

УДК 533.9, 536.4

Моделирование поведения полых частиц ZrO_2 в плазменной струе с учетом их термического расширения*

И.П. Гуляев, О.П. Солоненко

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: Gulyaev@itam.nsc.ru; solo@itam.nsc.ru

На примере ZrO_2 рассмотрен эффект расширения полых микросферических капель вследствие их нагрева при движении в плазменной струе. Предложена достаточно простая модель, учитывающая изменение размера капель и толщины оболочки вследствие термического расширения газовой полости, а также их возможного испарения. Проведенные расчеты позволили оценить масштаб изменения диаметра (10–20 %) и толщины оболочки (до 50 %) частиц ZrO_2 в условиях, характерных для плазменной обработки порошковых материалов и нанесения покрытий. Исследовано влияние данного эффекта на динамику нагрева и ускорения частиц, а также выполнен сравнительный анализ поведения полых и плотных частиц в плазменной струе.

Ключевые слова: термическая плазма, плазменная обработка порошков, диоксид циркония, полая микросфера, термическое расширение.

Введение

Порошки, состоящие из полых сфер размером в десятки микрон (полые порошки), в настоящее время успешно применяются в различных областях промышленности. В первую очередь, это производство композиционных конструкционных материалов, катализаторов, адсорбентов, капсулирующих и газоразделительных сред и т. д. В технологии газотермического напыления полые порошки диоксида циркония используются для нанесения термобарьерных покрытий (ТБП) на лопатки авиационных и ракетных двигателей, газовых турбин электростанций, в которых основными методами повышения эффективности является увеличение входной температуры газа и рабочей температуры в камере сгорания. Важнейшими требованиями, предъявляемыми к таким покрытиям, являются высокая температура плавления, отсутствие фазовых переходов в рабочем диапазоне температур, высокая адгезия и химическая инертность, малые теплопроводность и скорость спекания пористой микроструктуры [1]. Наиболее широкое применение к настоящему времени получил диоксид циркония, стабилизированный 7–8 % оксидом иттрия Y_2O_3 (Yttria Stabilized Zirconia, YSZ), благодаря сочетанию высокой стабильности и прочности материала.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта № 12-08-31150.

Для получения термобарьерных покрытий из YSZ сегодня используются порошки, полученные дроблением плавленного компакта (Fused & Crashed), агломерированием и спеканием мелких зерен материала (Agglomerated & Sintered), либо путем предварительной термической обработки, приводящей к формированию полых сфер (Hollow Spheres, HOSP) [2, 3]. Многие авторы отмечают, что ТБП, полученные с использованием полых порошков, отличаются меньшей теплопроводностью по сравнению с покрытиями, полученными из плотных частиц [1, 4–6]. Пористость в значительной степени влияет как на теплозащитные, так и на прочностные характеристики покрытия. В работах [2, 7] показано, что покрытия, полученные на основе полых порошков, обладают меньшей теплопроводностью при одних и тех же значениях общей пористости. Причиной этому является увеличенное количество микропустот и микротрещин, ориентированных параллельно поверхности покрытия, что связано с принципиально различным характером растекания полых и плотных капель при соударении с твердой поверхностью [8, 9]. Именно такие пустоты, главным образом, влияют на теплопроводность покрытия в направлении, перпендикулярном поверхности.

Применение полых керамических порошков может существенно расширить возможности таких сравнительно низкотемпературных методов, как высокоскоростное газопламенное и детонационное напыление. Сложности нанесения покрытия YSZ в таких технологиях связаны с низкой температурой несущей струи (порядка 3000 °C) и низкой теплопроводностью материала: полностью расплавить удастся плотные частицы размером порядка 10 мкм [10–12], ядро более крупных частиц, традиционно используемых для напыления, остается непроплавленным. Использование полых порошков с размером частиц 40–50 мкм и толщиной оболочки 2–5 мкм может позволить полноценно использовать преимущества указанных методов для восстановления и нанесения ТБП.

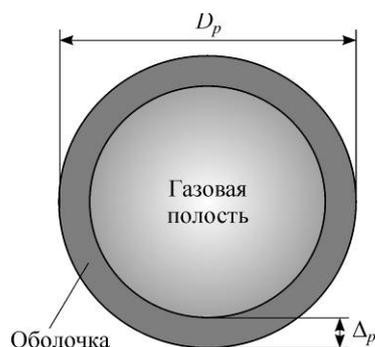
Несмотря на большое количество работ, посвященных изучению свойств покрытий, полученных с применением полых порошков, вопросам численного и экспериментального изучения поведения полых частиц в плазменных струях уделено недостаточно внимания. В работе [13] проведено моделирование нагрева и ускорения полых частиц ZrO_2 в осесимметричной плазменной струе. Авторы установили, что в общем случае полые капли ускоряются (замедляются) и нагреваются (остывают) быстрее, чем плотные того же размера. Применение полых порошков для нанесения покрытий, согласно расчетам, позволяет увеличить коэффициент использования материала на коротких дистанциях напыления на 50 %.

В работе [14] проведено численное исследование зависимости траектории, скорости и температуры полых и плотных частиц ZrO_2 в плазменной струе. Для описания теплообмена внутри частицы авторы разделили ее на сферические слои, что позволило учесть частичное плавление и испарение капли. Однако, как показывают оценки числа Вебера, используемое авторами допущение о том, что при полном плавлении газовая полость разрушается и частица принимает форму плотной микросферы той же массы, носит частный характер. При использовании модельного профиля струи расчеты скорости и температуры частиц показали удовлетворительное согласование с экспериментальными данными других авторов. В работе [14] также отмечаются существенные различия в траекториях полых и плотных частиц, более быстрое и полное плавление полых микросфер, меньшая неоднородность температуры в их объеме.

Вопрос формирования полых сфер при обработке агломерированных порошков в плазменной струе рассмотрен в работе [15], где также приведены примеры практического получения полых порошков керамик и металлов. Эти результаты подтверждают тот факт, что полые микросферы сохраняют целостность в процессе обработки в плазменной струе и при последующей закалке.

Принципиальной особенностью полых частиц является наличие закрытой газовой полости (рис. 1), которая после плавления материала в плазме способна изменять размер жидкой капли при изменении температуры. Впервые о наличии данного эффекта было

Рис. 1. Основные характеристики полой частицы.



упомянуто в работе [16], где показано, что при нагреве полых частиц ZrO_2 размером 50 мкм до температуры кипения их диаметр может увеличиваться на 5–20 % в зависимости от начальной толщины оболочки.

Настоящая работа направлена на изучение эффекта расширения полых капель в плазменной струе, а также его влияния на ускорение и нагрев частиц. Для этого разработана достаточно простая физическая модель изменения размера полых капель при их нагреве. Расчет нагрева и ускорения частиц осуществлялся с использованием известных зависимостей для коэффициентов сопротивления и теплоотдачи без учета градиентного нагрева частиц, изменения плотности материала при плавлении и других более тонких эффектов, которые не влияют непосредственно на изучаемое явление.

1. Модель поведения полой капли в плазменной струе

Рассматривается движение одиночной частицы вдоль оси плазменной струи при следующих допущениях: равномерное распределение температуры по объему капли, зависимость размера капли от ее температуры, отсутствие обратного влияния частиц на параметры плазменной струи.

Модель оперирует среднemasсовой температурой частицы ввиду малой толщины оболочки Δ_p , поскольку: 1) число Био $Bi = \alpha \Delta_p / \lambda_p$ для частиц ZrO_2 на начальном этапе нагрева не превышало значений $Bi \approx 0,1$, а при дальнейшем движении частицы в струе убывало, и жидкие микросферы характеризовались значениями $Bi \approx 10^{-2}$ и менее; 2) характерные времена прогрева оболочки частицы $t_p \sim \Delta_p^2 / a_p \sim 10^{-5} - 10^{-4}$ с и тепловой релаксации газа внутри полой капли $t_g \sim 10^{-7} - 10^{-6}$ с значительно меньше характерного времени пребывания частицы в плазменной струе ($t_R \sim 10^{-3}$ с и более).

При расчете межфазного теплообмена учитывались радиационные потери тепла частицей, однако в рассматриваемых условиях их вклад в общий теплообмен с газом не превышал 2–5 % (в зависимости от размера частиц и характеристик потока), что согласуется с известными результатами [17–19]. Свойства ZrO_2 , используемые в расчетах, представлены в табл. 1.

Таблица 1
Физические свойства ZrO_2

Плотность, кг/м ³	5600
Поверхностное натяжение, Н/м	0,43
Теплоемкость (твердый/жидкий), Дж/кг·К	755 / 811
Температура плавления/кипения, К	2960 / 4573
Теплота плавления/кипения, Дж/кг	$8,52 \cdot 10^5$ / $73,64 \cdot 10^5$

1.1. Расчет движения и нагрева полой частицы в плазменной струе

В основе расчета поведения частицы в плазменном потоке лежат уравнения межфазного обмена импульсом и теплом. Рассматривается одномерная задача движения частицы вдоль оси симметрии плазменной струи z . Скорость частицы U_p , ее энтальпия H_p и температура T_p определяются по уравнениям:

$$m_p \frac{dU_p}{dt} = \frac{\pi D_p^2}{4} C_d \frac{1}{2} \rho_f (U_f - U_p) |U_f - U_p|, \quad (1)$$

$$c_p m_p \frac{dT_p}{dt} = \frac{dH_p}{dt} = \alpha \pi D_p^2 (T_f - T_p) - \varepsilon \sigma_{SB} \pi D_p^2 T_p^4,$$

второе слагаемое, входящее в уравнение теплопереноса, отвечает за радиационные потери частицей. Начальные условия ($t = 0$) имеют вид: $z_{p0} = 0$, $U_{p0} = 0$, $H_{p0} = c_p m_p T_{p0}$, где

$m_p = \frac{\pi \rho_p}{6} D_p^3 [1 - (1 - 2 \frac{\Delta_p}{D_p})^3]$ — масса частицы, $T_{p0} = 300$ К — начальная температура

частицы. Для коэффициентов сопротивления и теплообмена используются формулы Карлсон–Хоглунда [20] и Ранца–Маршалла [21] соответственно:

$$C_d = \frac{24}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,687}), \quad \alpha = \frac{\lambda_{film}}{D_p} (2 + 0,6 Re^{0,5} \cdot Pr^{0,33}),$$

где числа Рейнольдса $Re = \rho_{film} D_p |U_f - U_p| / \mu_{film}$ и Прандтля $Pr = \mu_{film} \cdot c_{film} / \lambda_{film}$ рассчитываются по свойствам газа при «пленочной» температуре $T_{film} = (T_p + T_f) / 2$.

По известным текущим значениям полной энтальпии частицы H_p и ее массе m_p однозначно определяются температура частицы T_p , ее диаметр D_p и относительная толщина оболочки $\delta_p = \Delta_p / D_p$.

1.2. Определение температуры и массы частицы

Температура частицы вычисляется по известному значению ее полной энтальпии H_p . Первоначально для частицы определяются четыре опорных значения энтальпии, отвечающие: $H_1 = c_{ps} m_p T_{pm}$ — началу плавления, $H_2 = H_1 + m_p L_{pm}$ — полному плавлению, $H_3 = H_2 + c_{pl} m_p (T_{pb} - T_{pm})$ — началу кипения (испарения), $H_4 = H_3 + m_p L_{pb}$ — полному испарению соответственно. Здесь c_{ps} , c_{pl} — теплоемкость материала частицы в твердом и жидком состоянии, T_{pm} , T_{pb} — температуры плавления и кипения материала соответственно. Далее температура частицы T_p определяется по следующим формулам:

$$T_p = \begin{cases} H_p / c_{ps} m_p & \text{при } H_p < H_1, \\ T_{pm} & \text{при } H_1 \leq H_p \leq H_2, \\ T_{pm} + (H_p - H_2) / c_{pl} m_p & \text{при } H_2 < H_p < H_3, \\ T_{pb} & \text{при } H_3 \leq H_p \leq H_4. \end{cases}$$

По завершении каждой временной итерации производится коррекция массы частицы с учетом ее возможного испарения. Считается, что при $H_p \geq H_3$ масса частицы уменьшается на величину $\Delta m_p = (H_p - H_3) / L_{pb}$, а энтальпия частицы — на $\Delta H_p = \Delta m_p L_{pb}$. Если энтальпия капли превышает значение H_4 , считается, что частица полностью испарилась. После поправки массы производится перерасчет величин H_1 , H_2 , H_3 , H_4 .

1.3. Определение текущего размера частицы

Внешний диаметр частицы D_p и относительная толщина оболочки δ_p не изменяются до тех пор, пока по мере нагревания частицы не произойдет ее плавление. Дальнейший нагрев частицы приводит к расширению внутреннего газа, который совершает работу против сил поверхностного натяжения и внешнего давления. При этом диаметр газовой полости (и всей капли) увеличивается, а давление в ней падает. В каждый момент времени (при каждом значении температуры) выполняется баланс указанных давлений. В частности, начальный диаметр частицы D_{p0} и безразмерная толщина оболочки δ_{p0} отвечают балансу лапласова давления, давления в газовой полости P_{g0} и внешнего давления среды P_∞ при температуре плавления материала $T_0 = T_{pm}$, т. е. отвечают условиям, при которых была получена твердая полая сфера:

$$P_{g0} = P_\infty + \frac{4\sigma}{D_{p0}} \left(1 + \frac{1}{1 - 2\delta_{p0}} \right). \quad (2)$$

Нами принимается допущение о том, что давление и состав газа внутри микросферы в момент ее полного плавления не подвергаются изменению с момента ее получения, то есть оболочка твердой микросферы остается непроницаемой при хранении порошка.

Воспользуемся уравнениями, предложенными в работе [2], устанавливающими связь между текущими значениями радиуса R_p и толщины оболочки Δ_p полый капли при заданной температуре газа $T_g = T_p$ внутри частицы:

$$P_{g\infty} + \frac{2\sigma_p}{R_p} \cdot \left(1 + \frac{1}{1 - \Delta_p / R_p} \right) - \frac{3m_{g0}RT_g}{4\pi R_p^3 M_g} \left(1 - \frac{\Delta_p}{R_p} \right)^{-3} = 0, \quad 1 - \frac{\Delta_p}{R_p} = \sqrt[3]{1 - \frac{3m_{p0}}{4\pi\rho_p R_p^3}},$$

где m_{p0} и m_{g0} — заданные значения начальной массы полый сферы и газа, содержащегося внутри нее, M_g — относительная молекулярная (атомная) масса.

Для получения зависимости текущего давления в газовой полости P_g от температуры T_p воспользуемся далее уравнением состояния идеального газа и условием постоянства массы захваченного газа в момент образования полый частицы:

$$m_g = M_0 P_{g0} V_{g0} / RT_0 = M P_g V_g / RT_p, \quad (3)$$

где $V_{g0} = \frac{\pi}{6} D_{p0}^3 (1 - 2\delta_{p0})^3$ — начальный объем газовой полости, $V_g = \frac{\pi}{6} D_p^3 (1 - 2\delta_p)^3$ — объем газовой полости при температуре T_p ; M_0 , M — относительные молярные массы газа при начальной и текущей температуре, R — универсальная газовая постоянная. С другой стороны, в состоянии равновесия текущее давление газа должно удовлетворять уравнению баланса сил, действующих на жидкую оболочку, подобному уравнению (2):

$$P_g = P_\infty + \frac{4\sigma}{D_p} \left(1 + \frac{1}{1 - 2\delta_p} \right). \quad (4)$$

Используя выражения (3) и (4), получим следующее уравнение, связывающее текущие значения диаметра и относительной толщины оболочки при заданной температуре частицы:

$$P_\infty + \frac{4\sigma}{D_p} \left(1 + \frac{1}{1 - 2\delta_p} \right) - P_{g0} \left(\frac{V_{g0}}{V_g} \right) \left(\frac{T_p}{T_0} \right) \left(\frac{M_0}{M} \right) = 0. \quad (5)$$

Выразим толщину оболочки δ_p через текущий диаметр частицы D_p , воспользовавшись уравнением баланса массы:

$$m_p = \frac{\pi}{6} \rho_p D_p^3 [1 - (1 - 2\delta_p)^3],$$

откуда

$$(1 - 2\delta_p) = \sqrt[3]{1 - 6m_p / (\pi \rho_p D_p^3)}. \quad (6)$$

После подстановки (6) в (5) получаем алгебраическое уравнение относительно переменной D_p , которое решается численно с использованием итерационного метода Ньютона.

Отметим интересный факт, обнаруженный в результате проведенных расчетов: расширение частиц при нагревании слабо зависит от коэффициента поверхностного натяжения материала. Чтобы понять причину этого на качественном уровне, рассмотрим расширение полый капли с пренебрежимо малой толщиной стенки — «мыльного пузыря». Пусть частица имеет начальный диаметр D_0 , давление в газовой полости P_0 и температуру T_0 , которая, например, равна температуре плавления материала. Рассчитаем значение диаметра D_1 , который будет иметь частица при нагреве до максимальной температуры T_1 (температуры кипения), отвечающее давлению в полости P_1 . Согласно уравнению Клапейрона–Менделеева имеем:

$$V_1/V_0 = P_0 T_1 / (P_1 T_0).$$

Выразим отношение объемов через диаметры: $V_1/V_0 = (D_1/D_0)^3$ и запишем в явном виде полное давление газа в частице $P = 8\sigma/D + P_\infty$. Тогда

$$\left(\frac{D_1}{D_0}\right)^3 = \frac{T_1}{T_0} \frac{1 + 8\sigma/P_\infty D_0}{1 + 8\sigma/P_\infty D_1}. \quad (7)$$

Рассмотрим два предельных случая: предельно малое значение поверхностного натяжения $8\sigma/P_\infty D_0 \ll 1$ и предельно большое — $8\sigma/P_\infty D_0 \gg 1$. Тогда из равенства (7) получим

$$\frac{D_1}{D_0} = \begin{cases} (T_1/T_0)^{1/3}, & 8\sigma/P_\infty D_0 \ll 1, \\ (T_1/T_0)^{1/2}, & 8\sigma/P_\infty D_0 \gg 1. \end{cases} \quad (8)$$

Таким образом, в обоих предельных случаях расширение частицы — «мыльного пузыря» — при нагревании достаточно слабо зависит от поверхностного натяжения материала, зависимость относительного увеличения размера D_1/D_0 ограничена сверху и снизу квадратным и кубическим корнями из относительного увеличения температуры T_1/T_0 . Если учесть ненулевую толщину оболочки полый сферы, то зависимость относительного увеличения диаметра D_1/D_0 от относительного увеличения температуры T_1/T_0 является существенно более слабой по сравнению с зависимостями (8): малые изменения диаметра капли обеспечивают большие изменения объема газовой полости.

На рис. 2 показан диапазон изменения относительного диаметра полых частиц с начальной толщиной оболочки $\delta_p = 0,1$ в зависимости от температуры: при $T_1/T_0 = 2$ изменение значения коэффициента поверхностного натяжения в любых пределах приводит к изменению относительного расширения D_1/D_0 не более чем на 6 %, а при $T_1/T_0 = 5$ — на 12 %. Отметим, что для реальных материалов максимальное значение отношения

Рис. 2. Коридор зависимости диаметра полой частицы с $\delta_{p0} = 0,1$ от температуры при произвольных значениях поверхностного натяжения.

температур T_1/T_0 определяется отношением температуры кипения к температуре плавления, которое для ZrO_2 равно $T_{pb}/T_{pm} \approx 1,5$.

Обращаясь к свойствам газа, заполняющего полость частицы, отметим, что, если в рассматриваемом диапазоне температур относительная молярная масса газа M не претерпевает изменений (отсутствуют диссоциация и ионизация), то изменение диаметра капли с ростом температуры не зависит от типа газа-наполнителя. В противном случае следует учитывать зависимость расширения частицы не от отношения T_1/T_0 , а от комплекса $T_1 M(T_0)/T_0 M(T_1)$.

1.4. Профили температуры и скорости плазменной струи

В качестве основы расчетов параметров плазменной струи были выбраны реальные условия работы плазмотрона с межэлектродной вставкой (МЭВ) номинальной мощностью 50 кВт, разработанного в ИТПМ СО РАН [22]. В табл. 2 приведены мощностные характеристики режимов работы плазмотрона с соплом диаметром 8 мм, расходом плазмообразующего газа (воздуха) 0,75 г/с (40 л/мин).

Среднемассовые значения скорости U_{f0} и температуры T_{f0} в выходном сечении сопла, при заданном диаметре d_0 и расходе плазмообразующего газа G , рассчитывались с использованием измеренных величин рабочего тока I и напряжения дуги U с учетом теплового к.п.д. плазмотрона η_T . Тогда тепловая мощность плазменной струи $P_T = \eta_T UI$, удельная энтальпия плазмы $H = P_T / G$, а ее среднемассовая температура T_{f0} определя-

ется из уравнения $H = H_0 + \int_{T_0}^{T_{f0}} c(T) dT$ с использованием табличных данных, характеризующих зависимость теплоемкости воздуха от температуры $c_p(T)$ [23]. Среднемассовая

скорость плазмы в выходном сечении сопла равна $U_{f0} = \frac{4G}{\pi d_0^2 \rho_{\text{Air}}(T_{f0})}$.

Как видно, увеличение тока дуги от 100 до 350 А приводит к значительному изменению основных характеристик струи: повышению начальной скорости плазмы с 420 до 1000 м/с, а температуры — с 6670 до 11200 К.

Таблица 2

Характеристики плазменных струй при различных режимах работы плазмотрона

G	0,75 г/с (40 л/мин)					
d_0 , мм	8					
I , А	100	150	200	250	300	350
U , В	210	201	192	191	188	189
η_T , %	77,4	70,1	67,4	65,2	62,8	62,4
P_T , кВт	16,3	21,1	25,9	31,1	35,4	41,3
H , кДж/г	21,7	28,2	34,5	41,5	47,2	55
T_{f0} , К	6670	7150	7650	8500	9840	11200
U_{f0} , м/с	420	500	580	700	840	1000

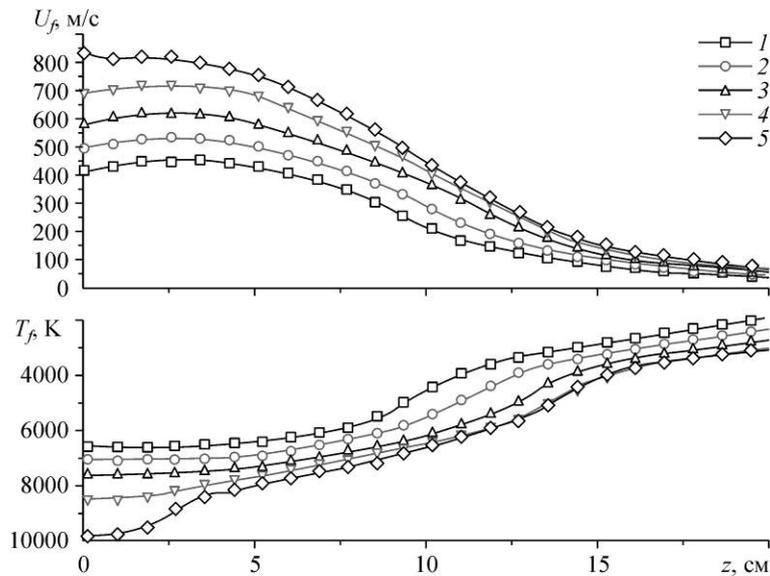


Рис. 3. Расчетные профили скорости U_f и температуры T_f газа вдоль оси струи при токах $I = 100$ (1), 150 (2), 200 (3), 250 (4), 300 (5) А.

Использованные в расчетах распределения скорости и температуры плазмы вдоль оси струи получены с помощью вычислительного пакета ANSYS Fluent. Решалась стационарная задача в двумерной осесимметричной постановке с использованием системы уравнений переноса компонент тензора реинольдсовых напряжений (Reynolds stress model, RSM) [24]. В расчетах использовались данные работы [23], о термодинамических и переносных свойствах воздуха от температуры. На рис. 3 приведены распределения температуры и скорости газа вдоль оси воздушной плазменной струи, истекающей из плазматрона (диаметр сопла — 8 мм, длина — 15 мм), при токах дуги 100–300 А и расходе рабочего газа 0,75 г/с.

2. Результаты вычислительных экспериментов

2.1. Анализ результатов расчетов

Рассмотрим движение полых частиц диаметром $D_{p0} = 50$ и 100 мкм с толщиной оболочки $\delta_{p0} = 0,1$, а также плотных частиц эквивалентной массы, диаметры которых определяются выражением $D_{peq} = D_p \sqrt[3]{1 - (1 - 2\delta_p)^3}$ и равны соответственно 39 и 79 мкм. На рис. 4, в качестве примера, представлено изменение скорости и температуры частиц вдоль оси струи, отвечающей току 150 А (табл. 2).

В табл. 3 приведены максимальные значения скорости и температуры, которых достигают полые и плотные частицы в плазме, а также соответствующие интервалы времени с момента инжекции частицы и достижения ею заданного сечения струи. Там же представлены расчеты потери массы частиц за счет испарения материала. Можно видеть, что во всех случаях полые частицы достигают максимальных значений скорости и температур за меньшие промежутки времени и в более близких к соплу сечениях струи. Увеличение рабочего тока приводит к росту максимальных скоростей и температур частиц (сферы меньшего размера, как полая, так и эквивалентная ей плотная, во всех случаях достигают температуры кипения). Для режима работы плазматрона 200 А частицы меньшего размера теряют большую часть своей массы за счет испарения: полая — 91 %, а плотная — 63 %, что приводит к резкой потере скорости при выходе из струи.

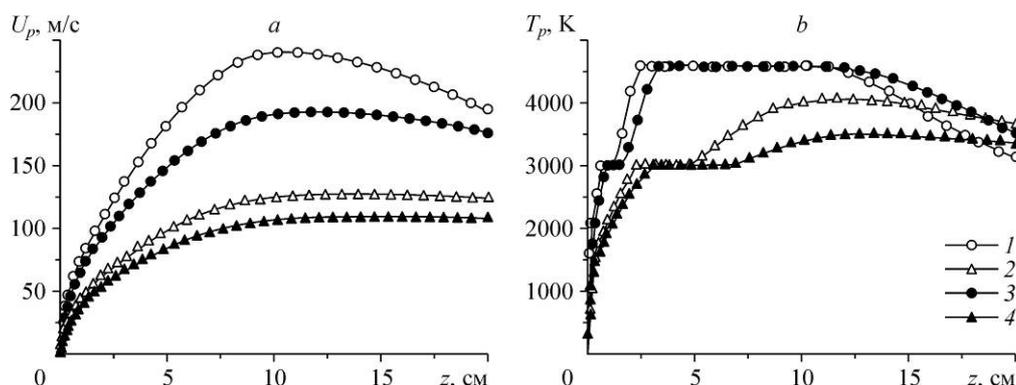


Рис. 4. Изменение скорости (а) и температуры (б) полых и плотных частиц ZrO_2 при движении вдоль плазменной струи: ток дуги $I = 150$ А, начальная скорость струи $U_{j0} = 500$ м/с, начальная температура $T_{j0} = 7150$ К.

Полые частицы: 50 (1), 100 (2) мкм с $\delta_{p0} = 0,1$; плотные частицы: 39 (3), 79 (4) мкм.

В различных режимах истечения струи максимальные значения скорости и температуры полых частиц с толщиной оболочки $\delta_p = 0,1$ примерно на 15 % выше, чем для плотных частиц эквивалентной массы. Это связано с более интенсивным межфазным обменом импульсом и теплом “газ–частица” за счет большей площади поверхности полых сфер.

Рассмотрим более детально поведение полых сфер диаметром $D_{p0} = 100$ мкм с различной толщиной оболочки в плазменной струе для режима $I = 150$ А. На рис. 5, а, б представлено изменение скорости и температуры полых частиц ZrO_2 с начальной толщиной оболочки $\delta_{p0} = 0,05, 0,1, 0,15$ и $0,2$. Также для сравнения здесь приведены распределения скорости и температуры плотной частицы того же диаметра. Видно, что более легкие частицы характеризуются большими значениями скорости и температуры. Наиболее легкая частица с толщиной оболочки $\delta_{p0} = 0,05$ быстро достигает температуры кипения (0,7 мс, $z = 5$ см) и теряет 18 % своей массы, за счет чего достигает максимальной скорости (> 170 м/с), которая значительно превосходит скорость более плотных сфер. Максимальная скорость плотной частицы составляет 93 м/с; для частицы с $\delta_{p0} = 0,2$ — 103 м/с (+ 11 %), с $\delta_{p0} = 0,15$ — 112 м/с (+ 20 %), с $\delta_{p0} = 0,10$ — 130 м/с (+ 38 %).

Таблица 3

Максимальные значения скорости и температуры частиц ZrO_2 .

Ток дуги	Частицы ZrO_2			
	полая 50 мкм, $\delta_p = 0,1$	плотная 39 мкм	полая 100 мкм, $\delta_p = 0,1$	плотная 79 мкм
Максимальная скорость, м/с (время, мс / сечение струи, см)				
100 А	190 (0,9 / 10)	165 (1,2 / 12)	110 (1,8 / 12)	95 (2,0 / 12)
150 А	240 (0,8 / 10)	195 (1,0 / 12)	130 (1,6 / 12)	110 (1,9 / 12)
200 А	330 (0,7 / 10)	233 (0,9 / 12)	150 (1,5 / 12)	125 (1,7 / 12)
Максимальная температура, К (время, мс / сечение струи, см)				
100 А	4573 (0,5 / 3,3)	4573 (0,7 / 4,5)	3490 (1,8 / 12)	3165 (2,0 / 13)
150 А	4573 (0,4 / 2,5)	4573 (0,5 / 3,2)	4055 (1,6 / 12)	3480 (2,0 / 13)
200 А	4573 (0,3 / 1,8)	4573 (0,4 / 2,1)	4573 (1,0 / 7)	4200 (1,7 / 12)
Потеря массы, %				
100 А	28	15	0	0
150 А	58	37	0	0
200 А	91	63	9	0

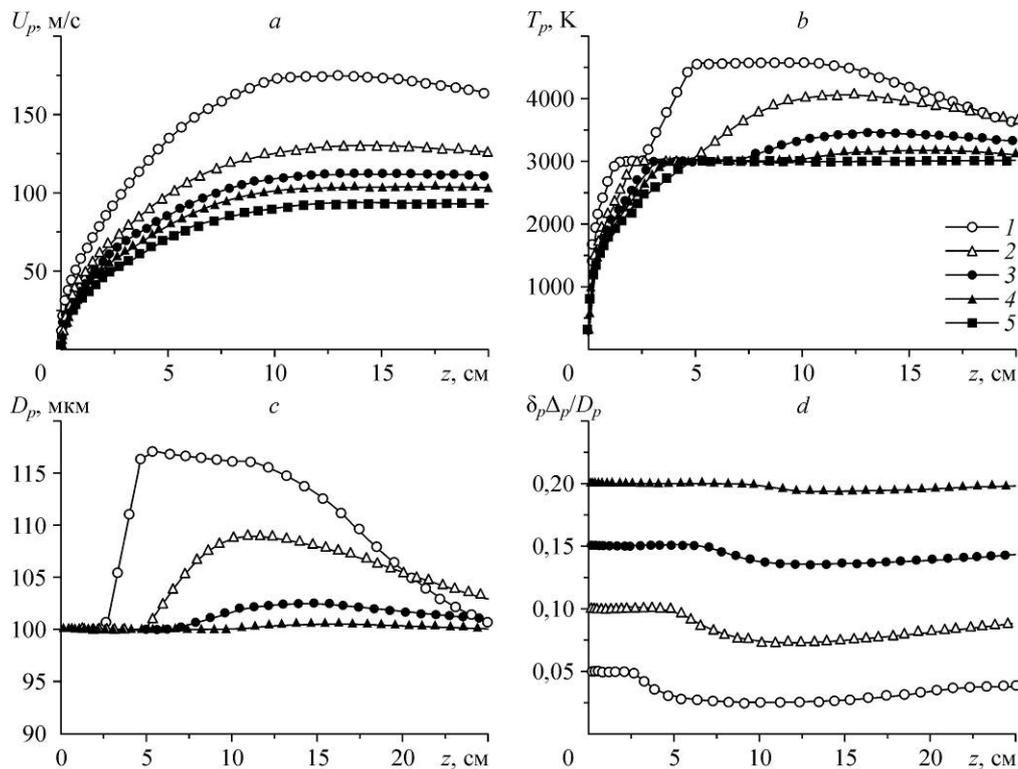


Рис. 5. Изменение характеристик полых частиц ZrO_2 с $D_{p0} = 100$ мкм в плазменной струе ($I = 150$ А, $U_{j0} = 500$ м/с, $T_{j0} = 7150$ К); *a* — скорость, *b* — температура, *c* — внешний диаметр, *d* — относительная толщина оболочки.

Полые частицы: $\delta_p = 0,05$ (1), 0,1 (2), 0,15 (3), 0,2 (4); плотные частицы — 5 (*a, b*).

Максимальные температуры каплей $T_{p\max}$ также существенно зависят от толщины оболочки: если частица с $\delta_p = 0,05$ достигает температуры кипения, то плотная сфера успевает расплавиться лишь до 81 % ее массы. Максимальные температуры полых каплей с $\delta_{p0} = 0,1, 0,15$ и $0,2$ равны 4054, 3448 и 3183 К соответственно.

На рис. 5, *c, d* показано изменение внешнего диаметра и относительной толщины оболочки тех же частиц. Диаметр сферы с начальной толщиной оболочки $\delta_{p0} = 0,05$ изменяется в диапазоне 98–118 мкм (после потери массы диаметр становится меньше начального), наименьшее значение толщины оболочки для этой частицы достигает 0,025, т. е. 50 % от начального значения. Изменения размеров частиц с более толстыми оболочками менее значительны, что связано с меньшим объемом газовой полости и более низкими температурами нагрева. Так, частица с $\delta_{p0} = 0,1$ расширяется до диаметра 109 мкм, в то время как изменение диаметра частицы с $\delta_{p0} = 0,2$ не превышает 1 %.

2.2. Влияние расширения полых частиц ZrO_2 на их поведение в плазменной струе

Как было показано выше, полые сферы могут существенно изменять свой размер вследствие расширения газовой полости. Для определения влияния этого эффекта на поведение частиц в струе были выполнены расчеты скорости и температуры полых микросфер ZrO_2 с начальным диаметром 50 мкм и относительной толщиной оболочки $\delta_{p0} = 0,05, 0,1$ и $0,2$ при их движении вдоль оси плазменной струи, истекающей при токе дуги $I = 150$ А (табл. 2), с учетом и без учета расширения газовой полости. Показано, что

учет расширения газовой полости, при прочих равных условиях, приводит к некоторому повышению скорости частиц и снижению их температуры, однако данные изменения составляют единицы процентов: для частиц с $\delta_{p0} = 0,05$ скорость увеличивается на 5 %, а температура — на 2 %. Для микросфер с большей толщиной оболочки ($\delta_{p0} = 0,1$ и $0,2$) эти отличия пренебрежимо малы. Аналогичные расчеты, выполненные для полых частиц с размером 20–100 мкм и различных режимов работы плазмотрона, показали, что для фиксированной дистанции обработки влияние расширения капель ZrO_2 на их скорость и температуру, при осевом вводе порошка в плазменную струю, значительно меньше погрешностей, вызванных выбором эмпирических зависимостей для коэффициентов сопротивления и теплообмена, учетом или неучетом “пленочной температуры” и других эффектов. Следовательно, инженерные оценки скорости и температуры полых капель ZrO_2 (например, для заданной дистанции напыления) с использованием распределений среднemasсовой скорости и температуры плазмы вдоль оси струи можно проводить без учета расширения полых капель. В то же время, для более детальных расчетов, в частности при радиальном вводе частиц в струю, необходимо принимать во внимание существенные градиенты скорости и температуры в несущем потоке плазмы, что обуславливает значительное различие траекторий полых частиц и, следовательно, условий их обработки.

2.3. Эффективность межфазного теплопереноса

Как было показано, температура и скорость полых частиц в плазменном потоке существенно зависят от их диаметра и толщины оболочки. Нагрев и ускорение (увеличение температуры и скорости) частицы пропорциональны площади ее поверхности S_{surf} и времени пребывания в плазме Δt , и обратно пропорционально массе m_p : $\sim \Delta t \cdot S_{\text{surf}} / m_p$. Однако при большей удельной поверхности $S_{\text{spec}} = S_{\text{surf}} / m_p$ частицы быстрее набирают скорость, и время их пребывания в высокотемпературной области струи Δt становится меньше. Чтобы определить, какой из этих факторов более значим, были выполнены расчеты ускорения и нагрева полых частиц с различной толщиной оболочки, в частности, плотных частиц, в контрольном сечении однородного потока плазмы с параметрами $U_{j0} = 580$ м/с, $T_{j0} = 7600$ К. Было выбрано контрольное сечение $z = 2,4$ см, чтобы все частицы сохраняли свою начальную массу и испарение материала не влияло на результаты расчетов. На рис. 6 приведены расчетные зависимости скорости и удельной энтальпии для 36-ти частиц (девять значений диаметра и четыре значения толщины оболочки). По оси абсцисс на первой серии графиков (*a, b*) отложен диаметр, на второй (*c, d*) — масса, на третьей (*e, f*) — удельная поверхность частиц. Удельное теплосодержание есть отношение тепла, полученного частицей от плазмы, к ее массе и является прямым показателем эффективности теплопереноса от газовой к дисперсной фазе. В результатах не используется температура сфер, чтобы избежать неопределенностей, связанных с плавлением материала, когда частицы, получившие разное количество тепла, могут иметь одинаковую температуру T_{pm} .

В таблице 4 представлены значения массы и удельной поверхности для полых частиц диаметра $D_p = 20, 40, 60, 80$ и 100 мкм с толщиной оболочки $\delta_{p0} = 0,05-0,5$.

Видно, что во всех трех сериях расчетов (рис. 6) наблюдаются значимые различия в скорости и удельном теплосодержании частиц с разной толщиной оболочки, т. е. зависимость этих величин от $D_p, m_p, S_{\text{spec}}$ не является инвариантной относительно изменения толщины оболочки частиц. Чем тоньше оболочка частицы, тем сильнее она ускоряется и нагревается. Темп ускорения и нагрева полых частиц с толщиной оболочки $\delta_{p0} = 0,05$ выше в 2–2,5 раза, чем у плотных сфер того же диаметра, в 1,3–1,5 раз выше, чем у эквивалентных плотных частиц той же массы и в 1,7–2,1 раза выше, чем у плотных

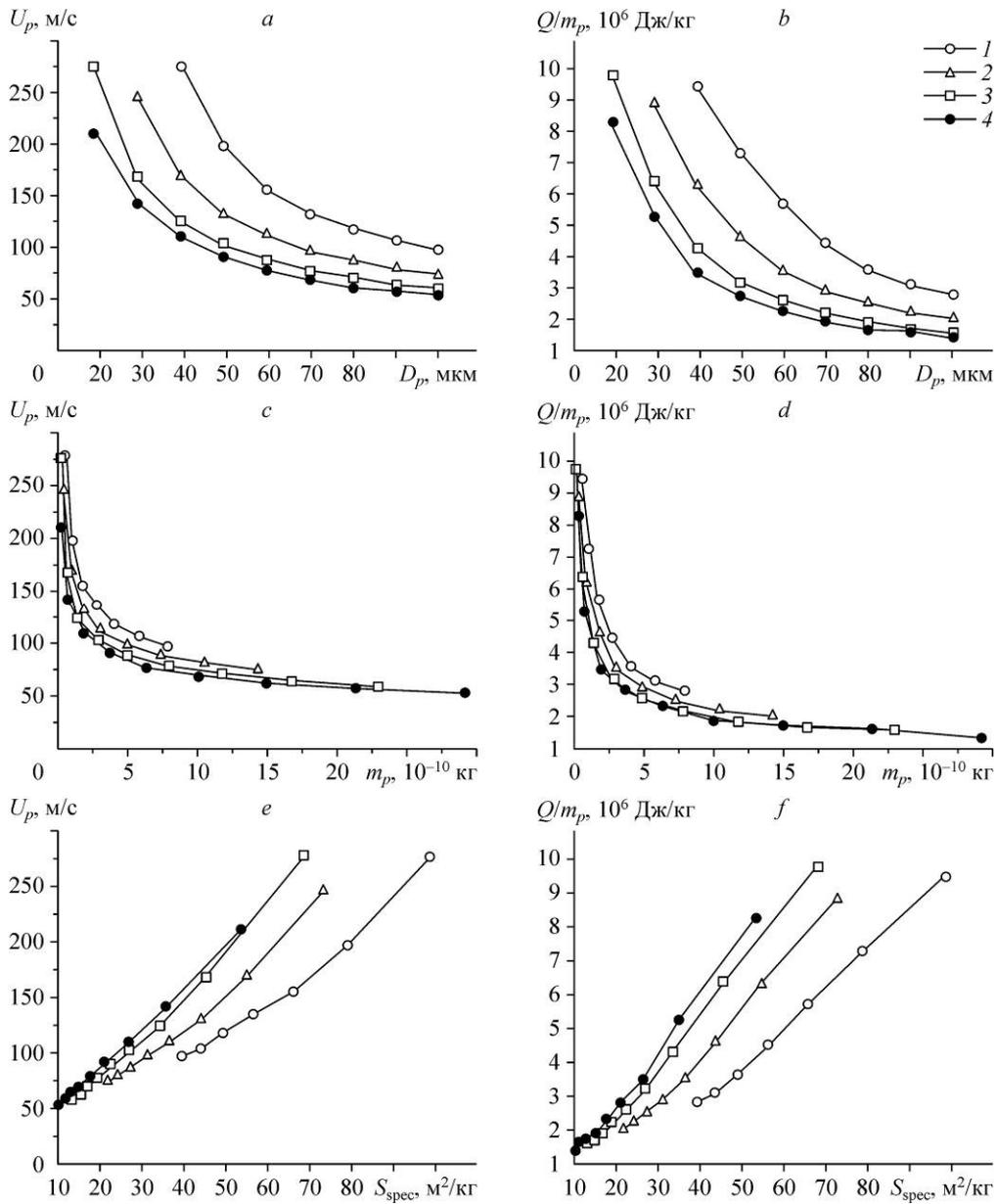


Рис. 6. Зависимость скорости (a, c, e) и удельного теплосодержания (b, d, f) частиц от диаметра (a, b), массы (c, d) и удельной поверхности (e, f) в контрольном сечении однородного потока плазмы.

Полые частицы — $\delta_p = 0,05$ (1), 0,1 (2), 0,2 (3); плотная частица — 4.

частиц той же удельной поверхности. Необходимо отметить, что наименьшие отличия в скорости и температуре наблюдаются у частиц одинаковой массы, поэтому в качестве грубой оценки (различия до 30–50 %) поведение полых частиц можно моделировать с помощью плотных частиц эквивалентной массы.

Остальные результаты, представленные на рис. 6, позволяют сделать следующие выводы: полые частицы ускоряются и нагреваются, во-первых, более интенсивно, чем плотные частицы того же диаметра, во-вторых, более интенсивно, чем эквивалентные плотные частицы той же массы, в-третьих, менее интенсивно, чем плотные частицы той же удельной поверхности.

Таблица 4

Характеристики частиц ZrO_2 различного размера и толщины оболочки

δ_p	0,05	0,1	0,15	0,2	0,5 (плотная)
$D_p = 20$ мкм					
$m_p, 10^{-10}$ кг	0,06	0,11	0,15	0,18	0,23
$S_{\text{спец}}, \text{м}^2/\text{кг}$	198	110	82	68	54
$D_p = 40$ мкм					
$m_p, 10^{-10}$ кг	0,51	0,92	1,23	1,47	1,88
$S_{\text{спец}}, \text{м}^2/\text{кг}$	99	55	41	34	27
$D_p = 60$ мкм					
$m_p, 10^{-10}$ кг	1,72	3,09	4,16	4,96	6,33
$S_{\text{спец}}, \text{м}^2/\text{кг}$	66	37	27	23	18
$D_p = 80$ мкм					
$m_p, 10^{-10}$ кг	4,07	7,32	9,86	11,76	15,01
$S_{\text{спец}}, \text{м}^2/\text{кг}$	49	27	20	17	13
$D_p = 100$ мкм					
$m_p, 10^{-10}$ кг	7,94	14,30	19,25	22,98	29,31
$S_{\text{спец}}, \text{м}^2/\text{кг}$	40	22	16	14	11

Заключение

1. Предложена и численно исследована одномерная модель движения, нагрева, плавления и испарения полых частиц, позволившая выявить влияние расширения газовой полости на поведение капель в плазменной струе. Показано, что при плазменной обработке диаметр и толщина оболочки полых капель могут претерпевать существенные изменения — до 20 % и 50 % соответственно.

2. В общем случае полые частицы ускоряются и нагреваются более интенсивно, чем плотные частицы того же диаметра или той же массы, и менее интенсивно, чем плотные частицы эквивалентной удельной поверхности. Минимальные отличия в динамике нагрева и ускорения наблюдаются для частиц одинаковой массы.

3. Показано, что расширение полых капель при нагреве не зависит от типа газа наполнителя, если в рассматриваемом температурном диапазоне относительная молярная масса газа не претерпевает изменений.

Используемые обозначения

D_p — диаметр частицы, м,

Δ_p — толщина оболочки полых частицы, м,

$\delta_p = \Delta_p/D_p$ — безразмерная толщина оболочки частицы,

z_p — координата частицы вдоль оси z , м,

U_p — скорость частицы вдоль оси z , м/с,

T_p — среднemasовая температура частицы, К,

H_p — энтальпия частицы, Дж,

m_p — масса частицы, кг,

m_g — масса газа в полости, кг,

ρ_p — плотность материала частицы, $\text{кг}/\text{м}^3$,

c_{ps}, c_{pl} — теплоемкость материала частицы в твердом и жидком состоянии, $\text{Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$,

λ_p — теплопроводность материала частицы, $\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$,

a_p — температуропроводность материала частицы, $\text{м}^2/\text{с}$,

U_f — локальная скорость потока, м/с,

T_f — локальная температура потока, К,

C_d — коэффициент сопротивления сферы,

α — коэффициент теплообмена между частицей и плазмой, $\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$,

$\rho_{\text{film}}, \mu_{\text{film}}, \lambda_{\text{film}}$ — плотность, динамическая вязкость и теплопроводность плазмообразующего газа, рассчитанные при “пленочной” температуре $T_{\text{film}} = (T_f + T_p)/2$,

ε — интегральная излучательная способность материала,

σ_{SB} — постоянная Стефана–Больцмана, $\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К}^4)$,

Re — число Рейнольдса относительного движения частицы в потоке,

P_r — число Прандтля для плазмообразующего газа,

σ — коэффициент поверхностного натяжения материала, $\text{Дж}/\text{м}^2$,

P_g — давление газа в полости частицы, Па,

V_g — объем газовой полости частицы, м^3 ,

M — молярная масса газа в полости, $\text{кг}/\text{моль}$.

Список литературы

1. Markocsan N., Nylen P., Wigren J., Li X.-H. Low thermal conductivity coatings for gas turbine application // J. Therm. Spray Technol. 2007. Vol. 16, No. 4. P. 498–505.
2. Solonenko O.P., Smirnov A.V., Gulyaev I.P. Spreading and solidification of hollow molten droplet under its impact onto substrate: computer simulation and experiment // Complex Systems: 5th Intern. Workshop on Complex Systems, 25–28 September 2007, Sendai, Japan. AIP Conf. Proc. 2008. Vol. 982. P. 561–568.
3. Солоненко О.П., Гуляев И.П., Смирнов А.В. Плазменные процессы получения порошков, состоящих из полых микросфер // Проблемы и достижения прикладной математики и механики: сб. науч. тр. Новосибирск: Изд-во Нонпарель. 2010. С. 502–519.
4. Ravichandran K.S., An K., Dutton R.E., Semiatin S.L. Thermal conductivity of plasma-sprayed monolithic and multilayer coatings of alumina and yttria-stabilised zirconia // J. Am. Ceram. Soc. 1999. Vol. 82, No. 3. P. 673–682.
5. Dorfman M.R., Nonni M., Mallon J., Woodard W., Meyer P. Thermal spray technology growth in gas turbine coatings // Proc. of Int. Thermal Spray Conf. Osaka, Japan, 2004. DVS-Germany, Dusseldorf, Germany. P. 90–95.
6. Guo H.B., Kuroda S., Murakami H. Comparative study on segmented thermal barrier coatings sprayed from different feedstocks // Proc. of Int. Thermal Spray Conf. Basel, Switzerland, 2005. P. 935–939.
7. Chi W., Sampath S., Wang H. Ambient and high-temperature thermal conductivity of thermal sprayed coatings // J. Therm. Spray Technol. 2006. Vol. 15, No. 4. P. 773–778.
8. Solonenko O.P., Mikhalechenko A.A., Kartayev E.V. Splat formation under YSZ hollow droplet impact onto substrate // Proc. of Intern. Thermal Spray Conf. Basel, Switzerland, 2005. P. 1410–1415.
9. Gulyaev I.P., Solonenko O.P. Hollow droplets impacting onto a solid surface // Exp. Fluids. 2013. Vol. 54:1432. DOI 10.1007/s00348-012-1432-z. 12 p.
10. Kadyrov B., Evdokimenko Y., Kisel V., Kadyrov E. Calculation of the limiting parameters for oxide ceramic particles during HVOF spraying // Thermal Spray Industrial Applications / ed. C.C. Berndt, S. Sampath. ASM International, Materials Park, 1994. P. 245–250.
11. Joshi S.V. Comparison of particle heat-up and acceleration during plasma and high velocity oxy-fuel spraying // Powder Metall. Int. 1992. No. 24. P. 373–378.
12. Dobbins T., Knight R., Mayo M. HVOF thermal spray deposited Y2O3-stabilized ZrO2 coatings for thermal barrier applications // J. Therm. Spray Technol. 2003. Vol. 12, No. 2. P. 214–225.
13. Klocker T., Clyne T.W., Dorfman M.R. Process modelling to optimize the structure of hollow zirconia particles for use in plasma sprayed thermal barrier coatings // Proc. of Int. Thermal Spray Conf. Singapore, 2001. P. 149–155.
14. Wroblewski D., Ghosh O., Lum A., VanHout MBasu., S.N., Gevelber M., Willoughby D. Analysis of plasma spray particle state distribution for deposition rate control // Proc. of Int. Thermal Spray Conf. Maastricht, Netherlands, 2008. P. 826–831.
15. Solonenko O.P., Gulyaev I.P., Smirnov A.V. Thermal plasma processes for production of hollow spherical powders: Theory and experiment // J. Therm. Sci. Technol. 2011. Vol. 6, No. 2. P. 219–234.
16. Solonenko O.P., Gulyaev I.P., Smirnov A.V. Hollow droplets micro explosive thermal spraying: fundamentals // Proc. of Int. Thermal Spray Conf. Maastricht, Netherlands, 2008. P. 229–234.
17. Кудинов В.В., Пекшев П.Ю., Белашенко В.Е., Солоненко О.П., Сафиуллин В.А. Нанесение покрытий плазмой. М.: Наука, 1990. 408 с.
18. Fauchais P. Understanding plasma spraying // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. Vol. 37, No. 9. P. R86–R108.
19. Xu D., Wu X., Chen X. Motion and heating of non-spherical particles in a plasma jet // Surf. Coat. Technol. 2002. Vol. 171. P. 149–156.
20. Carlson D.J., Hognlund R.F. Particle drag and heat transfer in rocket nozzles // AIAA J. 1964. Vol. 2, No. 11. P. 1980–1984.
21. Ranz W.E., Marshall W.R. Evaporation from drops // Chem. Eng. Prog. 1952. Vol. 48, No. 3. P. 141–146.
22. Высокоэнергетические процессы обработки материалов // Солоненко О.П., Алхимов А.П., Марусин В.В. и др. Новосибирск: Наука, 2000. 425 с.
23. Таблицы термодинамических функций воздуха / Предводителей А.С., Ступоченко Е.В., Плешанов А.С. и др. М.: ВЦ АН СССР, 1962. 267 с.
24. FLUENT 6.3 User's guide. [Электронный ресурс].

Статья поступила в редакцию 6 июня 2013 г.