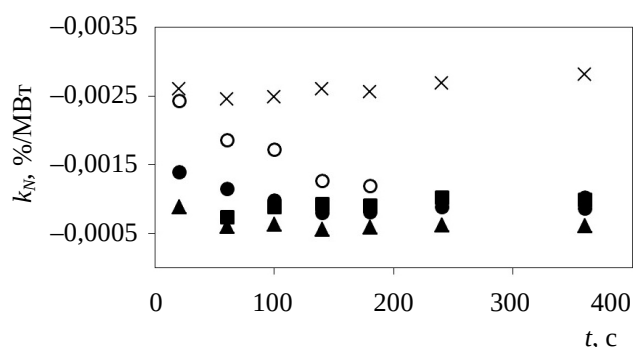




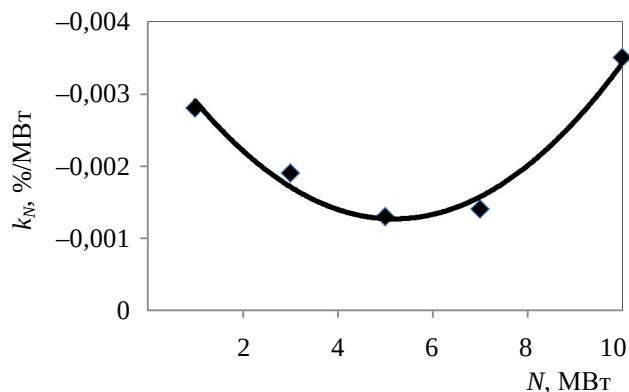
Р и с. 1. Изменение мощностного коэффициента реактивности ВВР-Ц на мощности 1 (○), 3 (●), 5 (▲), 7 (■), 10 МВт (×)

стабилизируется с запаздыванием и температура на выходе замедлителя первого контура измеряется позже.

Изменение коэффициента реактивности k_N в зависимости от уровня мощности реактора показано на рис. 2. Измеренный мощностной коэффициент реактивности k_N отличается от ранее оцененного в ограниченном диапазоне вследствие использования другой методики. Разница может быть объяснена, в основном, тем, что в ранних измерениях положение компенсирующих стержней РР-1, РР-3 изменяли в эксперименте и появилась неточность измерения запаса реактивности в результате их возможной интерференции.

Приведенные результаты позволяют сделать следующие выводы:

мощностной коэффициент реактивности непостоянный в диапазоне мощности 1—10 МВт и изменяется в интервале от $-0,0035 \pm 0,0004$ до $-0,0013 \pm 0,0002$ %/МВт;



Р и с. 2. Мощностной коэффициент реактивности k_N ВВР-Ц

коэффициент реактивности k_N остается отрицательным в диапазоне мощности 1—10 МВт, что соответствует требованиям [5].

Таким образом, обеспечивается безопасная эксплуатация реактора ВВР-Ц при разных режимах работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дементьев Б.А. Кинетика и регулирование ядерных реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1986.
2. Малков А.П., Краснов Ю.А., Петелин А.Л. Методические особенности и результаты экспериментальных исследований физических характеристик реактора СМ при переходе на новое топливо. — Изв. вузов. Ядерная энергетика, 2009, № 4, с. 79—85.
3. Кочнов О.Ю. Комплекс информационной поддержки оператора ВВР-Ц. Дис. на соискание ученой степени канд. техн. наук. Обнинск, ОИАТЭ, 2006.
4. Афров А.М., Андрущенко С.А., Украинцев В.Ф. и др. ВВЭР-1000: физические основы эксплуатации, ядерное топливо, безопасность. М.: Логос, 2006. 97 с.
5. Правила ядерной безопасности исследовательских реакторов (НП-009-04). Федеральные нормы и правила. М., 2004.

Поступила в Редакцию 4.02.16

УДК 530.517.4

ТЕПЛООБМЕН В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ. Ч. 2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ

Кириллов П.Л. (АО «ГНЦ РФ — ФЭИ им. А.И. Лейпунского», г. Обнинск)

Наиболее корректными для расчета интенсивности теплообмена при турбулентном потоке в трубах являются соотношения, полученные непосредственно из экспериментального распределения скорости и температуры. Такие соотношения исключают погрешности, связанные с возможными явлениями на границе стенка—жидкость, которые могут приводить к дополнительным термическим сопротивлениям. За ис-

текшие 100 лет было выполнено много расчетных и экспериментальных исследований турбулентного потока, посвященных распределению скорости в круглой трубе.

Распределение (профиль) скорости в турбулентном потоке. Для вынужденного ламинарного потока в круглой трубе профиль его скорости имеет квадратичную форму

$$\frac{w(r)}{\bar{w}} = 2 \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right],$$

где w — скорость потока, м/с; $\bar{w}$ — средняя скорость потока, м/с; r — расстояние от стенки, м; r_0 — радиус трубы, м. Это выражение справедливо для установившегося течения в тех случаях, когда на профиль скорости не оказывают влияние процессы естественной конвекции [1].

Анализ турбулентного потока основывается на трехслойной модели, в которой рассматриваются три области, отличающиеся законом распределения скорости [2]. Первая область — вблизи стенки, она характеризуется линейным распределением скорости, где безразмерная скорость потока $U^+ = w/v_*$, $v_* = \sqrt{\tau/\rho}$ — динамическая скорость (скорость трения), м/с; τ — касательное напряжение, Н/м²; ρ — плотность среды, кг/м³; v — кинематическая вязкость, м²/с. Во второй области — буферном слое $U^+ = 5 \ln y^+ - 3,05$, где $y^+ = yv_*/v$ — безразмерная координата (локальное число Рейнольдса); y — расстояние от стенки, м. В третьей области — ядре потока имеет место логарифмический закон распределения скорости $U^+ = 2,5 \ln y^+ + 5,5$.

Другой подход к описанию распределения скорости во всем потоке исходит из уравнения [3]

$$U^+ = 2,5 \ln \left[\left(1 + 0,4y^+ \right) \frac{1,5(1+R)}{1+2R^2} \right] + 7,8 \left[1 + \exp(-y^+/11) - (y^+/11) \exp(-0,33y^+) \right]. \quad (1)$$

Но результаты расчета коэффициента переноса количества движения или турбулентной вязкости ν_t с учетом уравнения (1) не согласуются с данными работы [4]. Лучшее соответствие по турбулентной вязкости достигается при использовании формулы [5]

$$U^+ = F(y^+) \operatorname{th} \frac{y^+ \left[1 - (0,5y^+/r_0^+) \right]}{F(y^+)},$$

где $F(y^+) = 2,5 \ln(1+y^+) + 5,5$; $r_0^+ = r_0 v_*/v$ — безразмерный радиус. Однако необходимо учитывать малое изменение скорости в центральной области турбулентного потока. Как следствие наблюдаемые расхождения турбулентной вяз-

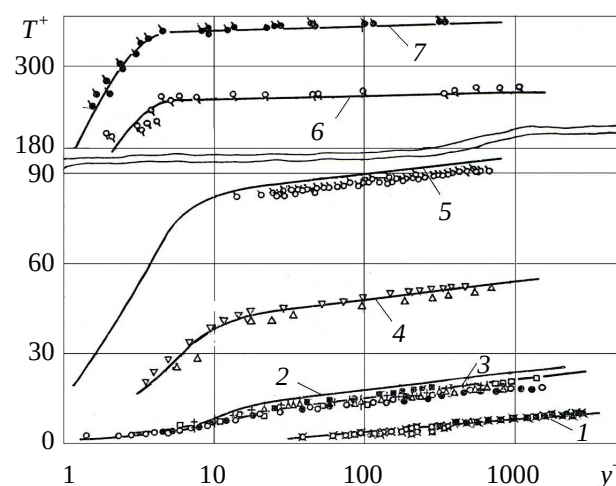
кости ν_t для этой области не оказывают заметного влияния на расчет интенсивности теплообмена.

В работе [6] профили скорости и температуры по всей толщине внутренней области турбулентного пограничного слоя в разных средах — жидкий металл, воздух, вода, этиленгликоль, трансформаторное масло определяли по соотношениям

$$\begin{aligned} U^+ &= 2,5(\rho_{\text{ст}}/\rho_{\text{ж}}) \ln[1+0,4(v_{\text{ст}}/v_{\text{ж}})] + \\ &+ 7,81[1 - (1+0,16y^+) \exp(-0,16y^+)] + \\ T^+ &= 2,5(\rho_{\text{ст}}/\rho_{\text{ж}}) \ln[1+0,4(v_{\text{ст}}/v_{\text{ж}})Pr_{\text{ж}}] + \\ &+ 7,81Pr_{\text{ж}}^n [1 - (1+0,16Pr_{\text{ж}}^k y^+) \exp(-0,16y^+ + Pr_{\text{ж}}^k)], \end{aligned} \quad (2)$$

где $v_{\text{ст}}$, $v_{\text{ж}}$ — кинематическая вязкость при температуре стенки и жидкости, м²/с. Свойства среды взяты при средней температуре пограничного слоя $\bar{t} = (t_{\text{ст}} + t_{\text{ж}})/2$, где $t_{\text{ст}}$ — температура стенки; $t_{\text{ж}}$ — средняя температура потока; $Pr_{\text{ж}} = Pr(\bar{t})$; $v_{\text{ст}}/v_{\text{ж}} = 1$; $k = 0,5$; $n = 0,85$. Наблюдается хорошее соответствие между расчетными по уравнению (2) и экспериментальными данными для безразмерной температуры при числе Прандтля $Pr = 0,02—80$ (рис. 1).

Результаты экспериментов по распределению скорости и температуры в турбулентном потоке воздуха с переменными свойствами [7]



Р и с. 1. Распределение температуры в турбулентном пограничном слое для разных сред [6]: 1 — жидкие металлы при $Pr \sim 0,026$; 2 — воздух при $Pr = 0,7$; 3, 4 — вода при $Pr = 1, 5,7$; 5 — этиленгликоль при $Pr = 14,3$; 6, 7 — трансформаторное масло при $Pr = 54, 81$; — — расчет по уравнению (2) при $k = 0,5, n = 0,85$ (y^+ — безразмерная координата)

обрабатывали в универсальных безразмерных координатах $U^+ = U^+(y^+)$ и $T^+ = T^+(y^+)$. Здесь $T^+ = (T_{\text{ст}} - T)\rho_x C_{px} v_{*x} / q_{\text{ст}}$, где C_{px} — удельная теплоемкость среды, Дж/(кг·К); $q_{\text{ст}}$ — плотность теплового потока, Вт/м²; $v_{*x} = \sqrt{\tau_{\text{ст}}/\rho_x}$ — скорость трения, м/с; $\tau_{\text{ст}} = \xi(\rho u)^2 / 8\rho_{\text{ж}}$ — касательное напряжение на стенке, Н/м²; ρ — плотность среды, кг/м³; $\xi = \xi_0 (T_{\text{ст}}/T_{\text{ж}})^{-0,16}$ — коэффициент трения; $\xi_0 = (1,82 \lg \text{Re} - 1,64)^{-2}$ — коэффициент трения в гладкой трубе по формуле [8] при $\text{Re} = 4 \cdot 10^3 \text{—} 10^{12}$.

Упрощенный подход к описанию профилей скорости функциями степенного вида рассмотрен в работе [9]. Обзор 11 моделей распределения скорости вблизи стенки в пограничном слое [10] подтверждает универсальность логарифмического закона в виде $U^+ = (1/k) \ln y + C$. Расчетное распределение скорости в турбулентном потоке на основе указанных и других соотношений согласуется между собой и с экспериментальными данными. При этом коэффициент турбулентной вязкости ν_t не оказывает влияния на профиль скорости. Но применение ν_t или турбулентного числа Прандтля для расчета интенсивности теплообмена в турбулентном потоке приводит к заметным ошибкам.

На основании измерений [11] предложен степенной закон распределения скорости в турбулентном потоке, зависящий от числа Рейнольдса:

$$U^+ = \left[(\ln \text{Re} / \sqrt{3}) + 5/2 \right] (y^+)^{3/2 \ln \text{Re}},$$

который вызвал критику, так как его разработка основана на чисто теоретических предположениях [12, 13]. Этот закон считают справедливым от верхней границы вязкого подслоя, где $y^+ \sim 30$, до малой окрестности оси трубы, где $y/R > 0,95$. Таким образом, он описывает профиль скорости только в верхней декаде логарифмической области, а также в некоторой области выше. Возможность его применения для расчета турбулентной вязкости ν_t и турбулентного числа Прандтля еще предстоит выяснить.

Распределение (профиль) температуры в турбулентном потоке. В 1874 г. Рейнольдс выдвинул гипотезу подобия для расчета теплооб-

мена, основанную на предположении о подобии полей скорости и температуры в потоке жидкости. Дальнейшие исследования показали, что такое подобие строго не соблюдается, поэтому возникла необходимость детальных измерений полей скорости и температуры. Закономерности распределения температуры анализируются, исходя из разделения турбулентного потока на пограничный слой и турбулентное ядро [14]. Обычно пограничный слой оказывает основное сопротивление переносу тепла. В самом пограничном слое выделяют область теплового подслоя, в котором перенос тепла за счет молекулярных процессов преобладает над турбулентным переносом. Далее следует переходная зона, где, несмотря на существенные турбулентные пульсации, необходимо учитывать и влияние молекулярного переноса тепла. За этой зоной следует область с определяющей ролью механизма турбулентного переноса.

Распределение температуры в турбулентном потоке жидкости или газа в круглой трубе при постоянной скорости потока описывается в координатах $T^+ = f(y^+ \text{Pr})$. В области теплового подслоя распределение температуры является линейным $T^+ = y^+ \text{Pr}$ в соответствии с граничным условием. В области турбулентного переноса при $y^+ \text{Pr} \geq 30$ наблюдается логарифмическое распределение температуры $T^+ = A \ln(y^+ \text{Pr}) + B$, где $A \sim \text{const}$, так как слабо зависит от числа Прандтля. Коэффициент B является функцией числа Pr [15]. Исследования подтверждают наличие в турбулентном потоке этих двух зон. Наблюдается удовлетворительное согласие для потока в трубе при $0,7 \leq \text{Pr} \leq 64$ между экспериментальными и расчетными профилями температуры, полученными при $A = 2,3$, $B = 24,5 \text{Pr}^{0,55} - 8,2 \ln \text{Pr}$. При этом форма температурных профилей в потоке теплоносителя с разными числами Прандтля остается почти одинаковой [16].

Температуру T^+ в турбулентном потоке воздуха при $\text{Pr} = 0,7$ измеряли в каналах различной формы. В восходящем потоке воздуха в трубе при $\text{Re} = (18\text{—}71)10^3$ профиль безразмерной температуры описывался формулами $T^+ = 5,1 \lg y^+ + 3,3$ и $T^+ = 4,96 \lg y^+ + 3,72$ [17]. Для потока воздуха над плоской пластиной при $\text{Re} = 2 \cdot 10^5$ $T^+ = (0,86 \pm 0,02)u^+$ [18], в горизон-

тальном потоке $T^+ = 4,2 \lg y^+ \text{Pr} + 3,8$ [19]. Сравнение приведенных формул, которые справедливы в логарифмической области турбулентного потока, показывает заметное расхождение между их коэффициентами. Температуру T_p^+ в турбулентном потоке воздуха с постоянными свойствами в работе [20] определяли по формуле

$$T_p^+ = 2,2 \ln \left[\left(1 + 0,4y^+ \right) \frac{4,2(1+R)}{1+7,4R^2} \right] + 6,1 \left[1 + \exp(-0,31y^+) - 0,31y^+ \exp(-0,18y^+) \right],$$

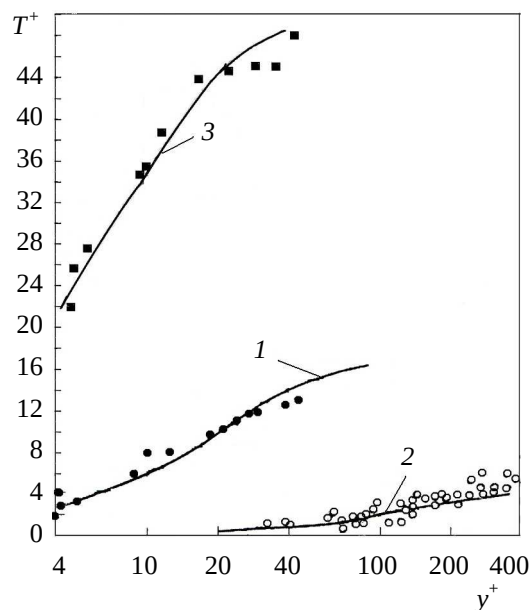
скорость U^+ — по уравнению (1). При выборе температуры в качестве определяющей величины наблюдается приемлемое описание экспериментальных профилей этой формулой. Однако с увеличением безразмерной координаты расхождение между экспериментальными и расчетными данными увеличивается, достигая на оси потока 20%.

Начиная с 1970 г., предпринимались попытки найти общий закон распределения температуры в турбулентном потоке в трубах при разных числах Прандтля. Так, была предложена достаточно простая модель на основе теории выбросов (прерывистого движения вихрей) в пристенной области [21]. В результате получена описывающая профиль температуры $T = f(y^+)$ формула, показавшая хорошую применимость при $y^+ = 4-400$ для ртути ($\text{Pr} \sim 0,02$), воздуха ($\text{Pr} \sim 0,7$) и воды ($\text{Pr} \sim 5,9$) (рис. 2):

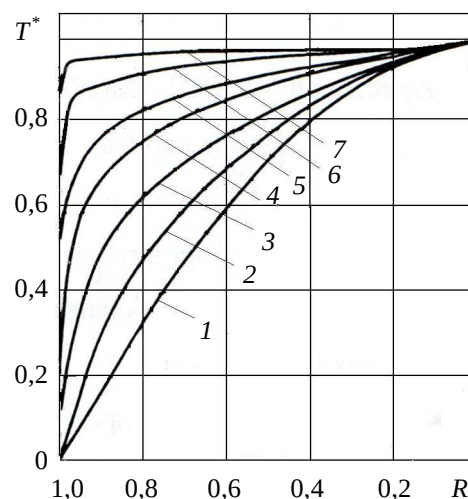
$$T^+ = \sqrt{\text{Pr}/(\xi/8)} \left[1 - \exp\left(-y^+ \sqrt{\text{Pr}(\xi/8)}\right) \right], \quad (3)$$

где ξ — коэффициент трения.

При анализе распределения температуры в турбулентном потоке следует учитывать особенности методики измерения, которые могут влиять на конечные результаты. Изменение формы профиля температуры по радиусу трубы при разных числах Прандтля показано на рис. 3 [22]. Здесь видно, что толщина пристенного пограничного слоя, т.е. слоя с наибольшим изменением температуры примерно обратно пропорциональна числу Прандтля. Как следствие температуру в потоках жидких металлов с $\text{Pr} = 0,005-0,02$ можно надежно измерять с помощью микротермопар. Измерения распределения температуры в средах с высокими числами



Р и с. 2. Экспериментальный профиль температуры в турбулентном потоке разных сред [21]: 1 — воздух (●) при $\text{Pr} = 0,7$; 2 — ртуть (○) при $\text{Pr} = 0,02$; 3 — вода (■) при $\text{Pr} = 5,9$; — — — расчет по формуле (3) (y^+ — безразмерная координата)



Р и с. 3. Изменение профиля температуры по радиусу трубы в турбулентном потоке при числе Прандтля 0 (1), 0,001 (2), 0,01 (3), 0,1 (4), 1 (5), 10 (6), 100 (7) [22] ($T^* = (T_{\text{ст}} - T)/(T_{\text{ст}} - T_{R=0})$ — безразмерная температура; $R = r/r_0$ — безразмерное расстояние, где r_0 — радиус трубы)

Прандтля (от 500 и более) — технические масла, вязкие жидкости с низкой теплопроводностью представляются менее достоверными. Главная трудность экспериментов [23—31] обусловлена малой толщиной пограничного слоя по сравнению с потоком жидкого металла (табл. 1).

Вследствие низкой теплопроводности среды с $\text{Pr} \gg 1$ необходимо учитывать различия ее теплофизических свойств по сечению потока, в том числе и в пограничном слое. Это достигается

Таблица 1. Распределение температуры в турбулентном потоке среды с $Pr \gg 1$

Канал, размер, мм	Направление потока	Число Pr	Число $Re \cdot 10^{-3}$	Число профилей температуры	Источник, год
Вода					
Труба	—	5,7	11—44	8	[23], 1967
Труба, $d = 50,8$	Вертикальное восходящее	5,9	18,8—42,7	5	[24], 1968
Плоский канал, 250×350	—	7,27—8,04	248—278	4	[25], 1969
Пограничный слой	—	3,0	70—4400	1	[26], 1971
—	—	22,7	3000—40 000	—	[27], 1989
Этиленгликоль					
Труба, $d = 50,8$	Вертикальное восходящее	14,3	14,4—22,50	5	[24], 1968
Труба	То же	14,3	6—50	4	[28], 1972
Трансформаторное техническое масло					
Плоский канал	Горизонтальное	60, 67, 80, 95, 100, 103	34,3	6	[29], 1968
Пограничный слой	—	64	350—850	—	[30], 1969
Пограничный слой	—	90	350—850	2	[31], 1973

ся путем введения так называемого температурного фактора $\Psi = T_{ст}/\overline{T}_ж$ или отношения каких-либо свойств, например, $\mu_{ст}/\mu_{ж}$. Но такой подход не является точным, так как температура сильно изменяется даже внутри пограничного слоя. Большие перепады температуры по сечению потока приводят к необходимости учета термogravitационных эффектов в вертикальных и горизонтальных каналах. Однако результаты исследований [19, 32] по влиянию разной турбулентности внешнего потока на скорость и температуру в пограничном слое являются противоречивыми. Так, в работе [32] даже при $Re \sim 4 \cdot 10^5$ указанное влияние проявлялось по всей толщине, в работе [19] оно обнаруживалось только во внешней области этого слоя.

При вычислении средней температуры потока $\overline{t}_ж$ по измеренным профилям (температуры как функции безразмерного расстояния $R = r/r_0$, где r_0 — радиус трубы) проводится интегрирование $\overline{t}_ж = 2 \int_0^1 t(R)u(R)RdR$. В круглой трубе центральная и пристенная области потока ($R \sim 0,95—1,0$), где $u = w/\overline{w} \ll 1$, не вносят большого вклада в среднюю температуру потока. Однако их вклад должен быть оценен в зависимости от чисел Рейнольдса и Прандтля. Увеличение числа Прандтля вызывает увеличение максимума функции $f = u^+T^+R$ почти в 2 раза

[33] (рис. 4). Здесь u^+ — безразмерная скорость; $T^+ = (t_{ст} - t)/T_*$ — безразмерная температура, где $T_* = q_0/\rho C_p v_*$ — температура трения; q_0 — тепловой поток на стенке, соответствующий пульсациям температуры потока.

Теплообмен при турбулентном течении среды в круглой трубе обычно рассчитывают при заданном тепловом потоке на поверхности стенка—жидкость. На практике в экспериментах граничное условие для теплового потока q определяется на наружной поверхности трубы.

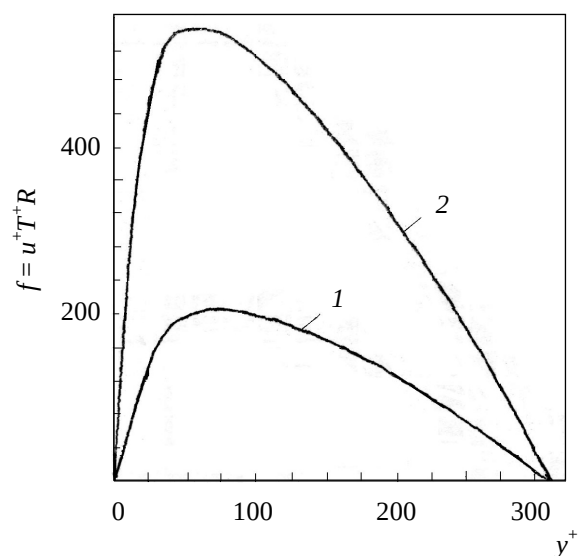


Рис. 4. Распределение функции $f = u^+T^+R$ по радиусу трубы при $Re = 10^4$ [33], $Pr = 1$ (1), $Pr = 5$ (2) (y^+ — безразмерная координата)

Температура стенки $t_{ст}$ и коэффициент теплоотдачи α на внутренней поверхности трубы заранее не известны. Аналитические методы решения сопряженной задачи для определения температуры стенки и коэффициента теплоотдачи рассмотрены в работах [34, 35].

Распределение температуры в турбулентном потоке жидкого металла. Жидкие металлы характеризуются более высокой теплопроводностью по сравнению с обычными жидкостями и, как следствие, низким числом Прандтля $Pr \ll 1$. Поэтому в потоке жидкого металла даже при развитом турбулентном течении молекулярный (электронный) перенос тепла играет важную роль не только в пристенном слое, но и в турбулентном ядре потока. Толщина теплового пограничного слоя для жидких металлов по сравнению с вязкостным подслоем около стенки значительно больше. В результате измерение распределения температуры в жидких металлах характеризуется большей точностью по сравнению со средами с $Pr \gg 1$. При этом наблюдается заметное различие между профилями температуры и скорости.

Теплоотдача в жидких металлах зависит не только от формы канала и режима течения, но и степени чистоты металла. На границе раздела стенка—жидкий металл может находиться слой, вызывающий дополнительное термическое или контактное сопротивление. Причинами образования такого слоя являются наличие на поверхности теплообмена пленки оксидов или интерметаллидов, образование неподвижного слоя примесей вследствие их осаждения и возникновения подвижного слоя примесей из жидкого металла при его нагреве [36].

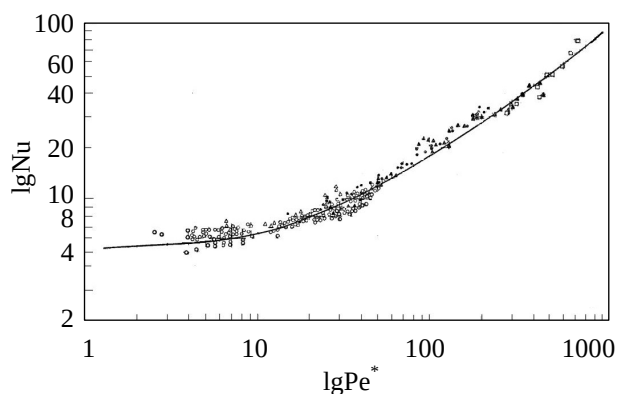
Распределение температуры в турбулентном потоке жидкого металла описывается соотношениями $T^+ = y^+ Pr$ при $y^+ Pr < 1$, $T^+ = 1,87[\ln(y^+ Pr) + 1] + 0,65(y^+ Pr) - 0,36$ при $1 \leq y^+ Pr \leq 11,7$ и $T^+ = 2,5 \ln(y^+ Pr) - 1$ при $y^+ Pr > 11,7$. Эти соотношения, имеющие универсальный характер, справедливы для канала любой геометрии — круглая труба, канал кольцевой, прямоугольной или квадратной формы, пучок стержней [37]. На основании измерений температуры в потоке жидкого металла — ртуть, натрий, сплав Na—K и сплав Pb—Bi в круглой трубе определяется интенсивность теплообмена [38—49] (табл. 2). Расчетная формула

$Nu = 5 + 0,25 Re^{0,8}$, где $Nu = \alpha d / \lambda$ — число Нуссельта; $Re = Pr \cdot Re = u d / \lambda$ — число Пекле; α — коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К), λ — теплопроводности, Вт/(м·К); u — скорость потока, м/с; d — диаметр трубы, м. Эта формула, полученная аппроксимацией экспериментальных данных с погрешностью $\pm 8\%$ при $Re = 100$ —20 000, применима только для турбулентного режима течения. Соотношение, позволяющее переход к ламинарному режиму, при котором $Nu = 4,36$, имеет вид

$$Nu = 4,36 + 0,343(Re_*)^{0,8}, \quad (4)$$

где $Re_* = v_* d / a = Re \sqrt{\xi / 8}$; v_* — динамическая скорость, м/с; a — температуропроводность жидкого металла, м²/с; ξ — коэффициент трения. Уравнение (4), имеющее погрешность $\pm 2\%$, обеспечивает хорошее соответствие между расчетными и экспериментальными числами Нуссельта в потоке жидкого металла при $Re_* \leq 1000$ [50] (рис. 5).

На коэффициент теплообмена в жидких металлах оказывают заметное влияние два принципиально разных фактора. Первый из них обусловлен перетечками тепла по стенке при наличии градиента температуры вдоль потока или в направлении, поперечном вектору скорости. Это могут быть условия начального теплового участка в каналах, неравномерности температуры по длине или периметру теплоотдающей поверхности. Второй фактор — сопряженность температурных полей в стенке и жидкости, представляющая собой локальную (в малом) нестационарность полей скорости и температуры. Последняя возникает вследствие периоди-



Р и с. 5. Экспериментальный [50] теплообмен в турбулентном потоке натрия (○), сплава Na—K (Δ), Pb—Bi (●), ртути (□); — — расчет по уравнению (4)

Таблица 2. Распределение температуры в турбулентном потоке жидкого металла в круглой трубе с $Pr \ll 1$

Диаметр, мм	Материал трубы	Направление потока	Число Pr	Число $Re \cdot 10^{-3}$	Число профилей температуры	Источник, год
Ртуть						
31,7	Никель	Вертикальное восходящее	0,025	244—731	5	[38], 1957
54	Коррозионно-стойкая сталь	Горизонтальное	0,025—0,027	110—165	9	[39], 1963
29,3	То же	Вертикальное восходящее	0,023—0,027	22,1—427	28	[40], 1963
40	»	То же	0,022	45—260	4	[41], 1964
49,7	»	»	0,023—0,026	18,2—65,4	14	[42], 1974
Натрий						
35,3	Сталь 1Х18Н9Т	Вертикальное восходящее	0,0057—0,0075	5,85—178	150	[43], 1962
36,5	Никель					
39,4	Сталь 10					
39,9	Медь					
40	Медь	То же	0,006—0,007	20—60	6	[44], 1964
Кольцевой зазор	Коррозионно-стойкая сталь	Горизонтальное	0,005	61,4—160,4	11	[45], 1967
Сплав Na—K						
22,40	Медь	Вертикальное восходящее	0,015—0,021	2—129	6	[46], 1959
36,7	Никель					
30	Медь	То же	~0,02	0,4—96	244	[47], 1967
28,6	Медь, бронза	»	0,02—0,0245	26—302	6	[48], 1973
Сплав Pb—Bi						
—	Коррозионно-стойкая сталь	»	~0,02	24,2, 204	2	[49], 1961

ческой турбулентной структуры потока, обтекающего стенку в турбулентном слое. Явление отчасти аналогично известному влиянию материала поверхности на теплоотдачу при кипении и конденсации, хотя и имеет другую природу [51].

Исследования показали, что распределение температуры, следовательно, и коэффициента теплообмена зависит от теплофизических свойств поверхности теплообмена, т.е. задача является сопряженной и по сравнению с другими жидкими средами влияние материала стенки на теплоотдачу в потоках жидких металлов проявляется намного сильнее. Разница в числах Нуссельта при разных материалах стенки, включая сталь 1ХН9Т, сталь 10, никель и медь, находится на уровне $\pm 4,2$ —5,9% и достигает 15% между крайними значениями для стали 1ХН9Т и меди (рис. 6). Статистический анализ подтверждает указанную закономерность с 95%-ным уровнем достоверности [52].

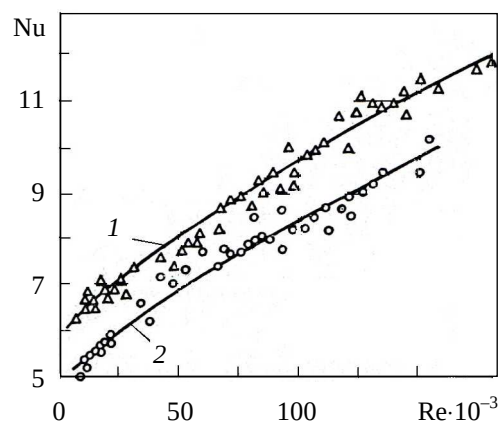


Рис. 6. Влияние материала стенки из стали 1Х18Н9Т (1) и меди (2) на теплоотдачу в потоке жидкого металла [51]

Общие закономерности теплообмена в турбулентном потоке теплоносителя при разных числах Прандтля. В результате фундаментальных исследований [53] была определена общая закономерность тепло- и массопереноса от стенки при больших числах Рейнольдса и Пекле. Разработанные соотношения для расчета

числа Нуссельта включали в качестве параметров безразмерные коэффициенты логарифмических формул для профилей скорости и температуры. Один из коэффициентов являлся универсальной функцией числа Прандтля. На основании этого был сделан вывод, что общие законы тепло- и массопереноса в трубе и пограничном слое на плоской пластине удовлетворительно согласуются с экспериментами в пределах $Pr = 6 \cdot 10^{-3} - 10^6$ и $Re = 10^4 - 10^6$.

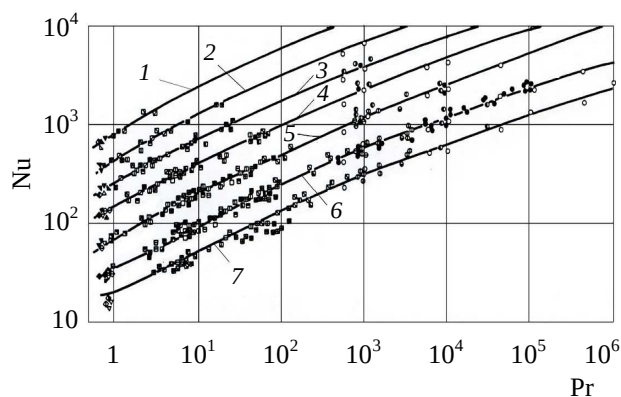
Число Нуссельта при течении разных сред в трубе [54] при $Pr = 1 - 10^5$ и $Re = (6 - 500)10^3$ находили по соотношению

$$Nu = \frac{RePr\sqrt{C_f/2}}{2,12 \ln(Re\sqrt{C_f}) + 12,5Pr^{2/3} + 2,12 \ln Pr - 10,1}, \quad (5)$$

для воздуха при $Pr \sim 0,7$ и $Re = (5 - 970)10^3$ — по формуле

$$Nu = C_h RePr = \frac{Re\sqrt{C_f}}{4,3 \ln(Re\sqrt{C_f}) - 2}. \quad (6)$$

Здесь C_f — коэффициент, рассчитываемый по средней скорости потока. На рис. 7 наблюдается хорошее соответствие между расчетными и экспериментальными числами Нуссельта в потоках теплоносителей с разными числами Прандтля. Но при переходе от двойных логарифмических координат к анализу зависимости $Nu = f(Re)$ в других координатах указанное согласие не наблюдается. Таким образом, соотношения (5), (6), для которых отсутствуют оценки погрешностей, представляют интерес только с общенаучной точки зрения как пример поиска общих закономерностей теплообмена.



Р и с. 7. Расчетное по уравнению (5) число Нуссельта при течении в трубе [54] воды, масла, этиленгликоля, гидроксида натрия, глицерина и др., по уравнению (6) — воздуха при числе Рейнольдса $5 \cdot 10^5$ (1), $2 \cdot 10^5$ (2), 10^6 (3), $5 \cdot 10^4$ (4), $2,5 \cdot 10^3$ (5), 10^4 (6), $5 \cdot 10^3$ (7) и экспериментальное (○)

Расчет интенсивности конвективного теплообмена при турбулентном течении в трубе на основании измерений распределения температуры может быть выполнен тремя способами. При первом полуэмпирическом способе используется измерение температуры поверхности канала, для второго и третьего — профиля температуры в потоке [55]. Для расчета числа Нуссельта в первом способе применяется интеграл Лайона

$$\frac{1}{Nu} = 2 \int_0^1 \frac{\left(\int_0^R u R dr \right)^2}{R [1 + a_t/a]} dR, \quad (7)$$

где a , a_t — температуропроводность среды и турбулентная температуропроводность соответственно, m^2/s . Отношение $a_t/a = f(Re, Pr, R)$, являющееся функцией чисел Рейнольдса, Прандтля и радиуса трубы, определяется дифференцированием распределения температуры.

Интеграл по уравнению (7) можно также вычислить, исходя из преобразования $a_t/a = (a_t/v_t)(v_t/v)(v/a) = (Pr/Pr_t)(v_t/v)$ и аппроксимационной зависимости $v_t/v = f(Re, R...)$, предполагая $Pr_t = 1$. Расчеты аппроксимируются зависимостью $Nu = f(Re, Pr)$. Здесь v , v_t — кинематическая и турбулентная вязкость соответственно, m^2/s [56]. При обработке измерений профиля температуры на основе гомогенной модели [29] получена формула $a_t/av_* = 0,0752 [1 + 2,245(r/R)^2] [1 - (r/R)^2]$, которая не согласуется с ранее полученным соотношением $a_t/av_* = 0,45(y/R)$ [57].

Следует учитывать, что при отсутствии контроля за условиями на поверхности трубы образуются оксидные пленки, происходят процессы коррозии и образования отложений. Как следствие во время измерений фактически определяется некоторый эффективный коэффициент теплообмена, связанный с истинным коэффициентом соотношением $1/\alpha_{эф} = 1/\alpha + R_{т.с.}$. Здесь $R_{т.с.}$ — термическое сопротивление неконтролируемых отложений. Если принять $\alpha \sim 10^4$ Вт/($m^2 \cdot K$), то при $R_{т.с.} \sim 10^{-4}$ ($m^2 \cdot K$)/Вт эффективный коэффициент теплообмена будет занижен в 2 раза. При теплопроводности ~ 1 Вт/($m \cdot K$) величина $R_{т.с.} \sim 10^{-4}$ ($m^2 \cdot K$)/Вт достигается при толщине слоя

отложений всего 0,1 мм. Это указывает на сложность контроля данного эффекта при высоких коэффициентах теплообмена [56].

Во втором способе на основе полученных зависимостей для турбулентного теплообмена выполняется обобщение измеренного распределения температуры и далее расчет числа Нуссельта по уравнению (7). Исходя из анализа экспериментальных данных [40], предложена обобщающая формула для теплоносителей с $Pr = 0,02—10$ [56]

$$a_t/a = 2,04 \cdot 10^{-3} Re(1 + R^2 - 2R^3) - (0,239 + 0,8356 \cdot 10^{-7} Re) y^+ \exp(-0,083y^+).$$

Другое соотношение, полученное на основании теории однородной диффузии и анализа статистических характеристик турбулентных потоков, имеет вид [57]

$$\frac{a_t}{a} = 0,16 Re \left[1 - \exp(-0,62 \cdot 10^{-4} Re Pr^{1/3}) \right] \times \times \frac{u^6}{(u_{\max})^4} \left(1 - \frac{1}{u_{\max}} \right)^2 \exp[1,54(1 - R)].$$

В работе [58] для $Pr = 0—100$ и $Re = 10^4—3 \cdot 10^5$ применяли аппроксимационную зависимость $Nu = [7,7 + 3,6/(\lg Re)] + 0,0096 Re^{0,87} Pr^n$, где $n = 0,4 + [0,5/(2Pr + 1)]$.

Третий способ исходит из определения числа Нуссельта как $Nu = \alpha d / \lambda = [q_{\text{ст}} / (t_{\text{ст}} - \bar{t})]$. Вводя безразмерную температуру T^+ и температуру трения T_* , можно записать $Nu = Re \sqrt{(\xi/8)} (1/\bar{T}^+) = Re_*/\bar{T}^+$, где средняя безразмерная температура потока определяется как $\bar{T}^+ = 2 \int_0^1 T^+ \frac{w}{w} R dR = \frac{8}{Re^2 \sqrt{\xi/8}} \int_0^{R_0 v_*/a} T^+ u^+ R dR$. После подстановки этого уравнения получаем формулу $Nu = (\xi Pe^3 / 64) \left(\int_0^{R_0 v_*/a} T^+ u^+ R dR \right)^{-1}$. Эта же зависимость с использованием безразмерного расстояния от стенки имеет вид

$$Nu = (\xi Pe^3 / 64) \left[\int_0^y T^+ u^+ (yPr - y^+ Pr) d(y^+ Pr) \right]^{-1},$$

где $y = R_0 v_*/v = Re \sqrt{\xi/8} = Re_*/2$. Данное соотношение имеет самый общий вид и включает лишь эмпирические коэффициенты, которые входят в формулы для расчета ξ , T^+ , u^+ . Необходимо отметить, что для круглой трубы приграничный слой и центр потока не оказывают большого влияния на среднюю безразмерную температуру потока. Поэтому при расчете теплообмена можно ограничиться учетом лишь логарифмических областей распределения скорости и температуры [4].

Из рассмотренных трех способов расчета теплообмена при турбулентном течении в трубе преимуществом первого способа является относительная простота эксперимента, второго — возможность получения обобщающей зависимости $Nu = f(Re, Pr, Pr_t)$, третьего — получение наиболее точной зависимости $Nu = f(Re, Pr)$. Для каждого из трех способов характерны свои недостатки. Первый способ не позволяет учитывать влияние вероятного наличия отложений на поверхности теплообмена. Второй способ характеризуется заметными погрешностями, возникающими при определении v_t , a_t , Pr_t в турбулентной области. Третий способ опирается на измерение полей температуры, выполняемое по сложной или новой методике в потоках разных сред.

Заключение. Надежность расчета интенсивности теплообмена при турбулентном течении в трубах обеспечивается соотношениями, полученными обработкой экспериментального распределения скорости и температуры в потоке. Эти соотношения исключают погрешности, связанные с возможными явлениями на границе стенка—жидкость, которые могут приводить к дополнительным термическим сопротивлениям и должны исследоваться отдельно. Точность эмпирических формул, используемых в инженерных расчетах, в некоторых случаях оказывается ниже, чем это оценивают их авторы, если проводить сравнение с большим массивом экспериментальных данных. Причины такого эффекта установить трудно.

Если целью исследования является нахождение лишь общих закономерностей теплообмена в турбулентном потоке, когда не требуется высокая точность расчетных формул, то в большинстве случаев сравнение расчетных и экспериментальных данных проводят в малочувстви-

тельных координатах, например, $St = f(Re, Pr)$ или $St/\sqrt{\xi/8} = f_1(Re, Pr)$. При определении критерия Стантона $St = \alpha/\rho q w$ по опытным данным нет необходимости использовать какие-либо физические свойства, кроме плотности ρ и теплоемкости C_p , которые слабо зависят от температуры. Но такой подход, имеющий определенные преимущества, не позволяет получить правильный ответ о точности применяемых формул.

Вопрос о том, насколько теоретические или полуэмпирические расчеты соответствуют действительности, может быть решен лишь на основе сравнения с опытными данными. Корректную проверку результатов расчетов по любым моделям можно выполнить посредством сравнения расчетного и экспериментального распределения температуры. В большинстве случаев сравниваются интегральные характеристики, например, числа Нуссельта, которые получены из измерений температуры охлаждаемой (или нагреваемой) поверхности. При этом почти неизбежна неопределенность условий на поверхности (наличие отложений, оксидных пленок и др.). Целесообразно проводить так называемые эталонные эксперименты в условиях контроля большинства (если не всех!) факторов.

Характер зависимости $Nu = f(Pr)$ определяется числом Прандтля $Nu \sim Pr^{0,8-1}$ при $Pr \ll 1$, $Nu \sim Pr^{0,4}$ при $Pr \sim 1$ и $Nu \sim Pr^{0,25}$ при $Pr \gg 1$. Использование коэффициентов турбулентного переноса количества движения ν_t и тепла α_t , а также их соотношения — турбулентного числа Прандтля в расчетах интенсивности теплообмена может привести к значительным ошибкам, несмотря на кажущееся соответствие между данными в двойных логарифмических координатах. Наиболее предпочтительными для инженерных расчетов интенсивности теплообмена являются соотношения, основанные на законах распределения скорости и температуры в турбулентном потоке при $Pr = \text{const}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Karman Th.** Über laminare und turbulente Reibung (about laminar and turbulent friction). — *Zeitschrift für Angewandete Mathematik und Mechanik*, 1921, Bd. 1, № 4, S. 233—252.
2. **Лойцянский Л.Г.** Механика жидкости и газа. 6-е изд., перераб. и доп. М.: Дрофа, 2003. 840 с.
3. **Reichardt H.** Vollständige Darstellung der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung in glatten Leitungen. — *Zeitschrift für Angewandete Mathematik und Mechanik*, 1951, Bd. 31, № 7, S. 208—219.
4. **Кириллов П.Л., Марков Ю.М., Слободчук В.И.** Распределение температуры и закон теплообмена при турбулентном течении в круглой трубе: Препринт ФЭИ-1703, 1985.
5. **Левченко Ю.Д., Ушаков П.А.** Новая формула турбулентного профиля скорости для потока жидкости в круглых трубах: Препринт ФЭИ-561, 1975.
6. **Калбалиев Ф.И.** Определение средней температуры и концентрации при турбулентном течении жидкости в трубе и в пограничном слое на пластине. — *Инж.-физ. журн.*, 1975, т. 29, № 2, с. 244—250.
7. **Кулешов В.А., Поляков А.Ф., Шехтер Ю.Л.** Экспериментальное исследование полей скорости и температуры при турбулентном течении воздуха с переменными свойствами. — *Теплофизика высоких темп.*, 1978, т. 16, № 2, с. 332—338.
8. **Коэффициенты сопротивления трения в каналах разной формы. Турбулентное течение.** — В кн.: Справочник по теплогидравлическим расчетам в ядерной энергетике. Под ред. П.Л. Кириллова. Т. 1. М.: ИздАТ, 2010, с. 37—47.
9. **Haberstroh R., Baldwin L.** Application of a simplified velocity profile to prediction of pipe-flow heat transfer. — *Trans. ASME J. Heat Transfer*, 1968, v. 90, № 2, p. 191—198.
10. **Pierce F., Ma Allster J., Tennant M.** A review of near-wall similarity models in three-dimensional turbulent boundary layers. — *Trans. ASME J. Fluids Engng, Ser. I*, 1983, v. 105, p. 251—256.
11. **Баренблатт Г.И., Корин А.Дж., Простокишин В.М.** Турбулентные течения при очень больших числах Рейнольдса. — *Успехи физ. наук*, 2014, т. 184, № 3, с. 265—272.
12. **Praskovsky A., Onsley S.** Measurement of the Kolmogorov constant and intermittency exponent at very high Reynolds number. — *Phys. Fluids*, 1994, v. 6, № 9, p. 2886—2889.
13. **Вигдорович И.И.** Описывает ли степенная формула турбулентный профиль скорости в трубе? — *Успехи физ. наук*, 2015, т. 185, № 2, с. 213—216.
14. **Trinh K.T.** A similarity analysis for heat transfer in Newtonian and power law fluids using the instantaneous wall shear stress. 2010. Сайт Интернет <http://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1009/1009.0092.pdf>.
15. **Kays W., Crawford M., Weigand B.** Convective heat and mass transfer. 4th Ed. Boston: McGraw Hill, 2005.
16. **Gowen R., Smith Y.** The effect of the Prandtl number on temperature profiles for heat transfer in turbulent pipe flow. — *Chem. Engng Sci.*, 1967, v. 22, № 2, p. 1701—1711.
17. **Johnk R., Hanratty T.** Temperature profiles of air in a pipe. P. I and II. — *Ibid.*, 1962, v. 17, p. 867—892.
18. **Snuders A., Koppius A., Nieuwvelt C.** An experimental determination of the turbulent Prandtl number in the boundary layer for air flow over a flat plate. — *Intern. J. Heat Mass Transfer*, 1983, v. 26, № 3, p. 425—431.

19. Шланчяускас А.А., Пядишюс А.А. Влияние турбулентности внешнего течения на перенос тепла в турбулентном пограничном слое. — В сб.: Теплообмен-1978. М.: Наука, 1980, с. 76—78.
20. Петухов Б.С., Поляков А.Ф., Кулешов В.А. Распределение температуры при турбулентном течении воздуха с постоянными свойствами. — Труды МЭИ, 1976, вып. 313, с. 40—44.
21. Thomas L. Temperature profiles for liquid metals and moderate-Prandtl-number fluids. — Trans. ASME J. Heat Transfer, 1970, v. 92, № 3, p. 565—567.
22. Blackwell B., Kays W., Moffat R. The Turbulent Boundary Layer on a Porous Plate: an Experimental Study of the Heat Transfer Behaviour with Adverse Pressure Gradients. Rep. HMT-16. Stanford: Stanford University, 1972.
23. Smith J., Gowen R., Wasmund B. Eddy diffusivities and temperature profiles for turbulent heat transfer to ware in pipes. — Chem. Engng Progress Symp. Ser., 1967, v. 63, p. 92—100.
24. Gowen R., Smith J. Turbulent heat transfer from smooth and rough surfaces. — Intern. J. Heat Mass Transfer, 1968, v. 11, № 11, p. 1657—1673.
25. Che Pen Chen. Etude experimentale de la couche limite thermique turbulente dans l'eau. — Ibid., 1969, v. 12, № 1, p. 61—70.
26. Шланчяускас А.А., Дрижюс М.-Р. М. Профили температуры в области стенки в турбулентном пограничном слое различных жидкостей. — Труды АН Литовской ССР, Сер. Б, 1971, т. 1, № 64, с. 189—203.
27. Wei T., Willmarth W. Reynolds number effects on the structure of a turbulent channel flow. — J. Fluid Mech., 1989, v. 204, № 7, p. 57—95.
28. Kudva A., Sesonke A. Structure of turbulent velocity and temperature fields in ethylene glycol pipe flow at low Reynolds number. — Intern. J. Heat Mass Transfer, 1972, v. 15, № 1, p. 127—145.
29. Neuman I. Transfert de chaleur en regime turbulent pour les grands nombres de Prandtl. — Informes Auerl Therm., 1968, v. 5, № 17, p. 4—20.
30. Пядишюс А.А. Турбулентное число Прандтля и универсальные температурные профили при различных числах Прандтля. Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. техн. наук. Каунасский политехнич. институт, 1969.
31. Жукаускас А.А., Шланчяускас А.А. Теплоотдача в турбулентном потоке жидкости. — В сб.: Теплофизика-5. Вильнюс: Изд-во «Минтис», 1973. 342 с.
32. Дыбан Е.П., Эпик Э.Я. Теплоперенос в пограничном слое пластины, обтекаемой турбулизированным воздушным потоком. — В сб.: Теплообмен-1978. М.: Наука, 1980, с. 64—75.
33. Malhotra A., Kang S. Turbulent Prandtl number in circular pipes. — Intern. J. Heat Mass Transfer, 1984, v. 27, № 11, p. 2158—2161.
34. Luikov A., Aleksashenko V., Aleksashenko A. Analytical methods of solution of conjugated problems in convective heat transfer. — Ibid., 1971, v. 14, № 8, p. 1047—1056.
35. Lin K., Chow L. Effects of wall conduction on heat transfer for turbulent flow in a circular tube. — Trans. ASME J. Heat Transfer, 1984, v. 106, № 3, p. 597—604.
36. Low Prandtl number thermal-hydraulics. — In: Handbook on Lead-Bismuth Eutectic Alloy and Lead Properties, Materials, Compatibility, Thermal Hydraulics and Technologies. OECD-NEA № 7268, 2015, p. 651—681.
37. Кириллов П.Л., Ушаков П.А. Теплообмен жидких металлов: особенности, методы исследований и основные зависимости. — Теплоэнергетика, 2001, № 1, с. 49—56.
38. Brown H., Amstead B., Short B. The transfer of heat and momentum in a turbulent stream of mercury. — Trans. ASME J., 1957, v. 79, p. 279—285.
39. Кокорев Л.С., Ряпосов В.Н. Измерения распределения температуры в турбулентном потоке ртути в круглой трубе. — В сб.: Жидкие металлы. М.: Госатомиздат, 1963, с. 124—138.
40. Субботин В.И., Ибрагимов В.Х., Номофилов В.Е. Измерение полей температуры при турбулентном течении ртути в трубе. — Теплоэнергетика, 1963, № 6, с. 70—74.
41. Боришанский В.М., Заблоцкая Т.В., Иващенко Н.И. Исследование теплоотдачи при течении ртути в горизонтальных и вертикальных трубах. — В сб.: Конвективный теплообмен в двухфазных и однофазных потоках. М.: Энергия, 1964, с. 350—362.
42. Buhr H., Horsten E., Carr A. The distortion of turbulent velocity and temperature profiles on heating for mercury in a vertical pipe. — Trans. ASME J. Heat Transfer, 1974, v. 96, № 2, p. 152—158.
43. Субботин В.И., Паповянец А.К., Кириллов П.Л. и др. Изучение теплоотдачи к жидкому натрию в трубах. — Атомная энергия, 1962, т. 13, № 4, с. 380—382.
44. Боришанский В.М., Заблоцкая Т.В., Иващенко Н.И. Исследования теплообмена и полей температуры при турбулентном движении металлического натрия в трубах. — В сб.: Конвективный теплообмен в двухфазных и однофазных потоках. М.: Энергия, 1964, с. 363—377.
45. Taccoen L. Contribution a l'etude des echanges thermiques en ecoulement turbulent dans un tube lisse. Application aux metaux liquides. — Intern. J. Heat Mass Transfer, 1967, v. 10, № 12, p. 1649—1660.
46. Кириллов П.Л., Субботин В.И., Суворов М.Я., Троянов М.Ф. Исследование теплоотдачи в трубе к сплаву натрий—калий. — В сб.: Вопросы теплообмена. М.: Изд-во АН СССР, 1959, с. 80—95.
47. Амплеев Н.А., Кириллов П.Л., Субботин В.И., Суворов М.Я. Теплообмен жидкого металла в вертикальной трубе при низких числах Re. — В сб.: Жидкие металлы. М.: Атомиздат, 1967, с. 15—32.
48. Sleicher C., Awad A., Notter K. Temperature and eddy diffusivity profiles in NaK. — Intern. J. Heat Mass Transfer, 1973, v. 16, № 8, p. 1565—1575.
49. Субботин В.И., Ибрагимов М.Х., Ивановский М.Н. и др. Теплоотдача при турбулентном течении жидких металлов в трубах. — Атомная энергия, 1961, т. 11, № 2, с. 133—139.
50. Кириллов П.Л. Обобщение опытных данных по переносу тепла в жидких металлах. — Там же, 2016, т. 120, вып. 4, с. 198—201.
51. Кириллов П.Л. О влиянии теплофизических свойств поверхности на теплоотдачу при турбулентном течении. — Инж.-физ. журн., 1986, т. 50, № 3, с. 501—512.

52. **Виноградов В.Н., Катан И.Б., Кириллов П.Л.** Статистический анализ данных по теплоотдаче жидких металлов в круглых трубах из разных материалов: Препринт ФЭИ-1639, 1984.
53. **Кадер Б.А., Яглом А.И.** Универсальный закон тепло- и массопереноса от стенки при больших числах Рейнольдса и Пекле. — Доклады АН СССР, 1970, т. 190, № 1, с. 65—68.
54. **Kader B., Jaglom A.** Heat and mass transfer laws for fully turbulent wall flows. — Intern. J. Heat Mass Transfer, 1972, v. 15, № 12, p. 2329—2351.
55. **Кириллов П.Л.** Анализ расчетных формул по теплообмену при турбулентном течении в трубах. Обзор ФЭИ-0230. М., ЦНИИАтоминформ, 1988.
56. **Субботин В.И., Ибрагимов В.Х., Номофилов В.Е.** Обобщающая зависимость коэффициента турбулентного переноса тепла в потоке жидкости. — Теплофизика высоких темп., 1965, т. 3, № 3, с. 421—426.
57. **Кадер Б.А., Аронов А.П.** Статистический анализ экспериментальных работ по тепло- и массоотдаче при больших числах Прандтля. — Теорет. основы хим. технологии, 1970, т. 4, № 5, с. 637—652.
58. **Ибрагимов М.Х., Субботин В.И., Бобков В.П.** Структура турбулентного потока и механизм теплообмена в каналах. М.: Атомиздат, 1978. 296 с.

Поступила в Редакцию 17.11.16

УДК 681.121.89.082.74

МАГНИТНЫЙ РАСХОДОМЕР ДЛЯ БЫСТРЫХ НАТРИЕВЫХ РЕАКТОРОВ

Вельт И.Д., Дьяконова Е.А., Михайлова Ю.В., Терехина Н.В. (АО «НИИТеплоприбор», г. Москва)

Магнитные расходомеры ИРМУ-1. Жидкие металлы являются единственными средами, которые удовлетворяют требованиям, предъявляемым к теплоносителям реакторов на промежуточных и быстрых нейтронах, а также реакторов-размножителей [1]. В связи с этим возникает потребность в расходомерах, способных работать в условиях высокой температуры (до 400—600 °С), сложной радиационной обстановки при высоких требованиях к надежности. Эти обстоятельства ограничивают возможности выбора метода измерения и конструктивных решений приборов.

Наиболее распространенными расходомерами жидкометаллических теплоносителей являются магнитные расходомеры, отличающиеся от других средств измерения расхода прежде всего тем, что информативный сигнал определяется интегральной скоростью потока по поперечному сечению канала, т.е. расходом. В расходомерах обеспечивается прямое преобразование расхода в электрический сигнал на основе закона электромагнитной индукции Фарадея. В канале прибора нет элементов конструкции, препятствующих потоку и искажающих эпюру скоростей. Показания расходомеров относительно мало зависят от изменения физических свойств измеряемой среды: плотности, вязкости, распределения скорости потока в канале [2—5].

Магнитный расходомер традиционной конструкции состоит из трубы, выполненной из коррозионно-стойкой стали, двух измеритель-

ных электродов, приваренных к наружной поверхности трубы, индуктора, создающего магнитное поле в рабочем объеме канала (в трубе), измерительного устройства. Индуктор, представляющий собой постоянный магнит, создает магнитное поле. Направление магнитного поля перпендикулярно плоскости, которая проходит через ось трубы и линию, соединяющую электроды. При движении проводящей жидкости в магнитном поле генерируется электрическое поле и между электродами возникает разность потенциалов, служащая мерой объемного расхода жидкого металла. Основными недостатками ранее разработанных магнитных расходомеров с постоянным магнитным полем являются низкая стабильность магнитного поля во времени и низкая помехозащищенность.

В расходомерах ИРМУ-1, разработанных в АО «НИИТеплоприбор» и поставленных на БН-600, -800, в качестве индуктора применен электромагнит, питаемый низкочастотным биполярным током. Сигнал между электродами измеряется только в те промежутки времени, при которых индукция магнитного поля постоянна, причем полярность индукции периодически инвертируется. Применение импульсного магнитного поля позволило отделить информативный компонент сигнала от всех электромагнитных помех, частота изменения во времени которых не кратна частоте изменения магнитного поля индуктора. Поэтому помехи, вызванные токами промышленной частоты и термо-э.д.с.,