

ТЕПЛО- И МАССООБМЕН, СВОЙСТВА РАБОЧИХ ТЕЛ И МАТЕРИАЛОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЧИСЛА ПРАНДТЛЯ НА ТЕПЛООБМЕН ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В КРУГЛОЙ ТРУБЕ ПРИ ПОСТОЯННОМ ЧИСЛЕ ПЕКЛЕ¹

© 2024 г. Д. А. Огнерубов^а, *, Я. И. Листратов^б

^аНаучно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники им. Н.А. Доллежала, пл. Академика Доллежала, д. 1, корп. 3, Москва, 107140 Россия

^бНациональный исследовательский университет “Московский энергетический институт”, Красноказарменная ул., д. 14, стр. 1, Москва, 111250 Россия

*e-mail: sci.mail.55@inbox.ru

Поступила в редакцию 11.06.2024 г.

После доработки 03.07.2024 г.

Принята к публикации 05.08.2024 г.

Рассматривается влияние на безразмерный коэффициент теплоотдачи (число Нуссельта Nu) безразмерных режимных параметров (чисел Рейнольдса Re и Прандтля Pr) при течении жидких металлов в круглой трубе. Зависимости для числа Nu при $Pr \ll 1$ (жидкие металлы) часто представляются в виде $Nu = f(Pe)$, где $Pe = Re Pr$ – число Пекле. Упрощенная зависимость для Nu во многом обусловлена тем, что довольно сложно получить зависимость $Nu = f(Re, Pr)$ экспериментально при использовании жидкометаллических теплоносителей из-за трудоемкости проведения экспериментов с ними. Кроме того, в таких экспериментах, как правило, погрешность составляет 10–20% и более, что сопоставимо с отклонением числа Nu , связанным с влиянием числа Pr . Также в земных условиях невозможно избавиться от свободной конвекции, которая тоже оказывает воздействие на результаты экспериментов. В целях исследования зависимости числа Nu от числа Pr в данной работе методом прямого численного моделирования DNS (от англ. direct numerical simulation) проведена серия расчетов течения жидкого металла в круглой трубе при постоянном значении числа Re . По результатам расчетов получено увеличение числа Nu примерно на 10% по мере снижения числа Прандтля с $Pr = 0.025$ (соответствует ртути) до $Pr = 0.005$ (соответствует жидкому натрию) при $Re = 125$. Влияние числа Pr на число Nu уменьшается (в процентном соотношении) по мере увеличения числа Re .

Ключевые слова: DNS, CFD, круглая труба, теплоноситель, теплообмен, жидкий металл, коэффициент теплоотдачи, число Прандтля, число Нуссельта

DOI: 10.56304/S0040363624700498

В данной работе рассматривается один из фундаментальных вопросов теплообмена потока жидких металлов в трубах, а именно: оказывает ли существенное влияние число Прандтля на безразмерный коэффициент теплоотдачи (число Нуссельта), если число Пекле для разных жидкостей является постоянным? Аппроксимация экспериментальных данных для числа Nu в круглой трубе обычно представляется [1–6] в виде зависимости

$$Nu(Re, Pr) = A + B(Re^C Pr^D), \quad (1)$$

где A, B, C, D – коэффициенты, значения которых различаются в разных работах.

Большинство авторов полагают, что коэффициенты C и D равны. Например, в зависимости Лайона [1] коэффициенты имеют следующие значения: $A = 7, B = 0.025, C = D = 0.8$; в зависимости Субботина [6]: $A = 5, B = 0.025, C = D = 0.8$. Если $C = D$, то число Nu зависит только от числа Re .

В данной работе используются следующие безразмерные критерии подобия:

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda}; \quad Pr = \frac{\nu}{a}; \quad Pe = Re Pr,$$

где $\alpha = \frac{q}{T_w - T_m}$ – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м² · К); q – средний тепловой поток на боко-

¹ Работа выполнена при поддержке гранта Минобрнауки РФ в рамках государственного задания № FSWF-2023-0017 (соглашение № 075-03-2023-383 18.01.2023) в сфере научной деятельности на 2023–2025 гг.

вой поверхности стенки, Вт/м²; T_w — средняя температура боковой поверхности стенки, К; T_m — немассовая температура жидкости в исследуемом сечении, К; d — диаметр трубы, м; λ — теплопроводность жидкости, Вт/(м · К); ν — кинематический коэффициент вязкости, м²/с; $Re = \frac{\bar{u}d}{\nu}$ — число Рейнольдса; $\bar{u}$ — средняя по сечению скорость потока, м/с; $a = \frac{\lambda}{\rho c_p}$ — температуропроводность жидкости, м²/с; ρ — плотность жидкости, кг/м³; c_p — удельная теплоемкость жидкости, Дж/(кг · К).

В настоящее время точное моделирование процессов теплопереноса и напряженно-деформированного состояния конструкции позволяет инженерам уменьшить ее металлоемкость и, как следствие, стоимость теплообменного оборудования при поддержании постоянными запаса прочности и площади теплообменной поверхности. Это приводит к повышению требований к точности проведения теплофизического эксперимента, данные которого используются для калибровки CFD-кодов (computational fluid dynamics — вычислительная гидродинамика), которые, в свою очередь, применяются для моделирования гидродинамических и теплообменных процессов.

Часто проведение теплофизических экспериментов с использованием оригинального теплоносителя требует больших затрат либо принципиально невозможно по разным причинам. Теория подобия позволяет провести эксперимент по определению гидродинамических и теплообменных параметров исследуемого потока на модельной жидкости.

Для того чтобы воспользоваться теорией подобия, необходимо обеспечить схожие условия для всех параметров на экспериментальной установке и оригинальной модели. К ним (условиям) относятся форма объекта, массовые силы (гравитация, внешние силы), режимы течения, граничные и начальные условия и т.д. Пересчет результатов экспериментов на натурную модель проводят с помощью различных зависимостей. Так, для пересчета коэффициента теплоотдачи жидких металлов обычно используют зависимости вида (1). При этом очень важно знать коэффициенты такой зависимости с довольно высокой точностью.

В работах [3–5] представлены экспериментальные данные по теплоотдаче в круглой трубе, полученные на различных жидких металлах. Из этих данных следует, что вид зависимости $Nu = f(Re)$

примерно такой же, как и у формулы (1), но разброс значений числа Nu , приводимых разными авторами, при схожих числах Pr , Pe , Re весьма существенен (достигает 125% при малых значениях числа Pe).

Большое различие чисел Nu при аналогичных условиях приводит к вопросу: можно ли применять теорию подобия при течении жидких металлов в трубах, особенно при низких числах Re ? Для многих теплообменных устройств различие в коэффициенте теплоотдачи в 125% является критическим для обеспечения их работоспособности.

Для того чтобы найти ответ на поставленный вопрос, авторы настоящей работы применили численное моделирование гидродинамических и теплообменных процессов жидких металлов в круглой трубе методом DNS. Цель работы — моделирование потока жидкого металла при низком фиксированном числе Pe ($Pe = 125$) при числах Pr от 0.005 (соответствует натрию) до 0.025 (соответствует ртути) для того, чтобы определить соответствующие коэффициенты в формуле (1) либо предложить свою собственную зависимость.

В работах [4, 5] были предприняты попытки оценить число Nu в разных режимах течения с использованием RANS (Reynolds-Averaged Navier — Stokes) CFD-методов в коммерческих CFD-кодах (Fluent и Star-CD). Однако для реализации RANS-метода требуется проведение калибровки на основе результатов экспериментов, точность которых для исследуемого диапазона параметров недостаточна. По этой причине RANS или другой предварительно калиброванный CFD-метод (DES, LES, SAS и пр.) не может быть использован для решения задачи, рассматриваемой в данной статье. Поэтому авторами настоящего исследования применялся DNS-метод, не требующий калибровки. Кроме того, этот метод обладает довольно широкими возможностями получения неизвестных ранее мгновенных и статистически усредненных данных [7–10]. Наибольшее влияние на результаты DNS-расчетов оказывает разрешение расчетной сетки, которое должно варьироваться при различных числах Re и Pr . В данной работе эта задача была решена посредством инициализации расчетной сетки, удовлетворяющей микромасштабам Колмогорова и Тейлора, с последующим исследованием сеточной независимости.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В статье использован верифицированный и валидированный DNS-код, разработанный группой авторов [7, 8, 11–13]. Он создан для моделирования гидродинамических и теплообменных процессов в потоке жидкости в трубе под воздействием массовых сил, таких как сила тяжести и сила Ампера, для несжимаемой ньютоновской жидкости в низкорейнольдсовом приближении в магнитном поле. В DNS-методе подразумевается расчет следующей системы уравнений, записанных в упрощенном виде, который производится в DNS-коде:

уравнение неразрывности

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} = 0; \quad (2)$$

уравнение Навье – Стокса

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial \tilde{t}} + (\tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \tilde{\mathbf{u}} = -\nabla \tilde{p} + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \tilde{\mathbf{u}} + \tilde{\mathbf{F}}_A + \tilde{\mathbf{F}}_{\text{ЕМ}}; \quad (3)$$

уравнение энергии

$$\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \tilde{\theta} = \frac{1}{\text{Pe}} \nabla^2 \tilde{\theta} - \tilde{u}_z \frac{d\tilde{T}_b}{dZ}, \quad (4)$$

где $\tilde{\mathbf{u}} = \frac{\mathbf{u}}{u}$ – безразмерная скорость; $\mathbf{u}$ – вектор скорости; $\tilde{t} = t \frac{\bar{u}}{d}$ – безразмерное время; t – время, с; $\tilde{p} = \frac{p - p_0}{\rho \bar{u}^2}$ – безразмерное давление; p – давление, Па; p_0 – давление в центре канала, Па;

$\tilde{\mathbf{F}}_A = -\frac{\text{Gr} \tilde{\mathbf{g}} \tilde{\theta}}{\text{Re}^2}$ – безразмерная сила плавучести (сила Архимеда); $\text{Gr} = \frac{g_0 \beta q d^4}{\nu^2 \lambda}$ – число Грасгофа;

$\tilde{\mathbf{g}} = \mathbf{g}/g_0$ – единичный вектор силы тяжести; $\mathbf{g}$ – вектор ускорения свободного падения, м/с²; $g_0 = 9.815$ – модуль вектора ускорения свободного падения, м/с²; β – коэффициент объемного термического расширения жидкости, 1/К;

$\tilde{\mathbf{F}}_{\text{ЕМ}} = -\frac{\text{Ha}^2}{\text{Re}} \tilde{\mathbf{j}} \times \tilde{\mathbf{B}}$ – безразмерная электромагнитная сила (сила Ампера); $\text{Ha} = B_0 d \sqrt{\frac{\sigma_E}{\rho \nu}}$ – число Гартмана; $\tilde{\mathbf{j}} = -\nabla \tilde{\phi} + \tilde{\mathbf{u}} \times \tilde{\mathbf{B}}$ – безразмерная плотность тока; $\tilde{\mathbf{B}} = \frac{\mathbf{B}}{B_0}$ – безразмерный вектор магнитной индукции; $\mathbf{B}$ – вектор магнитной индукции, Тл; B_0 – индукция в зоне однородного магнитного поля, Тл; σ_E – удельная электропроводность теп-

лоносителя, 1/(Ом · м); $\tilde{\phi} = \frac{\phi - \phi_0}{\bar{u} d B_0}$ – безразмерный электрический потенциал, который вычисляется из уравнения Пуассона $\nabla^2 \tilde{\phi} = \nabla \cdot (\tilde{\mathbf{u}} \times \tilde{\mathbf{B}})$; ϕ – электрический потенциал, В; ϕ_0 – электрический потенциал в центре канала, В; $\tilde{\theta} = \frac{T - T_m}{q d / \lambda}$ – безраз-

мерная температура за вычетом среднemasсовой температуры в исследуемом сечении трубы; T – температура, К; $\tilde{T}_b = \frac{T - T_{m \text{ вх}}}{q d / \lambda}$ – безразмерная температура; $T_{m \text{ вх}}$ – среднemasсовая температура на входе в трубу, К; $Z = z/d$ – безразмерная продольная координата; $R = r/d$ – безразмерная радиальная координата; r – радиальная координата.

Поскольку в данной работе не требовалось учитывать массовые силы, электромагнитная сила $\tilde{\mathbf{F}}_{\text{ЕМ}}$ и сила плавучести $\tilde{\mathbf{F}}_A$ были заданы равными нулю.

Вычислительная схема основана на методе конечных разностей. Уравнения записываются в цилиндрической системе координат и дискретизируются на неоднородной упорядоченной сетке. Принципы сохранения массы, заряда и импульса в расчетной схеме соблюдаются точно, тогда как принцип сохранения энергии удовлетворяется с ошибкой дискретизации третьего порядка. Основы данного численного метода детально изложены в [14, 15].

Метод DNS – нестационарный. При проведении расчетов использовался модифицированный многошаговый метод Адамса – Башфорта второго порядка точности для нестационарных операторов при решении системы уравнений (2)–(4). Так как метод Адамса – Башфорта не является самостартующим, на первом шаге по времени используется метод Эйлера в явном виде.

Пространственная дискретизация осуществляется непосредственно на неоднородной сетке с использованием формулы центральных разностей и интерполяции второго порядка.

Сетка для пространственной дискретизации формируется в узлах в цилиндрической системе координат с нулем радиальной координаты на оси трубы. Точки сетки сгущаются по радиусу при приближении к стенкам. Сгущение описыва-

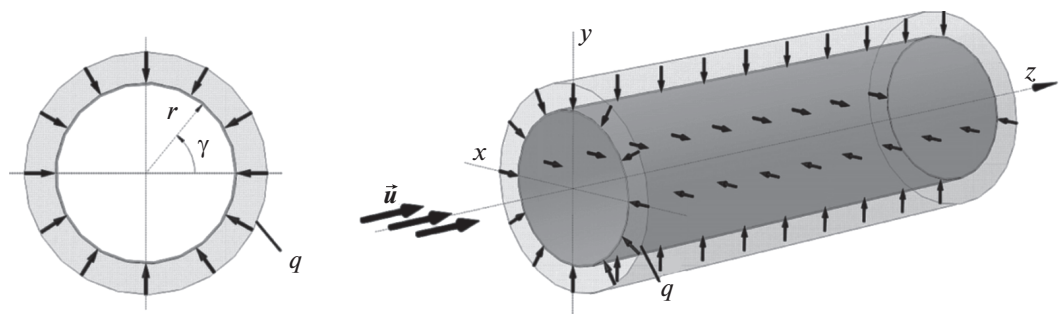


Рис. 1. Расчетная область с отображением граничных условий

ется с помощью преобразованного безразмерного радиуса R_c по формуле

$$R_c = \frac{\text{th}\left(Am_r \frac{r}{r_0} \right)}{2\text{th}\left(Am_r \right)}, \tag{5}$$

где Am_r – коэффициент сгущения расчетной сетки к стенке трубы; r_0 – радиус трубы.

Расчетная область с граничными условиями приведена на рис. 1.

В работе [10] показано, что для корректного моделирования крупномасштабных турбулентных структур при низких значениях числа Re , близких к критическому значению ламинарно-турбулентного перехода, требуется использовать протя-

женную расчетную область длиной около $Z = 50$ (см. рис. 1). Такое требование обусловлено наличием турбулентных пробок и турбулентных порывов при течении жидкости в трубе при низких числах Re . Причем такое поведение жидкости проявляется и в собственных расчетах методом DNS, результаты которых выходят за рамки данной статьи.

В настоящей работе проводились расчеты при $Re > 5000$. В [10] представлены поля скорости, по которым видно, что уже при $Re = 2800$ наблюдается развитие турбулентное течение, в котором крупномасштабные структуры турбулентности имеют масштаб длины Z от 5.0 до 7.5. Этот масштаб можно применять как опорный при выполнении серии расчетов с периодической постанов-

Параметры расчетной сетки и режимов течения жидкости

Pe	Re	Pr	N_γ	N_R	N_Z	Am_r	$\Delta \tilde{t} \times 10^4$
125	5000	0.0250	90	90	100	1.20	5.0
125	6250	0.0200	102	102	120	1.20	4.4
125	8333	0.0150	124	124	152	1.22	3.6
125	12500	0.0100	164	164	216	1.26	2.7
125	25000	0.0050	270	270	400	1.37	1.0
93	5300	0.0176	90	90	100	1.20	5.0
207	11 700	0.0176	164	164	216	1.26	2.7
125	5000	0.0250	128	128	192	2.70	1.5
188	7500	0.0250	128	128	192	2.50	4.0
250	10000	0.0250	150	150	210	1.30	2.0
375	15000	0.0250	210	210	210	2.70	1.5
172	5300	0.0324	90	90	100	1.20	5.0
379	11 700	0.0324	164	164	216	1.26	2.7

Примечание. N_γ, N_R, N_Z – количество элементов расчетной сетки по угловой, радиальной и продольной координате соответственно; $\Delta \tilde{t} = \Delta t \frac{\bar{u}}{d}$ – безразмерный шаг по времени, где Δt – шаг по времени, с.

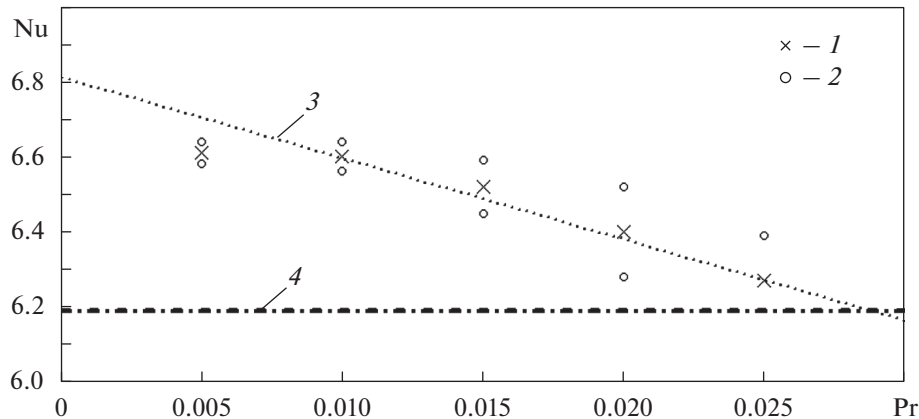


Рис. 2. Зависимость числа Nu от числа Pr с фиксированным $Re = 125$.

1 — осреднение по времени; 2 — экстремумы во времени, полученные в результате осреднения по пространству; 3 — аппроксимация (6); 4 — формула (1) с коэффициентами Субботина [6]

кой задачи на входе-выходе трубы. Кроме того, авторами настоящей статьи были проведены внутренние тесты, согласно которым при $Z = 5.0$ зависимость $Nu = f(Z)$ становится несущественной при больших числах Re . По этим причинам все расчеты методом DNS, представленные в данной работе, велись в расчетной области длиной $Z = 5.0$.

На боковой поверхности стенки трубы был задан постоянный тепловой поток, а на входе-выходе трубы — периодические граничные условия. Использовалась расчетная сетка, параметры которой подбирались по результатам предварительного тестирования кода при анализе сеточной независимости [12]. Параметры расчетной сетки и значения безразмерного шага по времени представлены в таблице.

Вычислительная сложность используемых методов решения в совокупности оценивается в $O[2N^2 \lg(N)]$, где O — порядок величины; $N = N_R \times N_Z \times N_r$.

Расчеты проводились в предположении постоянства теплофизических свойств исследуемых жидкостей в пределах моделируемой области пространства.

Более подробное описание использованного в данной работе расчетного DNS-кода можно найти в статье [16].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Были выполнены две серии расчетов. В первой серии число Re было постоянным и равным $Re = 125$. При этом числа Re и Pr варьировались для того, чтобы получить зависимость Nu от Pr . Во второй серии расчетов моделировался поток

трех различных жидкометаллических теплоносителей [Pb ($Pr = 0.0176$), Hg ($Pr = 0.025$), эвтектика 45%Pb — 55%Bi ($Pr = 0.0324$)] при разных Re .

Постоянное значение числа $Re = 125$ выбрано по следующим причинам. С одной стороны, чтобы максимально расширить диапазон рассчитываемых значений числа Pr в сторону нуля. Минимальное значение числа Pr было выбрано равным 0.005, что соответствует жидкому натрию. С другой стороны, в условиях ограничений в вычислительных ресурсах максимально достижимым числом Re , без создания условий недоразрешения моделируемого пространства, было значение $Re = 25000$. Поскольку число Re является произведением Re и Pr , в результате их умножения получается $Re = 125$, которое и использовалось в расчетах.

На рис. 2 представлены результаты первой серии вычислений с наложенными на них значениями, определенными по формуле (1) с коэффициентами Субботина [6], и значениями, полученными по эмпирической аппроксимации, предложенной авторами данной работы:

$$Nu = 5.62 + 0.025 Re^{0.8} Pr^{0.8} - 21.5 Pr. \quad (6)$$

На рис. 2 видно, что наблюдается линейный рост числа Nu по мере уменьшения числа Pr . По мнению авторов данной работы, такое увеличение коэффициента теплоотдачи связано с линейным повышением температуропроводности теплоносителя.

Отклонение коэффициента теплоотдачи от линейной зависимости наблюдалось при $Pr = 0.005$, $Re = 25000$. Это значение числа Nu было рассчитано при сравнительно высоком значении числа

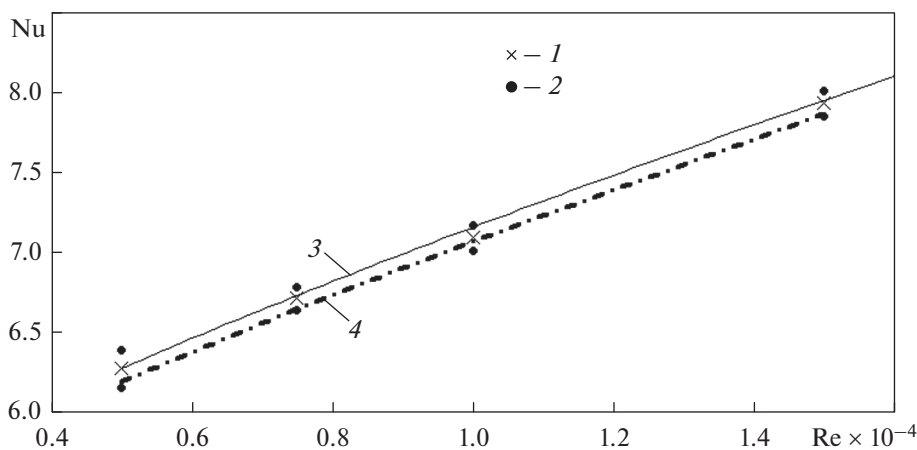


Рис. 3. Зависимость числа Nu от числа Re для потока ртути ($Pr = 0.025$).
Обозначения см. рис. 2

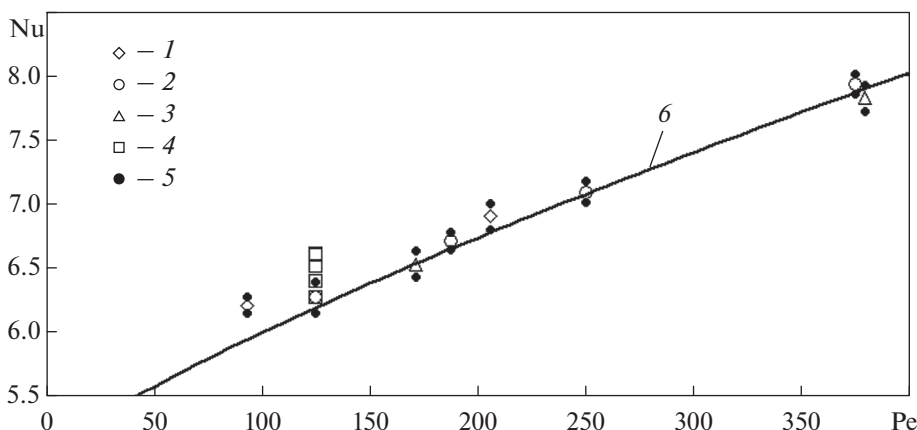


Рис. 4. Зависимость числа Nu от числа Pe для всех исследованных режимов.
Осреднение по времени: 1 – при $Pr = 0.0176$; 2 – при $Pr = 0.025$; 3 – при $Pr = 0.0324$; 4 – при $Pe = 125$ ($Pr = 0.005–0.025$); 5 – экстремальные значения во времени, полученные в результате осреднения по пространству; 6 – формула (1) с коэффициентами Субботина [6]

Рейнольдса ($Re = 25000$) для DNS-кода и для использованных вычислительных ресурсов. Таким образом, отмеченная нелинейность связана с недоразрешением колмогоровского и тейлоровского микромасштабов турбулентности, что привело к снижению числа Nu по сравнению с действительным значением.

Представленные на рис. 2 точки $Nu = f(Pr)$ для жидких металлов ($Pr < 0.025$) с фиксированным $Pe = 125$ свидетельствуют о том, что разница между полученными значениями числа Nu в широком диапазоне исследованных режимов не превышает 10%, что существенно меньше неопределенностей экспериментов [3–5]. По этой причине поиск зависимости $Nu = f(Pr)$ при фик-

сированном Pe экспериментальным методом крайне затруднителен.

На рис. 2 отображены минимальные и максимальные (экстремальные) значения осредненного по пространству числа Nu в трубе, которые были получены при нестационарном моделировании. На рис. 2 видно, что чем выше число Pr , тем большие флуктуации числа Nu наблюдаются.

Результаты расчетов для $Pr = 0.025$ (соответствует ртути), представленные на рис. 3, хорошо согласуются с формулой (1) с коэффициентами Субботина [6] и аппроксимационной зависимостью (6). На рис. 4 видно существенное влияние числа Pr на Nu при постоянном числе Pe , особенно при малых его значениях.

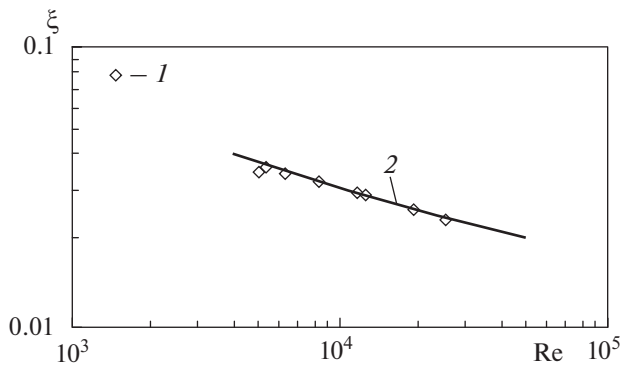


Рис. 5. Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления от числа Re для всех исследованных режимов. 1 – результаты DNS-расчетов; 2 – полуэмпирическая зависимость Филоненко (7)

Дополнительно было проведено сопоставление рассчитанных коэффициентов гидравлического сопротивления и профилей скорости с полуэмпирическими зависимостями для всех исследованных режимов. Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления от числа Re показана на рис. 5 в виде точек, а зависимость усредненного профиля скорости от режимных параметров (Re и Pr) – на рис. 6 в виде набора графиков. Среднее отклонение рассчитанного коэффициента гидравлического сопротивления от полуэмпирической зависимости Филоненко [17]

$$\xi_{\infty} = (1.64 - 1.82 \lg Re)^{-2} \quad (7)$$

составило 3.1%, максимальное – 7.2%. Профили скорости сопоставлялись качественно с зависимостью Рейхардта [18].

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Расчеты методом DNS проводились без учета массовых сил. Это делает полученную информацию более репрезентативной для анализа расчетных данных.

Авторами данного исследования построена зависимость числа Nu от Pr при $Re = 125$. Разница между минимальным и максимальным значениями числа Nu для диапазона чисел Прандтля от $Pr = 0.005$ (жидкий натрий) до $Pr = 0.025$ (ртуть) составила примерно 10%. Она оказалась существенно меньше неопределенностей теплофизических экспериментов с жидкометаллическими теплоносителями. Поэтому в предыдущих работах, сравнение результатов которых приведено в [4, 5], полагалось, что для жидких металлов ($Pr < 0.05$) учитывать влияние числа Pr на число Nu нет необходимости, достаточно ограничиться влиянием числа Re на число Nu .

При малых значениях числа Re влияние свободной конвекции на теплообмен выше, чем влияние переменной числа Pr [7]. Это еще одна причина, почему влияние Pr на Nu для жидких металлов трудно получить экспериментально.

Для энергетического оборудования наиболее специфические параметры течения следующие: $Re > 50000$, $Pr = 0.005-0.035$, $Pe = 250-5000$. На рис. 4 видно, что влияние Pr на Nu становится меньше по мере увеличения числа Re . При $Re > 250$

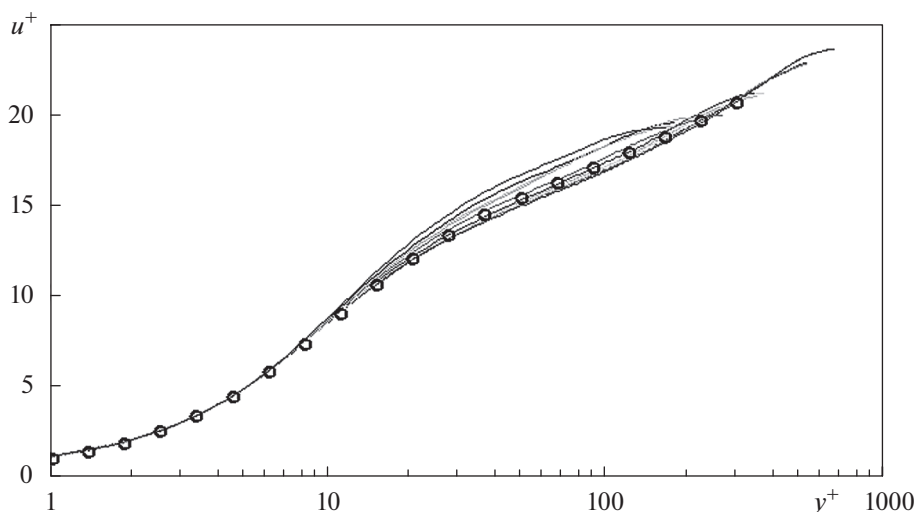


Рис. 6. Профили скорости. Результаты DNS-расчетов показаны линиями, а профиль Рейхардта [18] – точками

изменение Nu по мере изменения Pr сопоставимо с амплитудой пульсаций Nu , вызванных турбулентностью. По этой причине в большинстве энергоустановок влиянием числа Pr на Nu (менее 10%) для жидкометаллических теплоносителей ($Pr < 0.05$) при $Re > 250$ можно пренебречь.

ВЫВОДЫ

1. Полученная по результатам расчетов с помощью метода DNS зависимость числа Nu от числа Pr при постоянном числе Re позволила сделать вывод, что число Nu увеличивается примерно на 10% по мере уменьшения числа Прандтля от 0.025 до 0.005 при $Re = 125$.

2. Влияние числа Pr на число Nu при постоянном Re близко к линейному и становится меньше (в процентном отношении) по мере увеличения числа Re . По этой причине при $Re > 250$ при расчете теплоотдачи в жидкометаллических теплоносителях влиянием числа Pr на Nu можно пренебречь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Lyon R.N.** Liquid metal heat-transfer coefficients // *Chem. Eng. Progr.* 1951. V. 47. Is. 2. P. 75–79.
2. **Taler D.** Heat transfer in turbulent tube flow of liquid metals // *Procedia Eng.* 2016. V. 157. P. 148–157. <https://doi.org/10.1016/j.proeng.2016.08.350>
3. **Jaeger W.** Heat transfer to liquid metals with empirical models for turbulent forced convection in various geometries // *Nucl. Eng. Des.* 2017. V. 319. P. 12–27. <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2017.04.028>
4. **Mochizuki H.** Consideration on Nusselt numbers of liquid metals under low Peclet number conditions // *Nucl. Eng. Des.* 2018. V. 339. P. 171–180. <https://doi.org/10.1016/j.nucengdeg.2018.09.010>
5. **Mochizuki H.** Consideration on Nusselt numbers of liquid metals flowing in tubes // *Nucl. Eng. Des.* 2019. V. 351. P. 1–19. <https://doi.org/10.1016/j.nucengdeg.2019.05.022>
6. **A study of heat transfer to molten sodium in tubes / V.I. Subbotin, A.K. Papovyan, P.I. Kirillov, N.N. Ivanovskii** // *Soviet Atomic Energy.* 1963. V. 13. P. 991–994. <https://doi.org/10.1007/BF01480861>
7. **Исследование** влияния свободной конвекции на теплообмен при течении жидкого металла в круглой горизонтальной трубе / Д.А. Огнерубов, Я.И. Листратов, В.Г. Свиридов, О.Ю. Зиканов // *Тепловые процессы в технике.* 2016. Т. 8. № 8. С. 338–344.
8. **Direct numerical simulations of heat transfer and convection in MHD liquid metal flow in a pipe / Ya. Listratov, D. Ognerubov, E. Sviridov, O. Zikanov, V. Sviridov** // *Magnetohydrodynamics.* 2013. V. 49. No. 1. P. 87–100.
9. **Abe H., Antonia R.A.** Mean temperature calculations in a turbulent channel flow for air and mercury // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2019. V. 132. P. 1152–1165. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.11.100>
10. **Никитин Н.В.** Проблема перехода и локализованные турбулентные структуры в трубах // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа.* 2021. № 1. С. 32–46. <https://doi.org/10.31857/S0568528121010096>
11. **Zikanov O., Listratov Ya., Sviridov V.** Natural convection in horizontal pipe flow with strong transverse magnetic field // *J. Fluid Mech.* 2013. V. 720. P. 486–516. <https://doi.org/10.1017/jfm.2013.45>
12. **Огнерубов Д.А.** Численное моделирование гидродинамики и теплообмена жидких металлов в горизонтальных каналах применительно к ядерным энергоустановкам нового поколения: дис.... канд. техн. наук. М.: НИУ МЭИ, 2016.
13. **Прямое** численное моделирование смешанной конвекции при течении жидкого металла в горизонтальной трубе в поперечном магнитном поле / Д.А. Огнерубов, Я.И. Листратов, В.Г. Свиридов, О.Ю. Зиканов // *Тепловые процессы в технике.* 2015. Т. 7. № 12. С. 531–538.
14. **Fully conservative higher order finite difference schemes for incompressible flows / Y. Morinishi, T.S. Lund, O.V. Vasilyev, P. Moin** // *J. Comput. Phys.* 1998. V. 143. P. 90–124. <https://doi.org/10.1006/jcph.1998.5962>
15. **A current density conservative scheme for incompressible MHD flows at low magnetic Reynolds number. Part I: On a rectangular collocated grid system / M.J. Ni, R. Munipalli, P. Huang, N.B. Morley, M.A. Abdou** // *J. Comput. Phys.* 2007. V. 227. P. 174–204. <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2007.07.025>
16. **Zikanov O., Listratov Y.I., Sviridov V.G.** Natural convection in horizontal pipe flow with a strong transverse magnetic field // *J. Fluid Mech.* 2013. V. 720. P. 486–516. <https://doi.org/10.1017/jfm.2013.45>
17. **Идельчик И.Е.** Справочник по гидравлическим сопротивлениям / под ред. М.О. Штейнберга. 3-е изд., перераб. и доп. М.: Машиностроение, 1992.
18. **Профили скорости в гладких и шероховатых трубах / М.Д. Миллионщиков, В.И. Субботин, М.Х. Ибрагимов, Г.С. Тарасов, Л.Л. Кобзарь.** Обнинск: ФЭИ, 1973. https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/05/130/5130484.pdf

An Investigation into the Effect of Prandtl Number on Heat Transfer in a Liquid Metal Flow in a Round Tube at a Constant Peclet Number

D. A. Ognerubov^{a, *} and Ya. I. Listratov^b

^a Dollezhal Scientific Research and Design Institute of Energy Technologies, Moscow, 107140 Russia

^b National Research University Moscow Power Engineering Institute, Moscow, 111250 Russia

*e-mail: sci.mail.55@inbox.ru

Abstract—The effect of dimensionless operating parameters (Reynolds (Re) and Prandtl (Pr) numbers) on the dimensionless heat-transfer coefficient (Nusselt (Nu) number) is examined in a liquid metal flow in a round tube. The Nu number dependences at $Pr \ll 1$ (liquid metals) are often presented as $Nu = f(Pe)$, where $Pe = Re Pr$ is the Peclet number. The simplified dependence for Nu relies very much on the fact that determination of the dependence $Nu = f(Re, Pr)$ from the experiments with liquid metal coolants is a challenging matter since such experiments involve great difficulties. Moreover, the measurement error in such experiments is 10–20% or higher, which is comparable with the deviation of the Nusselt number under the effect of the Prandtl number. In addition, when making experiments under earthly environment conditions, the effect of natural convection on the experimental results cannot be eliminated. In this work, to study the dependence of the Nusselt number on the Prandtl number, a series of calculations of a liquid metal flow in a round tube at a constant Peclet number was performed using the direct numerical simulation (DNS) technique. The predictions demonstrate an increase in the Nusselt number by approximately 10% as the Prandtl number drops from $Pr = 0.025$ (mercury) to $Pr = 0.005$ (liquid sodium) at $Pe = 125$. The influence of the Pr number on the Nu number decreases (in percentage terms) as the Pe number increases.

Keywords: DNS, CFD, round tube, heat carrier, heat transfer, liquid metal, heat-transfer coefficient, Prandtl number, Nusselt number