

03.2

Конвективный теплообмен во вращающемся полем цилиндре с торцевой стенкой

© В.А. Архипов¹, О.В. Матвиенко^{1,2}, А.С. Жуков¹, Н.Н. Золоторёв^{1,3}¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия² Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск, Россия³ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия

E-mail: leva@niipmm.tsu.ru

Поступило в Редакцию 24 сентября 2019 г.

В окончательной редакции 13 апреля 2020 г.

Принято к публикации 16 апреля 2020 г.

Представлены метод и результаты расчета поля течения и конвективного теплообмена в полем цилиндре с торцевой стенкой, вращающемся вокруг оси симметрии, при варьировании угловой скорости вращения и высоты цилиндра.

Ключевые слова: полый цилиндр, торцевая стенка, угловая скорость вращения, поле течения, конвективный теплообмен, математическое моделирование.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.14.49663.18049

Вращающиеся элементы широко применяются в газовых турбинах, авиационных двигателях, аппаратах химической технологии, в промышленных и лабораторных устройствах. Вращение элементов приводит к существенному изменению условий их теплообмена [1]. В частности, при измерении характеристик зажигания образцов конденсированных веществ многомодовым лазерным излучением используется метод пространственного осреднения интенсивности излучения путем вращения цилиндрического образца [2]. При вращении образца конденсированного вещества возникает конвективный теплообмен облучаемой торцевой поверхности (диска) с неподвижной окружающей средой (воздухом), интенсивность которого возрастает по мере нагрева поверхности лазерным излучением. В литературе закономерности конвективного теплообмена вращающихся элементов подробно рассмотрены для диска и полого цилиндра без торцевых стенок [3–7]. В настоящей работе представлены результаты расчета поля течения и теплообмена в полем вращающемся цилиндре с торцевой стенкой (рис. 1).

Плотность конвективного теплового потока от равномерно нагретой до температуры T_s поверхности вращающегося диска радиусом R (цилиндра с высотой стенок $h = 0$) в неподвижную среду определяется соотношением

$$q = \frac{\lambda}{R}(T_s - T)\text{Nu}, \quad (1)$$

где T — температура окружающей среды, λ — коэффициент теплопроводности среды.

Число Нуссельта при обтекании вращающегося с угловой скоростью ω (rad/s) диска определяется соотношением [8]:

$$\text{Nu} = 0.388\sqrt{\text{Re}_\omega \text{Pr}}, \quad (2)$$

где $\text{Re}_\omega = \rho\omega R^2/\mu$ — вращательное число Рейнольдса; $\text{Pr} = \mu c_p/\lambda$ — число Прандтля; ρ , μ , c_p — плотность, коэффициент динамической вязкости и удельная изобарная теплоемкость окружающей среды.

Результаты расчета q по формулам (1), (2) в зависимости от T_s и частоты вращения $n = 30\omega/\pi$ (rpm)

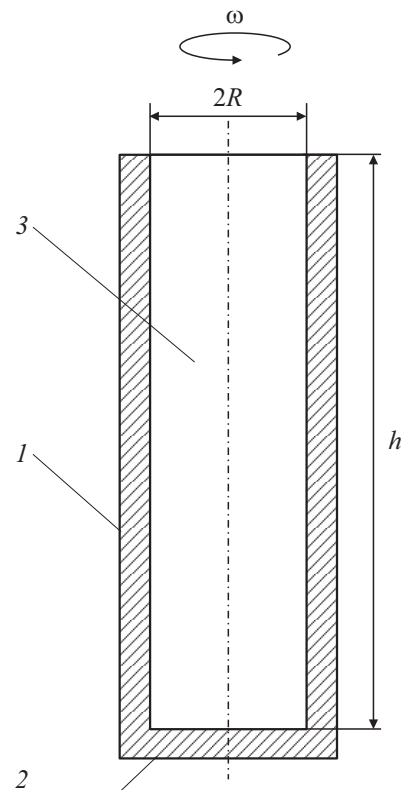


Рис. 1. Схема вращающегося полого цилиндра. 1 — боковая стенка, 2 — торцевая стенка, 3 — внутренняя полость цилиндра.

Результаты расчета q в зависимости от T_s и n

n , rpm	q , W/cm ²			
	$T_s = 500$ K	$T_s = 600$ K	$T_s = 700$ K	$T_s = 800$ K
1200	0.48	0.72	0.95	1.18
3600	0.84	1.24	1.65	2.05
6000	1.08	1.60	2.12	2.65

для теплофизических характеристик воздуха $\lambda = 0.0244$ W/(m·K), $\rho = 1.205$ kg/m³, $Pr = 0.72$, $\mu = 1.8 \cdot 10^{-5}$ Pa·s, $c_p = 1008$ J/(kg·K), $T = 293$ K приведены в таблице.

При вращении полого цилиндра с высотой стенок $h \neq 0$ поле течения и характеристики теплообмена существенно изменяются. В отличие от [1,9], где рассматривается теплообмен с боковыми стенками цилиндра, в настоящей работе проанализированы условия течения и теплообмена на его торцевой стенке.

Для описания стационарного осесимметричного течения в полом цилиндре использовались уравнения Навье–Стокса в цилиндрических координатах x, r [10]:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r}{\partial r} = 0, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u v r}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \\ \times \left[\mu_e \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial v r}{\partial r} \right) \right) \right] \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_e r \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right], \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u v}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v^2 r}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_e \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_e r \left(2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial v r}{\partial r} \right) \right) \right] \\ - 2 \frac{\mu_e v}{r^2} + \frac{\rho v^2}{r}, \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u w}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v w r}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_e r^3 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{w}{r} \right) \right] - \frac{\rho v w}{r}, \quad (6) \end{aligned}$$

где u, v, w — осевая, радиальная и тангенциальная компоненты вектора скорости, p — давление, $\mu_e = \mu + \mu_t$ — коэффициент эффективной вязкости, μ_t — коэффициент турбулентной вязкости.

В качестве уравнения состояния использовалось уравнение Менделеева–Клапейрона. Характеристики турбулентности рассчитывались с использованием составной модели Ментера SST (shear stress transport) [11]. Уравнения (3)–(6) решались численно методом конечного объема [12] при следующих граничных условиях:

$$\begin{aligned} r = 0: & \quad u = w = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial r} = 0; \\ r = R: & \quad u = v = 0, \quad w = \omega R; \\ x = 0 \text{ (торцевая стенка)}: & \quad u = v = 0, \quad w = \omega r; \\ x = h: & \quad v = w = 0, \quad p = p_a \end{aligned}$$

(p_a — атмосферное давление).

Для оценки точности вычислений была проведена серия расчетов на последовательности сгущающихся сеток. На основе представленной математической модели было проведено численное исследование поля течения во вращающемся цилиндре с торцевой стенкой для условий экспериментов [2] ($R = 0.5$ cm, $h = 0.5$ –10 cm, $n = 500$ –3000 rpm).

На рис. 2 приведены линии тока в цилиндре при $n = 2800$ rpm для различных значений h . Вращение стенок инициирует закрутку примыкающих к ним слоев воздуха, которая приводит к формированию поля центробежных сил. В приосевой зоне образуется область пониженного давления за счет движения воздуха в радиальном направлении. Воздух из окружающей среды инжектируется в приосевую зону и разворачивается в окрестности торцевой стенки с последующим истечением вдоль боковых стенок цилиндра (рис. 2).

Результаты расчетов показали, что структура потока определяется частотой вращения n и высотой h цилиндра. В частности, для $n = 2800$ rpm в цилиндре высотой $h/R \geq 5$ между торцевой поверхностью и местом разворота приосевого потока формируется застойная зона с вихревым движением малой интенсивности (рис. 2, *a, b*). При этом конвективный теплообмен диска, определяемый разностью скоростей вращения диска и среды, существенно снижается. Для относительно коротких цилиндров ($h/R < 3$) разворот потока

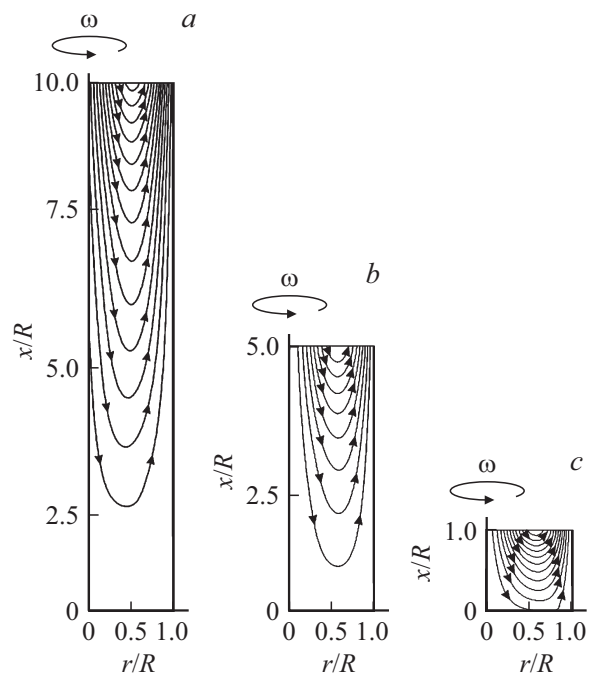


Рис. 2. Линии тока во вращающемся цилиндре ($n = 2800$ rpm). $h/R = 10$ (a), 5 (b) и 1 (c).

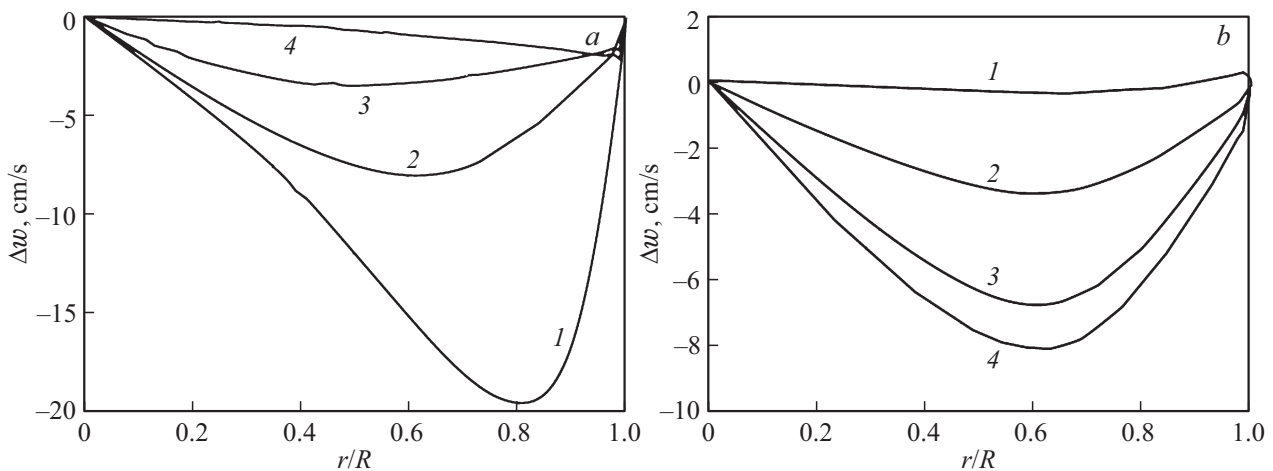


Рис. 3. Радиальные распределения относительной тангенциальной скорости в приторцевой зоне. *a* — $n = 2800$ rpm, $h/R = 5$ (1), 10 (2), 15 (3) и 20 (4); *b* — $h/R = 10$, $n = 500$ (1), 1000 (2), 2000 (3) и 2800 rpm (4).

происходит в непосредственной близости от торцевой стенки (рис. 2, *c*).

На рис. 3, *a* приведены радиальные распределения тангенциальной скорости относительного движения потока $\Delta w(r) = w(r) - \pi nr/30$ в приторцевой зоне ($x/R = 0.4$) для частоты вращения $n = 2800$ rpm. Максимальная величина относительной скорости реализуется при значениях $r/R = 0.5-0.8$ и уменьшается от $|\Delta w| \sim 20$ cm/s до $|\Delta w| \sim 2$ cm/s при увеличении высоты цилиндра h/R от 5 до 20.

На рис. 3, *b* приведены радиальные распределения $\Delta w(r)$ в приторцевой зоне для фиксированной высоты цилиндра $h/R = 10$. С увеличением частоты вращения от 500 до 2800 rpm величина максимальной относительной скорости возрастает от нуля до значения $|\Delta w| \sim 8$ cm/s.

Таким образом, результаты расчетов показали, что относительная скорость вращательного движения воздуха и торцевой поверхности, характеризующая интенсивность конвективного теплообмена, определяется двумя параметрами: частотой вращения n и высотой h цилиндра. На основе анализа результатов численного моделирования получено условие для выбора высоты цилиндра, обеспечивающей разность тангенциальных скоростей воздуха и торцевой стенки, не превышающую 10% для заданной частоты вращения:

$$\frac{h}{R} \geq 2.14 \cdot 10^{-3} n, \quad (7)$$

где размерность n приведена в rpm.

Условие (7) можно представить в виде зависимости от вращательного числа Рейнольдса Re_ω с учетом соотношения $\omega = \pi n/30$. Для характеристик воздуха при $T = 293$ K ($\rho = 1.205$ kg/m³, $\mu = 1.8 \cdot 10^{-5}$ Pa · s) это неравенство эквивалентно (7) и имеет вид

$$\frac{h}{R} \geq 0.306 \frac{Re_\omega}{R^2}, \quad (8)$$

где размерности h и R приведены в mm.

При выполнении этого условия между торцевой стенкой и областью разворота потока формируется застойная зона, в которой взаимодействие инжектируемого потока с поверхностью незначительно. В приторцевой зоне течения угловые скорости вращения потока и торцевой стенки практически равны. При этом в соответствии с (1), (2) исключается конвективный теплообмен.

Для оценки уровня теплового потока в коротких цилиндрах при $h/R < 2.14 \cdot 10^{-3} n$ необходимо при расчете числа Рейнольдса $Re_\omega = \rho \omega R^2 / \mu$, входящего в зависимости (1), (2) для конвективного теплового потока, в качестве ω использовать угловую скорость относительного вращательного движения $\Delta \omega = \Delta w / R$.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научно-го фонда (грант № 19-79-30075).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Дорфман Л.А. Гидродинамическое сопротивление и теплоотдача вращающихся тел. М.: Физматгиз, 1960. 260 с.
- [2] Arkhipov V.A., Goldin V.D., Zolotarev N.N., Korotkikh A.G., Kuznetsov V.T., Matvienko O.V. // 14th Int. Conf. „Gas discharge plasmas and their applications“ (GDP-2019). Abstracts. Tomsk: TPU Publishing House, 2019. P. 70.
- [3] Asghar S., Jalil M., Hussan M., Turkyilmazoglu M. // Int. J. Heat Mass Transfer. 2014. V. 69. P. 140–146.
- [4] Васильев А.Ю., Колесниченко И.В., Мамыкин А.Д., Фрик П.Г., Халилов Р.И., Рогожкин С.А., Пахолков В.В. // ЖТФ. 2015. Т. 85. В. 9. С. 45–49.
- [5] Raza J., Rohni A.M., Omar Z., Awais M. // J. Mol. Liq. 2016. V. 219. P. 703–708.

- [6] *Shevchuk I.V.* Modelling of convective heat and mass transfer in rotating flows. Springer International Publ., 2016. P. 235.
- [7] *Reddy P.S., Sreedevi P., Chamkha A.J.* // Powder Technol. 2017. V. 307. P. 46–55.
- [8] *Шевчук И.В.* // Теплофизика высоких температур. 2001. Т. 39. № 4. С. 682–685.
- [9] *Шевчук И.В., Халатов А.А.* // Теплофизика высоких температур. 1996. Т. 34. № 3. С. 461–473.
- [10] *Гунта А., Лилли Д., Сайред Н.* Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 588 с.
- [11] *Menter F.R., Kuntz M., Langtry R.* // Turbulence, heat and mass transfer 4. Begell House, Inc., 2003. P. 625–632.
- [12] *Патанкар С.* Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.