z = 150$  мм от среза выходного сопла плазматрона, измеренные двумя независимыми методами: двухцветовой пирометрии (рис. 8, *a*)



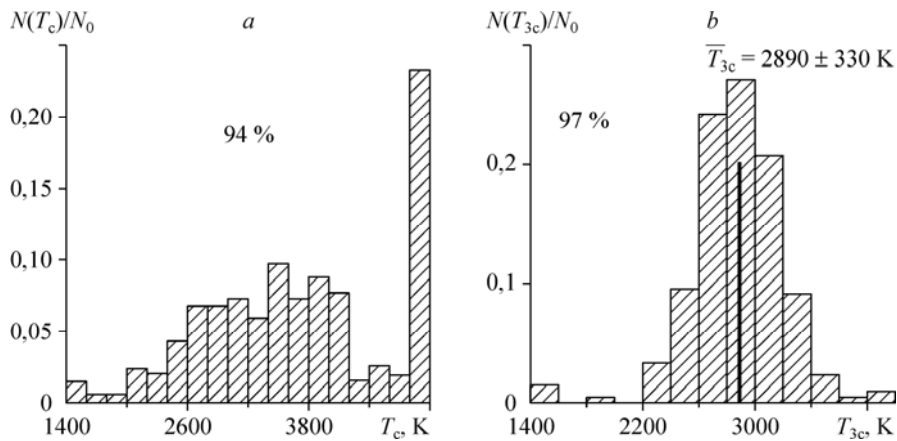


Рис. 8. Статистические распределения температуры частиц. Методы цветовой  $T_c$  (a) и трехцветовой температуры  $T_{3c}$  (b) при  $z = 150$  мм,  $z = 0$ .

для длин волн  $\lambda_1 = 0,616$  мкм, и  $\lambda_2 = 0,7$  мкм и трехцветовой пирометрии (рис. 8, b) по длинам волн  $\lambda_1 = 0,532$  мкм,  $\lambda_2 = 0,616$  мкм,  $\lambda_3 = 0,7$  мкм.

Видно, что, хотя полученные распределения дают близкие значения долей частиц, температура которых выше температуры плавления (94 % при измерении цветовой температуры и 97 % при измерении трехцветовой температуры), сами распределения существенно отличаются между собой. Распределение трехцветовой температуры имеет выраженный максимум, что позволяет говорить о некоторой средней температуре частиц ( $T = 2890$  К) в данной точке высокотемпературной струи, в то время как распределение цветовой температуры равномерно простирается от температуры плавления до температуры кипения материала  $Al_2O_3$  и выше. Хотя цветочная и трехцветочная температуры получены в предположении “серости” излучательной способности частиц, трехцветочная температура обладает меньшей инструментальной погрешностью измерения температуры.

О достоверности измерения температуры частиц можно косвенно судить из сравнения распределения частиц по размеру, полученному по амплитуде пирометрического сигнала, и найденной условной температуре  $T$ , с исходным распределением частиц по размеру. Для определения размера использовалась процедура нахождения минимума среднеквадратичной невязки

$$\Delta(r_p) = \frac{\left\{ \pi r_p^2 Q_{\text{abs}}(r_p, \lambda_i, T_c) \xi(\lambda_i) \int_{\lambda_i - \Delta\lambda_i/2}^{\lambda_i + \Delta\lambda_i/2} \Phi_i(\lambda) \frac{C_1 d\lambda}{\lambda^5 [\exp(C_2 / \lambda T) - 1]} - \bar{U}_i \right\}^2}{\bar{U}_i^2} \rightarrow \min (i = 1),$$

здесь  $\Phi_i$  — спектральная функция пропускания  $i$ -го оптического тракта.

На рис. 9 представлены статистические распределения частиц по размеру, полученные по найденным условным температурам: по цветочной температуре  $T_c$  (рис. 9, a) и трехцветочной температуре  $T_{3c}$  (рис. 9, b). В качестве излучательной способности использовалось значение фактора эффективности поглощения  $Q_{\text{abs}}(r_p, \lambda, T_c)$ , рассчитанное из соотношений (6)–(8) по значениям показателя преломления и поглощения при найденном значении температуры. Видно, что распределение, рассчитанное по цветочной температуре, дает уширенное и смещенное в сторону меньших размеров распределение частиц по размеру. Распределение по размеру, рассчитанное по трехцветочной температуре, ближе

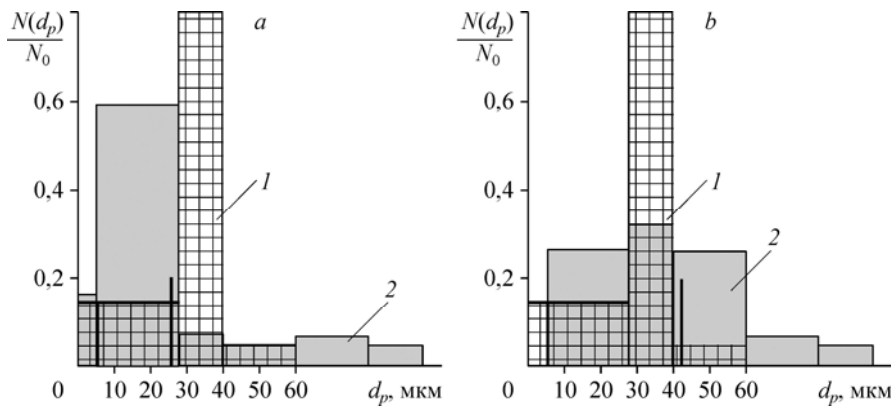


Рис. 9. Статистические распределения частиц по размеру (1 — исходное, 2 — полученное), рассчитанные по цветовой температуре  $T_c$  для частиц фракции  $d_p = 26$  мкм (a) и по трехцветовой температуре  $T_{3c}$  для частиц фракции  $d_p = 42$  мкм (b).

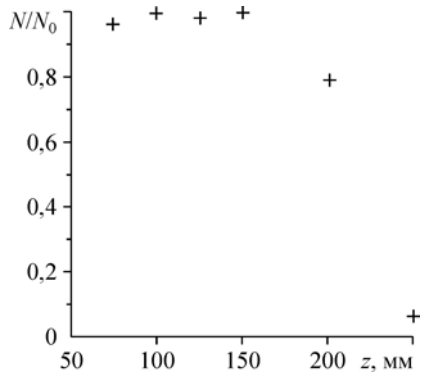


Рис. 10. Осевое распределение доли частиц, нагретых выше температуры плавления ( $T > 2330$  К).

к исходному распределению частиц по размеру. Уширение полученного распределения по сравнению с исходным связано с наличием инструментальной погрешности измерения температуры  $\pm(\Delta T_{3c})$ . В дальнейших результатах измерения представлены результаты по  $T_{3c}$ .

На рис. 10 представлено распределение вдоль оси плазменной струи доли частиц, нагретых выше температуры плавления материала окиси алюминия ( $T_{пл} = 2330$  К), по отношению

ко всем частицам, пролетевшим через измерительный объем. Видно, что зона максимально проплавленных частиц ( $\sim 100\%$ ) лежит в диапазоне 75–150 мм. Далее наблюдается их остывание.

На расстоянии 200 мм доля расплавленных частиц составляет 80 %, а на расстоянии 250 мм — уже меньше 10 %. При остывании частиц наблюдается как увеличение доли непроплавленных частиц и частиц, температура которых ниже минимально регистрируемой температуры (1500 К), так и уменьшение средней температуры светящихся частиц  $\bar{T}_{3c}$ , что видно из статистических распределений по температуре на различных расстояниях вдоль оси потока на рис. 11.

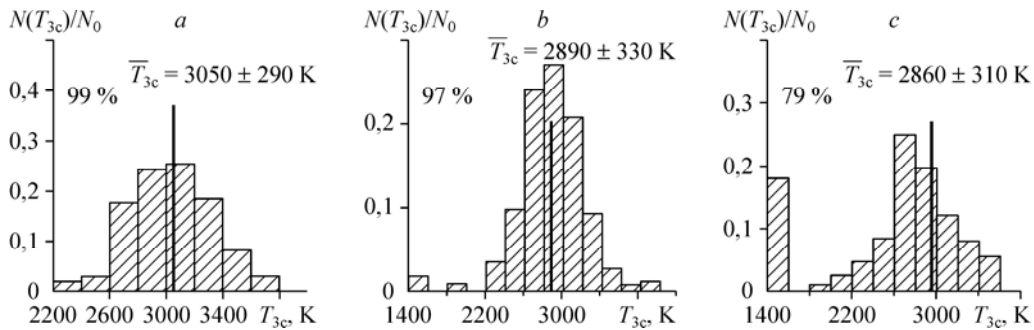


Рис. 11. Статистические распределения температуры в различных точках на оси струи.  $z = 100$  (a), 150 (b), 200 (c) мм.

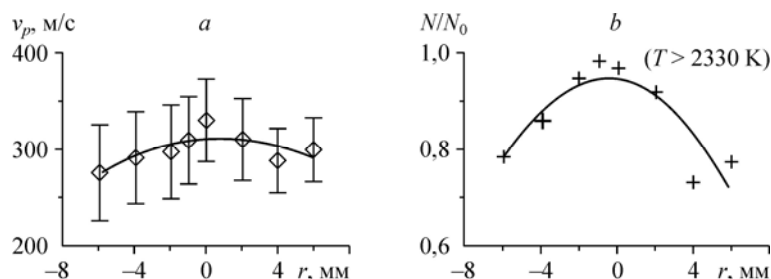
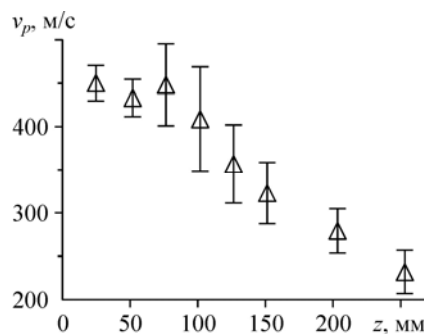
Рис. 12. Осевое распределение средней скорости частиц.

На рис. 12 представлено осевое распределение средней скорости частиц. Основное ускорение частиц происходит внутри канала плазмотрона, достигая максимума  $\sim 450$  м/с на расстоянии 25–75 мм (среднемассовая скорость газового потока на срезе сопла плазмотрона  $\sim 850$  м/с) и в дальнейшем происходит их торможение.

Кроме того, были получены радиальные распределения средней скорости и доли расплавленных частиц в сечении  $z = 150$  мм. Проведенные измерения показали, что осредненные радиальные распределения скорости практически однородны по сечению струи (рис. 13, *a*). Доля расплавленных частиц, составляющая 100 % на оси струи, уменьшается до 80 % на расстоянии  $\pm 6$  мм на периферии (рис. 13, *b*). Это можно видеть из сравнения приведенных на рис. 14 статистических распределений по температуре и скорости для положений ( $r = -6, z = 0$ ), ( $r = 0, z = 0$ ) и ( $r = 6, z = 0$ ). Координата  $r$  имеет радиальное направление к центральной оси симметрии запыленной плазменной струи.

Полученные данные о параметрах частиц в струе напылительного плазмотрона с межэлектродными вставками, оснащенного узлом радиально-кольцевой инжекции порошка в плазменную струю, показывают, что реализуемые условия обработки порошковых материалов позволяют достигнуть высокой однородности агрегатного состояния частиц в потоке ( $\sim 100$  % проплавленных частиц), при этом для характерной дистанции напыления 150–180 мм средняя скорость частиц составляет  $\sim 300$  м/с (в проведенных ранее исследованиях плазмотрона с самоустанавливающейся длиной дуги и точечным вводом порошка доля расплавленных частиц не превышала 30 %, а средняя скорость составляла 100–150 м/с [16]). При достаточной доле расплавленных частиц увеличение их скорости ведет к снижению пористости покрытия. Пористость основного слоя при оптимальных режимных параметрах в случае кольцевого ввода порошка  $\text{Al}_2\text{O}_3$  данной фракции составила менее 1 % [17]. Обычно, по данным разных авторов, пористость керамических покрытий составляет 8–15 %.

Статистические распределения температуры частиц, полученные с применением метода трехцветовой пирометрии, имеют выраженный максимум, что позволяет говорить о некоторой средней температуре частиц в данной точке высокотемпературной струи, в то время как распределение цветовой температуры равномерно простирается от температуры плавления до температуры кипения материала  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и выше. Косвенным подтверждением этого служат сравнения статистических распределений по размеру, рассчитанных по цветовой и трехцветовой температурам, с исходным распределением частиц по размеру. Можно предположить, что разбросы при измерении статистических

Рис. 13. Радиальные распределения средней скорости (*a*) и доли расплавленных частиц (*b*) в сечении  $z = 150$  мм.

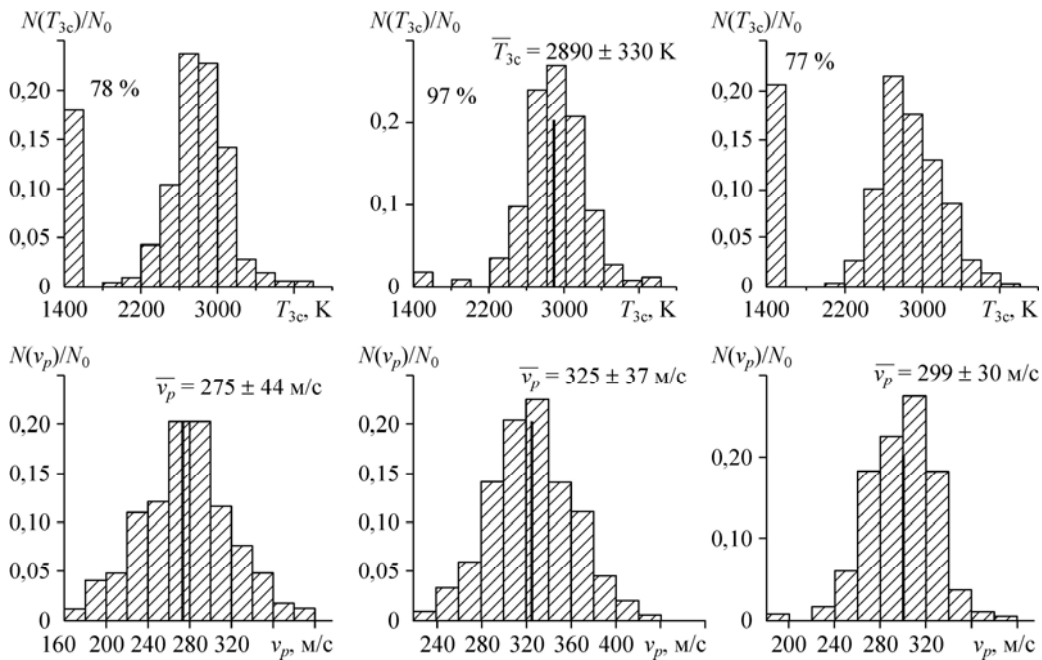


Рис. 14. Статистические распределения температуры и скорости в сечении  $z = 150$  мм в различных точках  $(x, y)$ .

Левый столбец —  $z = 150, x = -6, y = 0$ ; центральный —  $z = 150, x = 0, y = 0$ ; правый —  $z = 150, x = 6, y = 0$ .

распределений по температуре методом трехцветовой пирометрии связаны с полифракционностью исходного порошка.

### Заключение

Для измерения температуры частиц в запыленной плазменной струе применен метод трехцветовой пирометрии. Несмотря на тот факт, что цветовая и трехцветовая температуры получены в предположении “серости” излучательной способности частиц, при использовании трехцветовой пирометрии погрешность измерения температуры меньше: методическая погрешность — в 2–3 раза, инструментальная погрешность — в 5 раз по сравнению с двухцветовой температурой.

С помощью метода трехцветовой пирометрии показано, что при использовании плазмотрона с межэлектродными вставками, оснащенного узлом радиально-кольцевой инъекции порошка, достигается высокая степень проплавления частиц, что позволяет уменьшить пористость покрытий до 1 %.

### Список литературы

1. Михальченко А.А., Кузьмин В.И., Картаев Е.В., Сергачев Д.В., Наливайко В.И., Чубаков П.А. Экспериментальные исследования параметров частиц  $Al_2O_3$  в струе напылительного плазмотрона с межэлектродными вставками // Высокие технологии, фундаментальные исследования, экономика: сборник статей XIV междунар. науч.-практ. конф. «Фундаментальные и прикладные исследования, разработка и применение высоких технологий в промышленности». 4-5 декабря 2012, Санкт-Петербург, Россия / под ред. А.П. Кудинова. СПб: Изд-во Политехн. ун-та, 2012. С. 202–205.
2. Kuzmin V.I., Mikhail'chenko A.A., Kovalev O.B., Kartaev E.V., Rudenskaya N.A. The technique of formation of the axisymmetric heterogeneous flow for thermal spraying of powder materials // J. Thermal Spray Technology. 2012. Vol. 21, No. 1. P. 159–168.
3. Солоненко О.П., Михальченко А.А., Лягушкин В.П., Картаев Е.В. Метод и аппаратура для измерения скорости, температуры и размера частиц в высокотемпературных запыленных потоках // Теплофизика и аэромеханика. 1998. Т. 5, № 4. С. 573–582.

4. Solonenko O.P., Mikhalchenko A.A., Kartaev E.V. Measuring velocity, surface temperature and size of single particle in plasma flow based on 3-color pyrometry // Proc. of the 5th JSME-KSME Fluids Engng Conf. November 17–21, 2002, Nagoya, Japan. 5 p. (CD-ROM).
5. Solonenko O.P., Mikhalchenko A.A., Kartaev E.V., Bondar' M.P., Ogawa K., Shoji T., Tanno M. Theoretical modeling and experimental study of thermal barrier coatings // Materials Transactions. 2003. Vol. 44, No. 11. P. 2311–2321.
6. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
7. Емельянов А.А., Рубцов Н.А., Дулин М.И. Аномальное излучение частиц окислов металлов при кристаллизации и неравновесных условиях // Высокотемпературные запыленные струи в процессах обработки порошковых материалов: тезисы докл. междунар. рабочего совещания. Новосибирск, 1988. С. 204–209.
8. Голобородько В.Т., Каштаньер В.Л., Шульман Е.С. Применение метода спектрального отношения для измерения температуры частиц // Теплофизика высоких температур. 1982. Т. 20, № 5. С. 958–962.
9. Пинчук В.П., Романов Н.П. Сечение поглощения сферических частиц произвольного размера с умеренным поглощением // Журнал прикладной спектроскопии. 1977. Т. 27, № 1. С. 109–114.
10. Домбровский Л.А., Ивенских Н.Н. Излучение однородного плоскопараллельного слоя сферических частиц // Теплофизика высоких температур. 1973. Т. 11, № 4. С. 818–822.
11. Рубцов Н.А., Емельянов А.А., Пономарев Н.Н. Исследование показателя поглощения плавленной окиси алюминия при высоких температурах // Теплофизика высоких температур. 1984. Т. 22, № 2. С. 294–298.
12. Mularz E.J., Yuen M.C. An experimental investigation of radiative properties of aluminum oxide particles // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1972. Vol. 12, No. 11. P. 1553–1568.
13. Бахир Л.П., Левашенко Г.И., Таманович В.В. Уточнение мнимой части комплексного показателя преломления жидкой окиси алюминия // Журнал прикладной спектроскопии. 1977. Т. 26, № 3. С. 514–520.
14. Михальченко А.А. Диагностика дисперсной компоненты в гетерогенных плазменных струях / Дисс. канд. техн. наук; защищена 28.12.1994; Новосибирск, Ин-т теплофизики СО РАН, 1994. 138 с.
15. Kartaev E.V., Mikhalchenko A.A., Solonenko O.P. Analysis of capability of the polychromatic pyrometry method to measure temperature of single particle in high-temperature flow // Proc. of 17th Int. Symp. on Plasma Chemistry, August 7–12, 2005, Toronto, Canada. 6 p. (electronic publication).
16. Guselnikov S.M., Zavarzin A.G., Lyagushkin V.P., Mikhalchenko A.A., Solonenko O.P. Application of multifunctional laser optical apparatus in investigation of heterogeneous plasma jets // Proc. 10th Intern. Symp. Plasma Chemistry, Bochum, FRG, Aug. 4–9, 1991. Vol. 1, S. 1.2–14. P. 1–6.
17. Григорьев С.Н., Ковалев О.Б., Кузьмин В.И., Михальченко А.А., Руденская Н.А., Соколова Н.Г., Фомин В.М. Новые возможности технологии плазменного напыления износостойких покрытий // Трение и износ. 2013. Т. 34, № 3. С. 221–226.

*Статья поступила в редакцию 7 июня 2013 г.,  
после доработки — 14 октября 2013 г.*