

УДК 533.6.011.6
EDN: OKCTLL

PACS: 52.65.Cc



Численное исследование коэффициента лобового сопротивления сферической частицы в потоке термической плазмы дугового плазмотрона

Ю. В. Мурашов, Н. В. Образцов, Н. К. Куракина, Р. И. Жилиготов,
Ю. Н. Кожубаев

Представлено исследование коэффициента лобового сопротивления сферической частицы Al_2O_3 в потоке термической плазмы. Разработана нестационарная модель взаимодействия мелкодисперсной частицы в прямоугольном канале с ламинарным сжимаемым неизотермическим потоком. Выполнен анализ влияния граничных условий на результаты моделирования. На основании результатов параметрического исследования определены функциональные зависимости коэффициента лобового сопротивления и числа Нуссельта, необходимые для моделирования технологии плазменного нанесения покрытий.

Ключевые слова: термическая плазма, дуговой плазмотрон, коэффициент лобового сопротивления, число Нуссельта, численное моделирование.

DOI: 10.51368/1996-0948-2024-1-32-37

Введение

Плазменный поток с частицами мелкодисперсного порошка широко применяется во многих производственных процессах [1–6]. Покрытие, формируемое в процессе плазмотермического напыления, образуется при соударении с поверхностью подложки, расплю-

щивании, стремительном охлаждении и затвердевании расплавленной капли материала с использованием дугового плазмотрона. Основными факторами, определяющими взаимодействие расплавленной капли с покрытием, являются условия распыления [7, 8], материалы распыления [9], состояние поверхности подложки [2, 8, 9], процесс нагрева самой частицы в потоке термической плазмы [10, 11].

Рассмотрение процессов тепломассопереноса применительно к напыляемым частицам упрощается при представлении последних в виде сферических тел. В таком случае, описание теплообмена нагреваемого порошка в потоках термической плазмы и доплазменных струй возможно с применением критериальных формул в виде функциональных зависимостей коэффициента лобового сопротивления и числа Нуссельта от относительного числа Рейнольдса [3–5, 12]. В связи с небольшим размером частиц число Рейнольдса по диаметру частиц может находиться до $Re = 100$.

Мурашов Юрий Васильевич, с.н.с., вед. инженер, к.т.н.

Образцов Никита Владимирович, доцент, к.т.н.

E-mail: obraztsovnikita@yandex.ru

Куракина Наталья Константиновна, доцент, к.т.н.

Жилиготов Руслан Игоревич, доцент, к.т.н.

Кожубаев Юрий Нургалиевич, доцент, к.т.н.

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого.

Россия, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29.

Статья поступила в редакцию 23.11.2023

После доработки 14.02.2024

Принята к публикации 20.02.2024

Шифр научной специальности: 1.3.9.

© Мурашов Ю. В., Образцов Н. В., Куракина Н. К., Жилиготов Р. И., Кожубаев Ю. Н., 2024

В дуговых плазмотронах постоянного тока температура лежит в диапазоне от 300 К в области подачи газа до 12000 К в ядре дуги [13]. Температура поверхности частицы в плазменном потоке близка к температуре ее плавления (1000–3000 К). Перепад температур по направлению от периферии плазменной струи к её ядру может составлять 10000 К. Такие высокие температурные градиенты на ограниченном расстоянии сопровождаются соответствующим изменением свойств среды. Влияние изменения теплофизических свойств на теплопроводность неподвижной сферической частицы было исследовано с использованием подхода интегральной теплопроводности в [14]. Позже подход [14] был расширен для учета вариаций свойств при процессе плавления/испарения неподвижной частицы в плазме [15–17].

Целью данного исследования является развитие теории теплообменных процессов при движении частицы в потоке термической плазмы. В представленной работе рассматриваются методы расчета для уточнения значений коэффициента лобового сопротивления сферической частицы, инжектированных в плазменный поток. В качестве инструмента используется программный продукт COMSOL Multiphysics®.

Математическая модель частицы в сжимаемом потоке термической плазмы

Моделирование физических процессов сжимаемого неизотермического потока плазмы, окружающего частицу мелко дисперсного порошка оксида алюминия Al_2O_3 , осуществляется в программном продукте конечно элементного анализа COMSOL Multiphysics® с использованием встроенных модулей [18, 19].

Рассматривается ламинарное течение сжимаемой вязкой теплопроводящей среды (воздуха) и мелкодисперсной частицы Al_2O_3 диаметром 50 мкм. Динамика среды описывается системой уравнений Навье-Стокса и теплового баланса:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (p\vec{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\nabla p + \nabla \cdot \tau \quad (2)$$

$$C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T \right) = -(\nabla \cdot \vec{q}) + \tau : S - \frac{T}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla p \right), \quad (3)$$

где t – время; \vec{u} – вектор скорости; ρ , p , T – плотность, давление и температура среды соответственно; C_p – теплоемкость при постоянном давлении; τ – тензор вязких напряжений; \vec{q} – вектор теплового потока ($\lambda \nabla T$); λ – теплопроводность среды; S – тензор скорости деформации: $S = (\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T)$.

Уравнение (3) учитывает работу сил вязкого трения и сил давления. Молярная масса воздуха M_a и другие его теплофизические параметры (теплопроводность, теплоемкость) являются функциями от температуры. Плотность, давление и температура связаны уравнением состояния идеального газа.

Расчет распределения температуры внутри частицы мелкодисперсного порошка Al_2O_3 осуществляется с использованием уравнения (3) с исключением конвективной составляющей теплопередачи. Теплопроводность, теплоемкость и плотность оксида алюминия также задаются как функции от температуры.

Реализация численной модели

Правильность результата решения задач газодинамики зависят от корректности используемой модели, постановки граничных условий, размеров и дискретизации расчетной области [20], поэтому численная модель создана с возможностью параметрического исследования влияния геометрии и дискретизации расчетной области на результаты численного моделирования. Дискретизация расчетной области с помощью создания пристеночных слоев у поверхности частицы позволяет оценить влияние пограничного слоя.

При реализации численной модели используется двухмерная осесимметричная постановка. Геометрия расчетной области схематично представлена на рис. 1. Высота расчетной области составляет 40 диаметров частицы (2 мм), ширина расчетной области задана параметрически и варьируется в диапа-

зоне от 50 до 200 диаметров частицы (от 2,5 до 10 мм). При параметрическом исследовании максимальный размер конечного элемента изменялся от 0,02 до 0,1 мм.

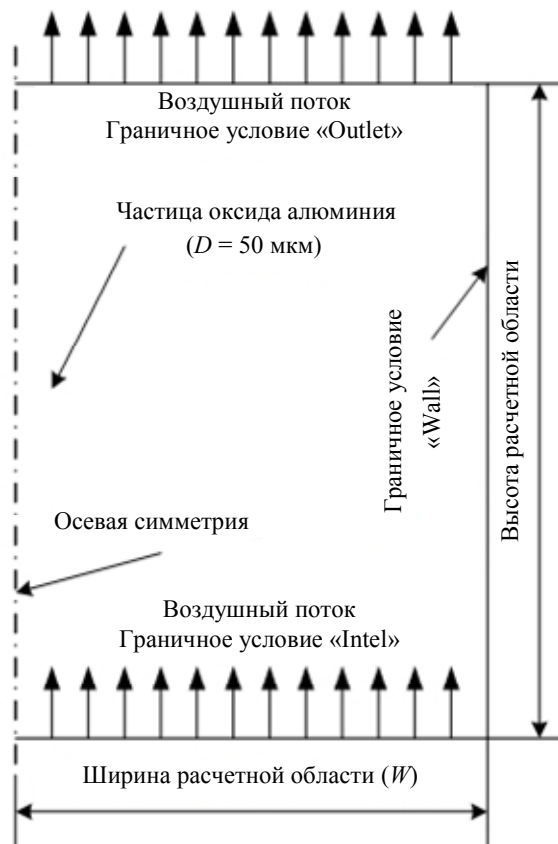


Рис. 1. Схематическое представление геометрии расчетной области

На нижней границе расчетной области (рис. 1) задано граничное условие «Inlet»:

$$p = p_{const} \quad (4)$$

$$T = T_{const} \quad (5)$$

$$M_0 = \frac{V_{вх}}{a} \quad (6)$$

где p_{const} – статическое давление (постоянное значение) на входе в расчетную область (необходимо для расчета теплопроводности потока на входе); T_{const} – постоянное значение температуры (8000 К, необходимо для расчета теплопроводности потока на входе); M_0 – число Маха; $V_{вх}$ – амплитудное значение скорости потока на входе; a – местная скорость звука.

На верхней границе расчетной области (рис. 1) задано граничное условие «Outlet»,

которое определяется в соответствии с уравнением (4).

Граничное условие «Wall» задано на правой границе расчетной области и поверхности частицы оксида алюминия:

$$u = 0. \quad (7)$$

Начальное значение температуры частицы оксида алюминия составляет 50 °С, начальное значение скорости и температуры воздушного потока составляют $V_{вх}$ и T_{const} соответственно.

Результаты моделирования

Время моделирования определено в соответствии с результатами экспериментальных исследований и характерной продолжительностью нахождения частицы в плазменном потоке 0,5 мс.

Обработка результатов численного моделирования включает в себя определение коэффициента лобового сопротивления и усредненного во времени числа Нуссельта. В качестве целевого показателя при параметрическом исследовании влияния параметров расчетной сетки и геометрии расчетной области выбран коэффициент лобового сопротивления.

Определение оптимальных параметров расчетной сетки является одной из ключевых задач при численном моделировании физических процессов, поскольку расчетная сетка нелинейной нестационарной конечно-элементной задачи напрямую связана с вопросом сходимости и корректности решения.

Параметрического исследование влияния дискретизации расчетной области на результаты численного моделирования выполнено для всех исследуемых режимов (скорости потока от 50 до 700 м/с) и всех значений ширины расчетного домена (от 2,5 до 10 мм). Результаты параметрического исследования влияния дискретизации расчетной области представлены на рис. 2. Согласно анализу результатов исследования влияние является несущественным при числе степеней свободы от 5×10^4 , что соответствует максимальному размеру конечного элемента равному 0,08 мм.

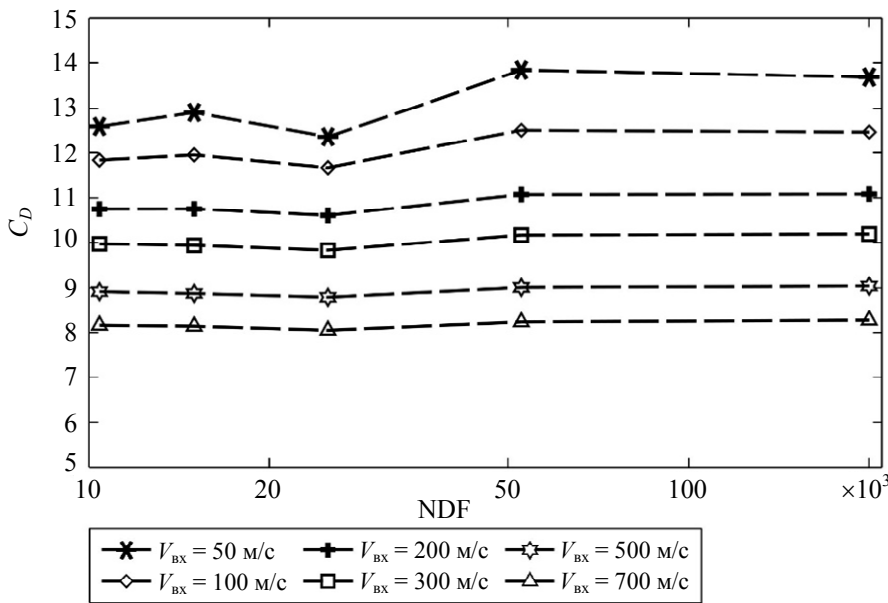


Рис. 2. Графики зависимости коэффициента лобового сопротивления от числа степеней свободы

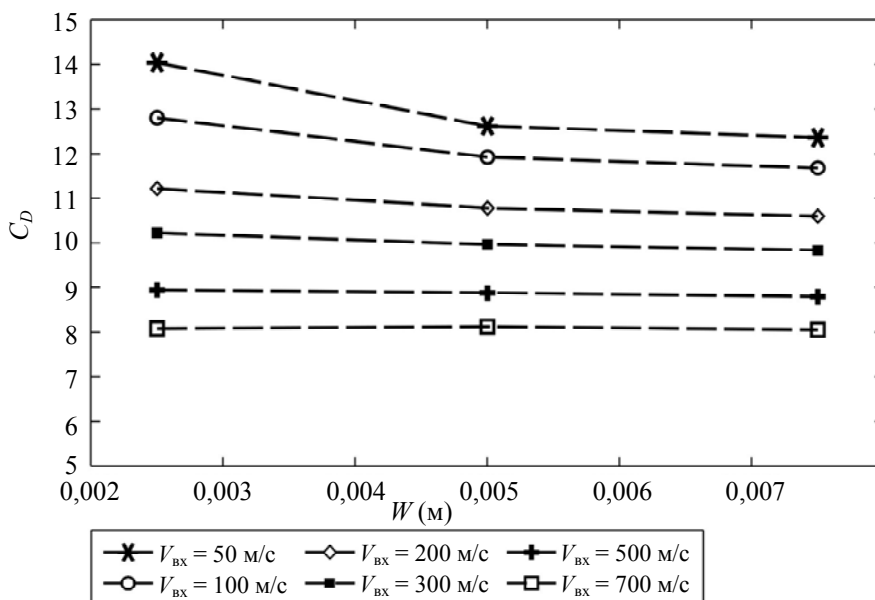


Рис. 3. Графики зависимости коэффициента лобового сопротивления от ширины расчетной области

По результатам параметрического получены графики зависимостей коэффициента лобового сопротивления от ширины расчетной области (рис. 3). В соответствии с результатами данная функциональная зависимость имеет экспоненциальный характер, и при ширине расчетной области, составляющей от 150 и более диаметров частицы, не оказывает влияния на результаты моделирования.

По результатам численного моделирования при ширине расчетной области 7,5 мм и максимальном размере конечного элемента равного 0,08 мм определены значения коэффициента лобового сопротивления и числа Нуссельта при разных значениях относительно числа Рейнольдса (рис. 4). На основании результатов моделирования получены интер-

поляционные функции коэффициента лобового сопротивления и числа Нуссельта мелкодисперсной частицы оксида алюминия в неизотермическом сжимаемом потоке:

$$C_d = \frac{48,24}{3,49 + Re_r^{0,69}} \quad (8)$$

$$Nu = 1,14 \cdot Re_r^{0,69} \cdot Pr^{0,95} + 3,54 \quad (9)$$

где Re_r – относительное число Рейнольдса [3]; Pr – число Прандтля.

Относительная погрешность для интерполяционной функции коэффициента лобового сопротивления составляет 3,4 %, в случае интерполяционной функции числа Нуссельта – 0,7 %.

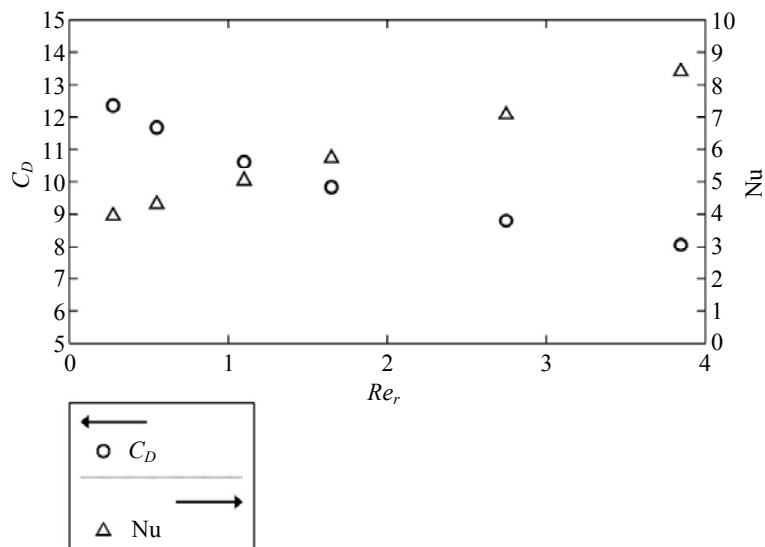


Рис. 4. Зависимости коэффициента лобового сопротивления и числа Нуссельта от значения относительного числа Рейнольдса

Заключение

Разработана двухмерная нестационарная осесимметричная модель теплообменных процессов мелкодисперсной частицы оксида алюминия в неизотермическом сжимаемом потоке плазмы. При обработке результатов численного моделирования получены функциональные зависимости коэффициента лобового сопротивления и числа Нуссельта. Полученные функциональные зависимости позволяют определить траекторию полета и нагрева частицы, что является одними из определяющих факторов качества покрытия при плазменном напылении. Относительная погрешность для интерполяционной функции коэффициента лобового сопротивления составляет 3,4 %, в случае интерполяционной функции числа Нуссельта – 0,7 %. Полученные корректировки позволяют осуществить численное моделирование трассировки частиц в плазменном потоке дугового плазматрона. Дальнейшее развитие исследований предполагает изучение частиц мелкодисперсного порошка с формой, отличающейся от сферической.

Работа выполнена при поддержке РФФ грант № 22-29-20223 и Санкт-Петербургского государственного автономного учреждения «Фонд поддержки научной, научно-технической, инновационной деятельности» соглашение № 64/2022. Результаты расчета получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого

ЛИТЕРАТУРА

1. Дресвин С. В., Зверев С. Г. Плазматроны: конструкции, параметры, технологии. – Санкт-Петербург: Изд-во Политехн. ун-та, 2007.
2. Dinesh J. / Modelling and simulation of a single particle in laminar flow regime of a newtonian liquid. COMSOL Conference. – Bangalore, India. 2009.
3. Дресвин С. В., Зверев С. Г. Теплообмен в плазме. – Санкт-Петербург: Изд-во Политехн. ун-та, 2008.
4. Liu B. et al. / Surface Engineering. 2002. Vol. 18. № 5. P. 350–357.
5. Zhu T. et al. / Plasma Chem. Plasma Process. 2023. Vol. 43. № 1. P. 1–24.
6. Smith R. W., Wei D., Apelian D. / Plasma Chem. Plasma Process. 1989. Vol. 9. P. 135S–165S.
7. Blanchi L. et al. / J. Therm. Spray Technol. 1995. Vol. 4. P. 59–66.
8. Пузряков А. Ф. Теоретические основы технологии плазменного напыления. – М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2008.
9. Vardelle M. et al. / J. Therm. Spray Technol. 1995. Vol. 4. P. 50–58.
10. Clift R., Grace J. R., Weber M. E. / New York. 1978. Vol. 510. P. 147.
11. Sadhal S. S., Ayyaswamy P. S., Chung J. N. Transport phenomena with drops and bubbles. – Springer Science & Business Media, 2012.
12. Li C. J. et al. / Surf. Coat. Technol. 2005. Vol. 191. № 2-3. P. 375–383.
13. Образцов Н. В., Мурашов Ю. В., Жилиготовов П. И., Куракина Н. К. / Сб. трудов III межд. конф. Газоразрядная плазма и синтез наноструктур. – Казань. 2022. С. 348–351.
14. Joshi S. V. et al. / Int. J. Heat Mass Transfer. 1986. Vol. 29. № 10. P. 1565–1573.
15. Chen X., Chen J., Wang Y. / J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. Vol. 27. № 8. P. 1637.
16. Chen X. / J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. Vol. 30. № 13. P. 1885.

17. Gnedovets A. G., Uglov A. A. / Plasma Chem. Plasma Process. 1992. Vol. 12. P. 383–402.

18. Bykov N. Y., Obratsov N. V., Kobelev A. A., Surov A. V. / IEEE Transactions on Plasma Science. 2021. Vol. 49. № 3. P. 1017–1027.

19. Bykov N. Y., Obratsov N. V., Hvatov A. A., Maslyaev M. A., Surov A. V. / Materials Physics and Mechanics. 2022. Vol. 50. № 2. P. 287–303.

20. Thomas J. L., Salas M. D. / AIAA journal. 1986. Vol. 24. № 7. P. 1074–1080.

PACS: 52.65.Cc

Numerical study of a spherical particle drag coefficient in the thermal plasma flow of DC plasma torch

Yu. V. Murashov, N. V. Obratsov, N. K. Kurakina, R. I. Zhiligitov and Yu. N. Kozhubaev

Peter the Great St.Petersburg Polytechnic University (SPbPU)
29 Polytechnicheskaya st., St. Petersburg, 195251, Russia

Received 23.11.2023; revised 14.02.2024; accepted 20.02.2024

The paper presents a study of the drag coefficient of a spherical Al_2O_3 particle in a thermal plasma flow. An unsteady model of the interaction of a fine particle in a rectangular channel with a laminar compressible non-isothermal flow has been developed. An analysis of the influence of boundary conditions on the simulation results is performed. Based on the results of a parametric study, the functional dependences of the drag coefficient and the Nusselt number necessary for simulation of plasma coating technology are determined.

Keywords: thermal plasma, DC plasma torch, drag coefficient, Nusselt number, numerical simulation.

REFERENCES

- Dresvin S. V. and Zverev S. G., Plazmotrony: konstruksii, parametry, tehnologii, Sankt-Peterburg, Izd-vo Politechn. un-ta, 2007.
- Dinesh J. Modelling and simulation of a single particle in laminar flow regime of a newtonian liquid. COMSOL Conference. Bangalore, India, (2009).
- Dresvin S. V. and Zverev S. G., Teploobmen v plazme, Sankt-Peterburg, Izd-vo Politexn. un-ta, 2008.
- Liu B. et al., Surface Engineering **18** (5), 350–357 (2002).
- Zhu T. et al., Plasma Chem. Plasma Process. **43** (1), 1–24 (2023).
- Smith R. W., Wei D. and Apelian D., Plasma Chem. Plasma Process. **9**, 135S–165S (1989).
- Blanchi L. et al., J. Therm. Spray Technol. **4**, 59–66 (1995).
- Puzryakov A. F., Teoreticheskie osnovy texnologii plazmennogo napyleniya, Moscow, Izd-vo MGTU im. N. E. Baumana, 2008.
- Vardelle M. et al., J. Therm. Spray Technol. **4**, 50–58 (1995).
- Clift R., Grace J. R. and Weber M. E., New York **510**, 147 (1978).
- Sadhal S. S., Ayyaswamy P. S. and Chung J. N. Transport phenomena with drops and bubbles, Springer Science & Business Media, 2012.
- Li C. J. et al., Surf. Coat. Technol. **191** (2–3), 375–383 (2005).
- Obratsov N. V., Murashov Yu. V., Zhiligitov R. I. and Kurakina N. K., Proceedings of the III int. conf. Gas discharge plasma and synthesis of nanostructures, Kazan, 2022, pp. 348–351.
- Joshi S. V. et al., Int. J. Heat Mass Transfer **29** (10), 1565–1573 (1986).
- Chen X., Chen J. and Wang Y., J. Phys. D: Appl. Phys. **27** (8), 1637 (1994).
- Chen X., J. Phys. D: Appl. Phys. **30** (13), 1885 (1997).
- Gnedovets A. G. and Uglov A. A., Plasma Chem. Plasma Process. **12**, 383–402 (1992).
- Bykov N. Y., Obratsov N. V., Kobelev A. A. and Surov A. V., IEEE Transactions on Plasma Science **49** (3), 1017–1027 (2021).
- Bykov N. Y., Obratsov N. V., Hvatov A. A., Maslyaev M. A. and Surov A. V., Materials Physics and Mechanics **50** (2), 287–303 (2022).
- Thomas J. L. and Salas M. D., AIAA journal **24** (7), 1074–1080 (1986).