

УДК 532.542.4

DOI: 10.15372/PMTF202315358

## ВЛИЯНИЕ НАГРЕВА СТЕНОК НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБРАТНОГО ПРИСТЕННОГО ТЕЧЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ В КАНАЛЕ С КВАДРАТНЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ СЕЧЕНИЕМ

И. В. Чупров<sup>\*,\*\*</sup>, В. А. Иващенко<sup>\*,\*\*</sup>, Р. И. Мулляджанов<sup>\*,\*\*</sup>,  
Д. И. Зарипов<sup>\*,\*\*\*</sup>

\* Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия

\*\* Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,  
Новосибирск, Россия

\*\*\* Институт энергетики и перспективных технологий Казанского научного центра РАН,  
Казань, Россия

E-mails: i.chuprov@g.nsu.ru, vladivashchenko@mail.ru, rustammul@gmail.com,  
zaripov.d.i@gmail.com

С помощью прямого численного моделирования исследуется влияние нагрева стенок на характеристики обратного пристенного течения, возникающего при турбулентном течении различных теплоносителей в канале с квадратным поперечным сечением. Поле температур рассматривается как в приближении пассивной примеси, так и в приближении малого числа Маха. Получены качественные и количественные результаты, характеризующие вероятность возникновения обратных пристенных течений во всех рассматриваемых случаях при числе Рейнольдса  $Re = 3150$ , вычисленном по средне-расходной скорости и полувысоте канала. Установлено, что в рассмотренных случаях нагрев стенок приводит к увеличению вероятности образования обратных пристенных течений в среднем в 2–3 раза.

**Ключевые слова:** прямое численное моделирование, обратное пристенное течение, пассивная примесь, приближение малого числа Маха

**Введение.** Ранее возникновение событий обратного пристенного течения (ОПТ) считалось невозможным [1]. Однако последующие теоретические [2] и экспериментальные [3] исследования показали возможность его существования.

В настоящее время ОПТ хорошо изучено, получены геометрические и статистические характеристики области ОПТ и исследован механизм его формирования. Механизм формирования событий ОПТ впервые описан в работе [4]. Эти события вызваны чрезвычайно интенсивными вихревыми структурами, “живущими” в буферной области турбулентного пограничного слоя (ТПС), имеющими вытянутую форму и наклоненными относительно продольного направления. Большинство событий ОПТ (69 %) наблюдались в области потока, расположенной непосредственно под крупномасштабными вихревыми структурами, характеризующимися положительным значением пульсации продольной составляющей вектора скорости ( $u' > 0$ ) и находящимися в логарифмической области ТПС.

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (код проекта 22-29-01274).

© Чупров И. В., Иващенко В. А., Мулляджанов Р. И., Зарипов Д. И., 2024

Экспериментальное подтверждение возникновения событий ОПТ в соответствии с механизмом, описанным в работе [4], было также приведено в работах [3, 5]. В [6] показано, что данное течение возникает вблизи стенки  $y^+ < 15$  (в координатах закона стенки) и имеет низкую вероятность появления по времени и пространству ( $P \approx 0,01\%$ ), которая увеличивается с ростом числа Рейнольдса. В теоретической работе [4] показано увеличение вероятности возникновения события ОПТ с  $P = 0,01\%$  при  $Re_\tau = 180$  до  $P = 0,06\%$  при  $Re_\tau = 1000$ , что согласуется с результатами эксперимента [7]. В работе [4] также показано, что обычно область ОПТ имеет форму эллипсоида вращения с диаметром, приближенно равным 20 (в координатах закона стенки), в плоскости, параллельной стенке. Данные [4] сравнивались с результатами, полученными в работе [8].

Согласно [9] образование ОПТ всегда сопровождается появлением сложной трехмерной вихревой структуры вблизи стенки. В работе [10] при исследовании ТПС с наложенным положительным продольным градиентом давления обнаружена связь между появлением событий ОПТ с крупномасштабными вихревыми структурами, находящимися в логарифмической области ТПС, и их взаимодействием с вихревыми структурами, расположенными в буферной области ТПС. В работах [11, 12] предложен более полный сценарий возникновения событий ОПТ в случае течения в канале с квадратным поперечным сечением. Полученные данные согласуются с результатами работ [4, 9, 10, 13] и обобщают предложенные ранее механизмы формирования ОПТ на случай течения на пластине и в круглой трубе в диапазоне чисел Рейнольдса  $Re_\tau = 180 \div 1000$ . Анализ профилей касательного напряжения на стенке и мгновенных полей продольной и поперечной скоростей, экспериментально и численно полученных в работах [11, 12], показал, что причиной формирования событий ОПТ являются интенсивные подковообразные вихревые структуры, возникающие в пристенной области ТПС на границе между крупномасштабными областями ускоренного и замедленного течений. Неожиданный результат получен в работе [12], в которой установлено, что в рассматриваемом диапазоне чисел Рейнольдса в углах канала с квадратным поперечным сечением события ОПТ возникают чаще ( $P = 12,5\%$ ), чем в центральной области стенки канала ( $P = 0,01\%$ ). Показано, что существенное различие статистических характеристик событий ОПТ обусловлено различием механизмов их формирования.

В работе [13] для случая обтекания крыла NASA4412 показано, что при относительно малых значениях градиента давления возникновение событий ОПТ вызвано наличием пристенных подковообразных вихревых структур, как в случае течения в канале с квадратным поперечным сечением [11] или в трубе [4], а при больших — наличием процессов, протекающих на большом расстоянии от стенки вблизи границы ТПС.

Одной из главных проблем, возникающих при решении задач теплообмена, которые встречаются, в частности, в атомной энергетике, является формирование локального перегрева, обусловленного наличием отрывных застойных областей течения. Высокая вероятность возникновения событий ОПТ может привести к работе техники на нерасчетных режимах, а также к ее неисправности или разрушению. Целью данной работы является исследование влияния нагрева стенок на формирование ОПТ в случае течения различных теплоносителей, таких как свинцово-висмутовый сплав и жидкий натрий, в канале с квадратным поперечным сечением.

**1. Постановка задачи.** С помощью метода прямого численного моделирования исследуется влияние нагрева стенок на статистические характеристики ОПТ в канале с квадратным поперечным сечением. В качестве теплоносителей рассматриваются пассивная примесь, жидкий натрий (Na) и свинцово-висмутовый сплав (Pb–Bi), используемые на атомных станциях на быстрых нейтронах.

На рис. 1 показана расчетная область, представляющая собой канал с квадратным поперечным сечением размером  $2\pi H \times 2H \times 2H$  ( $H$  — полувысота канала) в направле-

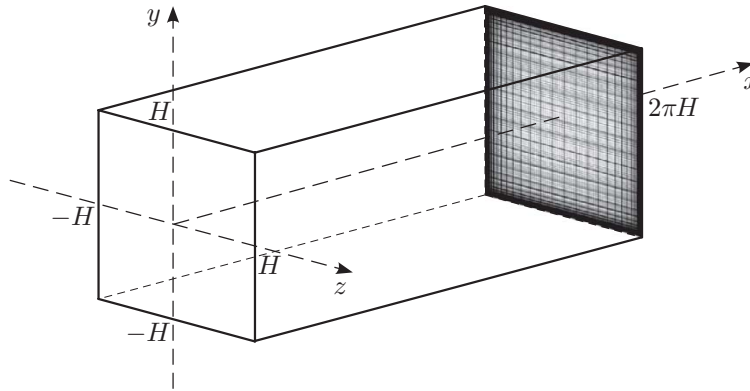


Рис. 1. Геометрия расчетной области и расчетная сетка

ниях осей  $x$ ,  $y$ ,  $z$  соответственно. Поле температуры рассматривалось как в приближении малого числа Маха для жидких металлов, поскольку их свойства зависят от температуры, так и в приближении пассивной примеси, поле температуры которой не влияет на поле скорости, что позволяет сравнивать полученные результаты с известными данными для изотермического течения [11, 12]. Система уравнений Навье — Стокса в безразмерном виде в приближении малого числа Маха записывается следующим образом:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt}; \quad (1)$$

$$\rho \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}; \quad (2)$$

$$\rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) = \frac{1}{\text{Re Pr}} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right); \quad (3)$$

$$f(\rho, T) = \text{const}. \quad (4)$$

Здесь  $u_i$  —  $i$ -я компонента скорости;  $\rho$  — плотность;  $p$  — давление;  $c_p$  — удельная теплоемкость;  $T$  — температура;  $\text{Re} = U_b H / \nu$  — число Рейнольдса, определенное по средней расходной скорости  $U_b$ , полувысоте канала  $H$  и кинематической вязкости  $\nu$ ;  $\text{Pr} = \mu c_p / k$  — число Прандтля;  $k$  — температуропроводность. Выражение для тензора вязких напряжений можно записать в виде

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \right),$$

где  $\mu$  — динамическая вязкость;  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера.

Для скорости в направлении оси  $x$  заданы периодические граничные условия, на стенках ( $z/H = \pm 1$ ,  $y/H = \pm 1$ ) — условие прилипания ( $u_i = 0$ ). На поле температур накладываются граничные условия Дирихле: на верхней границе ( $y/H = 1$ )  $T_v = 1$ , на нижней границе ( $y/H = -1$ )  $T_n = 0$ . Боковые стенки  $z/H = \pm 1$  теплоизолированы, граничное условие имеет вид  $\partial T / \partial n_i = 0$ . Задача решается с помощью открытого вычислительного пакета Nek5000 [14], в котором используется метод спектральных элементов. Для дискретизации по времени и пространству используются схемы 3-го и 10-го порядков точности соответственно. Для получения решения уравнений Навье — Стокса с точностью до колмогоровского масштаба вблизи стенок используется сгущение сетки (см. рис. 1). Всего в сетке содержится  $18 \times 32 \times 32$  спектральных элементов, что соответствует количеству вычислительных узлов, приближенно равному  $18,5 \cdot 10^6$ . Время сбора статистических данных равно  $\Delta t = 355$ .

В рассматриваемой задаче число Рейнольдса равно  $Re = 3150$ , в случае пассивной примеси  $Pr = 1,15 \cdot 10^{-2}$ . Следует отметить, что все характеристики рассматриваемых сред в уравнениях (1)–(4) безразмерены на соответствующие масштабы, но при этом зависят от безразмерной температуры  $T$ . Поэтому в расчетах зависимости плотности  $\rho$ , вязкости  $\mu$ , теплоемкости  $c_p$ , температуропроводности  $k$  и числа Прандтля  $Pr$  от температуры аппроксимировались полиномами третьей степени по известным экспериментальным данным [15, 16] (рис. 2).

При исследовании процессов, протекающих в пристенной области течения, некоторые величины удобно представлять в координатах закона стенки [17]:  $y^+ = yu_\tau/\nu$ ,  $u^+ = u/u_\tau$ ,  $Re_\tau = u_\tau H/\nu$  (динамическое число Рейнольдса),  $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$  (динамическая скорость),  $\tau_w = \rho\nu(\partial u_x/\partial y)$  (касательное напряжение на стенке). Области ОПТ на стенках определялись по мгновенным полям касательного напряжения  $\tau_w$ . Вне стенок события ОПТ определялись по отрицательным значениям продольной скорости ( $u_x < 0$ ).

**2. Результаты расчетов.** На рис. 3, а, б приведены профили средней продольной скорости и касательного напряжения на стенке, а также расчетные данные [12, 13]. В случае пассивной примеси профили хорошо согласуются, что указывает на достоверность результатов численного моделирования, так как в приближении пассивной примеси поле температуры не влияет на поле скорости и должно совпадать с результатами работы [12]. Следует отметить, что в случае нагрева профили для нижних (холодных) стенок расположены выше, чем для верхних (горячих). Это объясняется меньшей конвективной скоростью течения в областях с большей вязкостью и, как следствие, меньшим значением динамической скорости  $u_\tau$ , на которое нормируется значение  $\bar{u}_x^+$ . На рис. 3, в–д представлены зависимости диагональных компонент тензора напряжений Рейнольдса от координаты  $y^+$ . Можно отметить, что в случае пассивной примеси полученные зависимости также хорошо согласуются с данными [12, 13].

На рис. 4 приведено пространственное распределение вероятности возникновения ОПТ для верхней и нижней стенок в случае течения среды с пассивной примесью, жидкого натрия и свинцово-висмутового сплава. Под вероятностью появления ОПТ понимается отношение общего количества моментов времени с зарегистрированным ОПТ в фиксированной точке пространства к суммарному количеству моментов времени. Поскольку возникновение областей ОПТ является редким событием, данная характеристика существенно зависит от времени осреднения. Однако, несмотря на небольшую выборку, можно заметить, что в приближении пассивной примеси вероятность возникновения ОПТ и размеры областей, в которых возникает ОПТ, на верхней и нижней стенках приблизительно равны, что соответствует результатам работ [11, 12], в которых были получены одни и те же значения вероятности на всех стенках. В случае полей температуры в приближении малого числа Маха различие характеристик ОПТ на верхней и нижней стенках становится существенным. Для обоих теплоносителей на верхней стенке размеры характерных областей ОПТ меньше, чем на нижней, однако количество таких областей значительно больше. При этом распределения вероятности для жидкого натрия и свинцово-висмутового сплава качественно различаются, что свидетельствует о влиянии переменных параметров среды (вязкости, плотности, теплопроводности) на статистические характеристики событий ОПТ. Следует отметить, что, несмотря на это отличие, распределения вероятности поперек верхней и нижней стенок практически не различаются (рис. 5). Иными словами, распределение вероятности возникновения ОПТ характеризует это явление неоднозначно.

На рис. 5, а представлена зависимость вероятности возникновения ОПТ  $P$ , осредненной в области  $-0,5 \leq z \leq 0,5$ , от расстояния от стенки  $y^+$ . Заметим, что вероятности возникновения ОПТ на верхних (горячих) стенках приблизительно одинаковы для обоих теплоносителей, а на нижних (холодных) различаются приблизительно в 1,5 раза. На

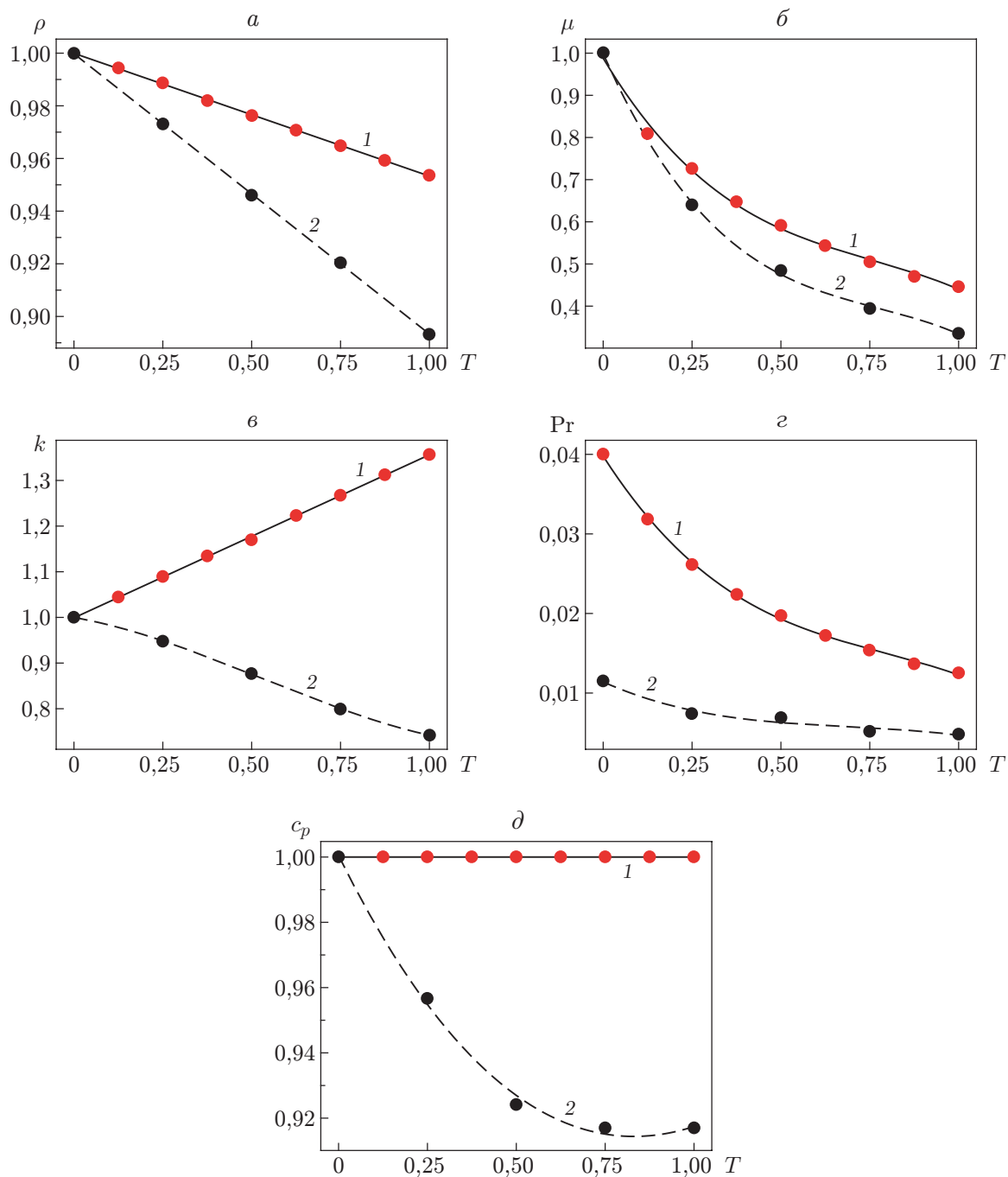


Рис. 2. Зависимости плотности  $\rho$  (*a*), вязкости  $\mu$  (*б*), температуропроводности  $k$  (*в*), числа Прандтля  $Pr$  (*г*) и теплоемкости  $c_p$  (*д*) от температуры для свинцово-висмутового сплава (1) и жидкого натрия (2):

точки — справочные данные, линии — их аппроксимации

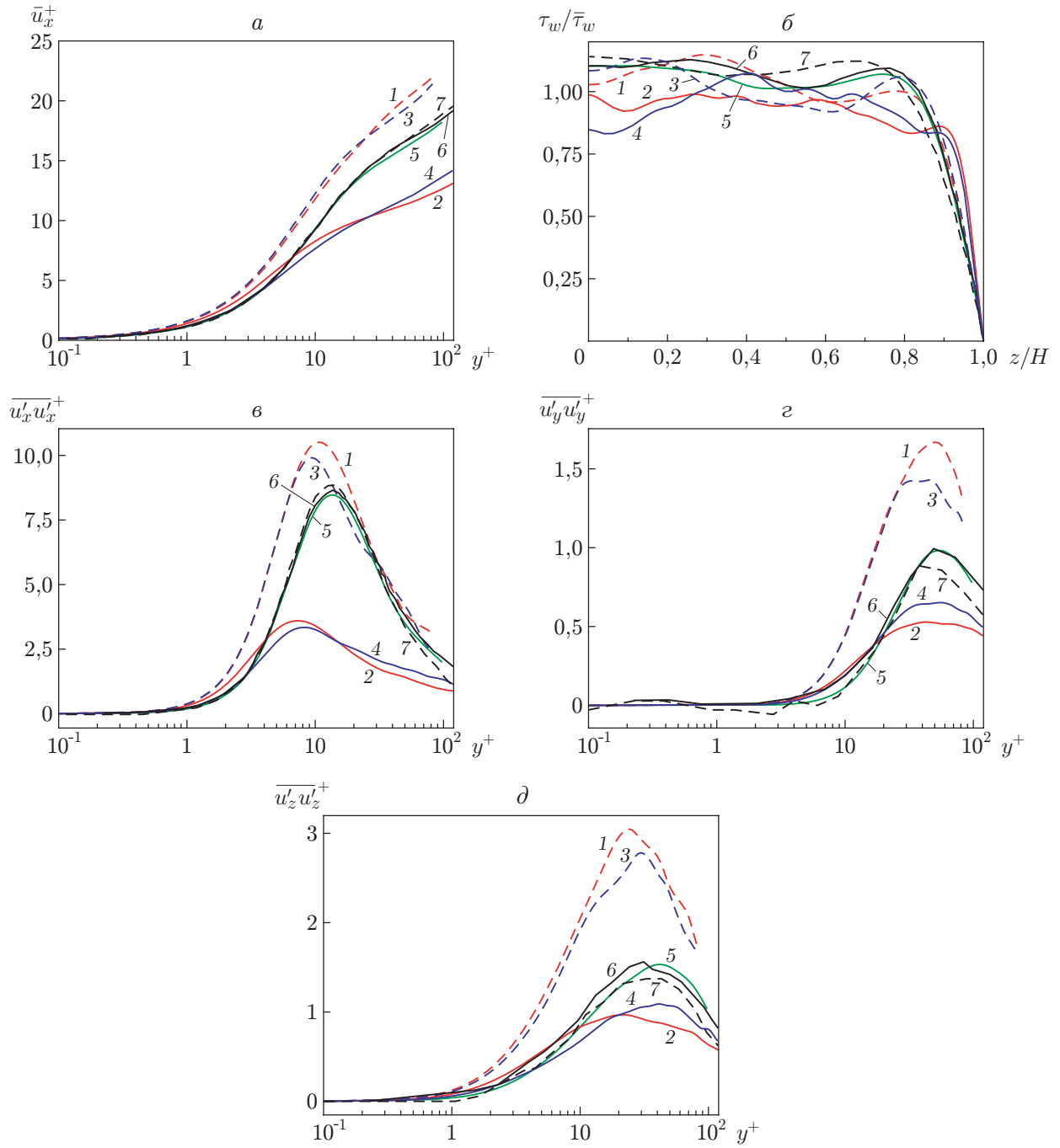


Рис. 3. Профили продольной средней скорости (а), касательного напряжения (б) и диагональных компонент тензора напряжений Рейнольдса (в–д) в поперечном сечении:

1, 2 — Na (1 — нижняя холодная стенка ( $Re_\tau = 167$ ), 2 — верхняя горячая стенка ( $Re_\tau = 270$ )), 3, 4 — Pb–Bi (3 — нижняя холодная стенка ( $Re_\tau = 170$ ), 4 — верхняя горячая стенка ( $Re_\tau = 252$ )), 5 — пассивная примесь ( $Re_\tau = 204$ ), 6 — данные [12] ( $Re_\tau = 204$ ), 7 — данные [13] ( $Re_\tau = 180$ )

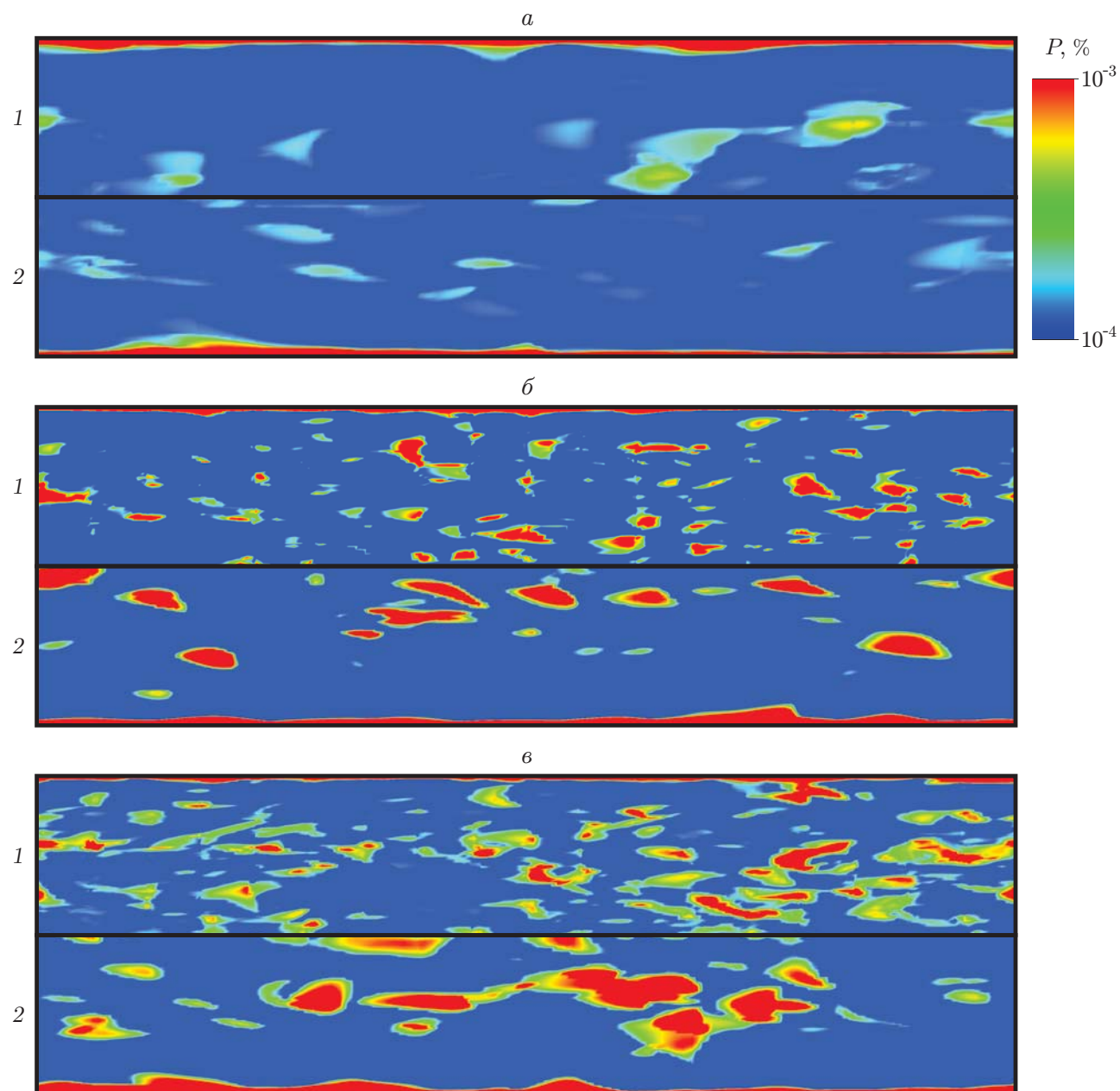


Рис. 4. Распределение вероятности появления ОПТ на верхней (1) и нижней (2) стенках для пассивной примеси (*a*), жидкого натрия Na (*б*) и свинцово-висмутового сплава Pb–Bi (*в*)

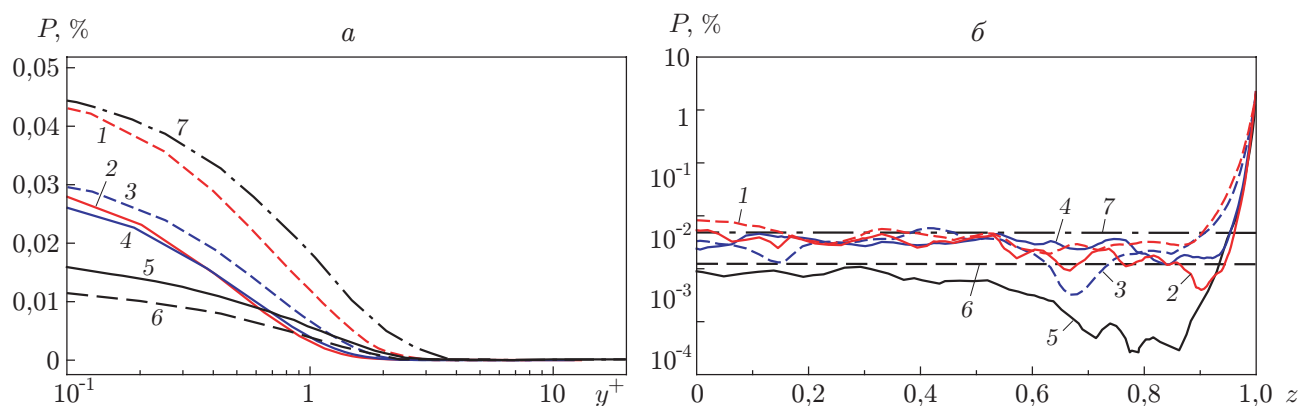


Рис. 5. Зависимости вероятности появления ОПТ  $P$  от  $y^+$  при  $z \in [-0,5; 0,5]$  (а) и от  $z$  (б):

1, 2 — Na (1 — нижняя холодная стенка ( $Re_\tau = 167$ ), 2 — верхняя горячая стенка ( $Re_\tau = 270$ )), 3, 4 — Pb-Bi (3 — нижняя холодная стенка ( $Re_\tau = 170$ ), 4 — верхняя горячая стенка ( $Re_\tau = 252$ )), 5 — данные [11] ( $Re_\tau = 204$ ), 6, 7 — данные [4] (6 —  $Re_\tau = 108$ , 7 —  $Re_\tau = 590$ )

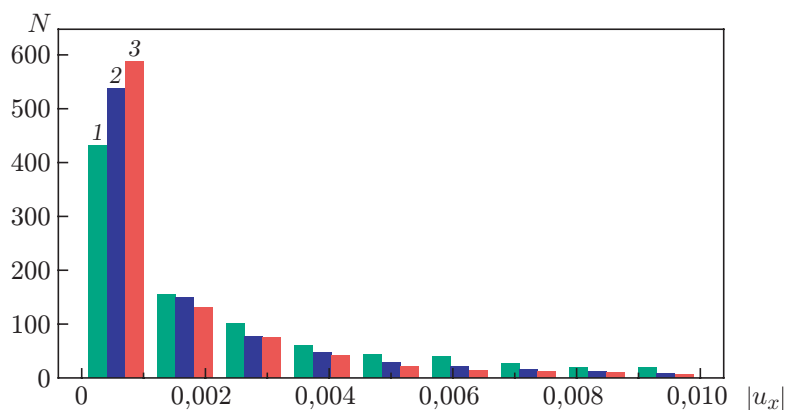


Рис. 6. Гистограмма амплитуды отрицательной продольной скорости в области обратных пристенных течений:

1 — пассивная примесь, 2, 3 — Na (2 — нижняя холодная стенка, 3 — верхняя горячая стенка)

рис. 5,а видно, что вероятность возникновения ОПТ в случае холодной стенки выше, чем в случае горячей, на всех расстояниях от стенки, что является неожиданным результатом, поскольку на горячей стенке вероятность возникновения ОПТ выше вследствие меньшего значения вязкости и, следовательно, большего значения локального числа Рейнольдса, а это согласно данным [4, 11] должно приводить к увеличению вероятности возникновения ОПТ. Обнаруженная особенность требует экспериментального подтверждения. На рис. 5,б представлено распределение поперек канала вероятности  $P$  возникновения ОПТ на стенке. Видно, что в среднем вероятность ОПТ  $P$  при наличии поля температуры увеличивается по всей ширине канала.

На рис. 6 представлена гистограмма “интенсивности” ОПТ, т. е. модуля продольной скорости жидкости в области ОПТ, для жидкого натрия. (Для свинцово-висмутowego сплава получена аналогичная закономерность.) Видно, что наиболее часто возникают события, характеризующиеся малой вероятностью, для которых значение отрицательной скорости



не превышает 0,1 % среднерасходной скорости. Далее количество событий ОПТ монотонно убывает с увеличением “интенсивности” ОПТ до значения, равного 1 % среднерасходной скорости. Следует отметить, что для жидкого натрия количество событий ОПТ, характеризующихся высокой вероятностью, меньше, чем для жидкости с пассивной примесью.

**Заключение.** Методом прямого численного моделирования исследовано влияние нагрева стенок на характеристики ОПТ, возникающего при турбулентном течении различных теплоносителей в канале с квадратным поперечным сечением при  $Re = 3150$ . В качестве теплоносителей рассмотрены жидкий натрий и свинцово-висмутый сплав. Поле температур рассматривалось как в приближении пассивной примеси, так и в приближении малого числа Маха.

Анализ гистограмм “интенсивности” ОПТ показал, что наиболее часто возникают события, характеризующиеся малой вероятностью, для которых значение отрицательной скорости не превышает 0,1 % среднерасходной скорости. Кроме того, для жидкого натрия и свинцово-висмутного сплава количество событий ОПТ, характеризующихся высокой вероятностью, меньше, чем для жидкости с пассивной примесью. Анализ профилей вероятности возникновения ОПТ позволил обнаружить увеличение вероятности возникновения ОПТ вблизи холодных стенок канала по сравнению с вероятностью возникновения ОПТ вблизи горячих стенок. Для обоих теплоносителей на верхней стенке размеры характерных областей ОПТ меньше, чем на нижней, однако количество таких областей значительно больше.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Eckelmann H.** The structure of the viscous sublayer and the adjacent wall region in a turbulent channel flow // *J. Fluid Mech.* 1974. V. 65, iss. 3. P. 439–459.
2. **Perry A. E., Chong M. S.** A series-expansion study of the Navier — Stokes equations with applications to three-dimensional separation patterns // *J. Fluid Mech.* 1986. V. 173. P. 207–223.
3. **Brücker Ch.** Evidence of rare backflow and skin-friction critical points in near-wall turbulence using micropillar imaging // *Phys. Fluids.* 2015. V. 27, iss. 3. 031705.
4. **Lenaers P., Li Q., Brethouwer G., et al.** Rare backflow and extreme wall-normal velocity fluctuations in near-wall turbulence // *Phys. Fluids.* 2012. V. 24, iss. 3. 035110.
5. **Willert Ch. E., Cuvier Ch., Foucaut J.-M., et al.** Experimental evidence of near-wall reverse flow events in a zero pressure gradient turbulent boundary layer // *Experiment. Thermal Fluid Sci.* 2018. V. 91. P. 320–328.
6. **Xu C., Zhang Z., den Toonder J. M. J., Nieuwstadt F. T. M.** Origin of high kurtosis levels in the viscous sublayer. Direct numerical simulation and experiment // *Phys. Fluids.* 1996. V. 8, iss. 7. P. 1938–1944.
7. **Hu Zh. W., Morfey Ch. L., Sandham N. D.** Wall pressure and shear stress spectra from direct simulations of channel flow // *AIAA J.* 2006. V. 44, iss. 7. P. 1541–1549.
8. **Schlatter Ph., Örlü R.** Assessment of direct numerical simulation data of turbulent boundary layers // *J. Fluid Mech.* 2010. V. 659. P. 116–126.
9. **Chong M. S., Monty J., Chin R. C., Marusic I.** The topology of skin friction and surface vorticity fields in wall-bounded flows // *J. Turbulence.* 2012. V. 13. 6.
10. **Bross M., Fuchs Th., Kähler Ch. J.** Interaction of coherent flow structures in adverse pressure gradient turbulent boundary layers // *J. Fluid Mech.* 2019. V. 873. P. 287–321.
11. **Zaripov D., Ivashchenko V., Mullyadzhyanov R., et al.** On a mechanism of near-wall reverse flow formation in a turbulent duct flow // *J. Fluid Mech.* 2021. V. 923. A20.

12. **Zaripov D., Ivashchenko V., Mullyadzhanov R., et al.** Reverse flow phenomenon in duct corners at a low Reynolds number // *Phys. Fluids*. 2021. V. 33, iss. 8. 085130.
13. **Vinuesa R., Örlü R., Schlatter Ph.** Characterisation of backflow events over a wing section // *J. Turbulence*. 2017. V. 18, iss. 2. P. 170–185.
14. **Fischer P. F., Kruse J., Mullen J., et al.** Nek5000: Open source spectral element CFD solver // Argonne Nat. Lab., Math. Comput. Sci. Division. 2008. V. 2. [Electron resource]. Режим доступа: <http://nek5000.mcs.anl.gov>.
15. **Михеев М. А.** Основы теплопередачи / М. А. Михеев, И. М. Михеева. М.: Издат. дом “Бастет”, 2010.
16. **Чиркин В. С.** Теплофизические свойства материалов ядерной техники: Справ. М.: Атомиздат, 1968.
17. **Pope S. B.** Turbulent flows. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000.

*Поступила в редакцию 1/VIII 2023 г.,  
после доработки — 1/VIII 2023 г.  
Принята к публикации 4/VIII 2023 г.*

---