

относительно спокойной атмосфере (характерная скорость течения в окрестности устройства 1 см/с) и перестает наблюдаться после развития течения через конденсатор-теплообменник. Наличие этого эффекта в ходе тяжелой аварии вряд ли возможно, поскольку конденсаторы-теплообменники АЭС отечественных проектов начинают работать на фазе истечения пара, т.е. задолго до выхода водорода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, расчеты надежно воспроизводят формирование стратификации гелия и ее эрозии в экспериментах S1 и S2 на установке СПОТ 30. При этом численные исследования показали заметную чувствительность скорости роста давления к начальной температуре стенок из-за пристеночной конденсации, а также необходимость учета теплового излучения на фазе инъекции пара. Это соответствует выводам [10] в части CFD-моделирования аналогичных экспериментов на установке PANDA параллельного проекта ERCOSAM. На последующих фазах значимую роль в поведении системы играет испарение конденсата. С учетом влияния этих процессов может быть получено соответствие расчетов и экспериментов S1 и S2 по давлению, температуре и мольной доле пара и гелия. Учитывая существенную роль конденсации/испарения в процессах под защитной оболочкой реактора при тяжелой аварии, необходимо экспериментальное обоснование CFD-моделей формирования конденсата (водяных пленок и их стекания) в соответствующем диапазоне характеристик среды. Экспериментальных данных для верификации модели этих процессов в усло-

виях защитной оболочки в нашей стране нет. Переходные процессы, связанные с работой конденсатора-теплообменника, требуют дополнительных расчетно-экспериментальных исследований в направлении совершенствования модели устройства.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Paladino D., Kiselev A.E.** Main outcomes from the Euratom—Rosatom ERCOSAM—SAMARA parallel projects for hydrogen safety of LWR. — In: Proc. ICAPP'15, p. 15357.
2. **Paladino D., Guentay S., Andreani M. e.a.** The EU—Rosatom ERCOSAM—SAMARA projects on containment thermal-hydraulics of current and future LWRs for severe accident management. — In: Proc. ICAPP'12, p. 12325.
3. **Kamnev M., Tyurikov O., Khizbullin A. e.a.** Overview of SPOT experimental and analytical activities with KUPOL. — In: ICAPP'15, p. 15455.
4. **Kamnev M., Khizbullin A.** SPOT Facility Description. SAMARA/WP5/D5.11/2012—09.
5. **Kamnev M.** SPOT Data Analysis Report. SAMARA /WP3/ P3.14/2014—01.
6. **ANSYS Fluent Theory Guide.** Release 14.5. ANSYS, Inc., 2012.
7. **Siegel R., Howell J.R.** Thermal Radiation Heat Transfer. Hemisphere Publishing Corp., 1992. 1072 p.
8. **Григорьев С.Ю., Филиппов А.С., Щукин А.А.** Разработка и верификация модели конденсации для CFD-расчетов задач водородной безопасности АЭС. — Изв. РАН. Энергетика, 2014, № 4, с. 123—141.
9. **Filippov A.S., Grigoryev S.Y., Tarasov O.V. e.a.** CFD simulation of PANDA and MISTRA cooler tests of ERCOSAM—SAMARA project. — In: Proc. ICONE'22, 2014, ICONE'22-30557.
10. **Filippov A.S., Grigoryev S.Y., Kiselev A.E. e.a.** Complete CFD-analysis of ERCOSAM—SAMARA exercises: a step towards advanced modeling of LWR containment under severe accident conditions. — In: ICAPP'15, p. 15309.

Поступила в Редакцию 16.06.16

УДК 530.517.4

ТЕПЛООБМЕН В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ. Ч. 1. ТУРБУЛЕНТНОЕ ЧИСЛО ПРАНДТЛЯ

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

Почти четверть века назад была опубликована статья «Турбулентное число Прандтля — где мы находимся?» заслуженного профессора Станфордского университета США У. Кейса

[1]. Она основывалась на обзорной лекции, прочитанной им в 1992 г. при вручении премии им. М. Якоба*. Предыдущий обзор был выполнен А. Рейнольдсом примерно на 20 лет раньше

*Макс Якоб — немецкий теплофизик. Премия его имени, учрежденная Американским обществом инженеров-механиков (ASME) в его честь как пионера науки о теплообмене, присуждается ежегодно. В нашей стране этой премии были удостоены С.С. Кутателадзе (1969), А.И. Леонтьев (1998).

[2]. В нем описываются более 30 методов определения турбулентного числа Прандтля, включая эмпирические и сложные аналитические корреляции, разработанные из уравнений напряжения Рейнольдса. В публикации У. Кейса и А. Рейнольдса анализируются, главным образом, зарубежные исследования.

Что изменилось за прошедшие 22 года, есть ли новые данные, где мы находимся в настоящее время? Спрашивается, почему не только в 1950—1990-е годы, но и в наши дни это число подобия привлекает внимание ученых? По-видимому, тогда нельзя было дать однозначного ответа [3, 4]. Неослабевающий интерес к процессам тепло- и массопереноса в средах с разными числами Прандтля, а именно жидких металлах ($Pr = 0,005—0,03$), газах и воде ($Pr \sim 1—10$), газовых смесях ($Pr = 0,1—0,7$), органических средах ($Pr \sim 10—200$) и др. применительно к современной технике отчетливо подтверждается публикациями последних лет [5—7].

В анализе двумерного пограничного слоя при продольном течении среды в трубе или пучке труб (стержней) предполагалось, что основное значение имеет учет переноса тепла по нормали к основному направлению потока. Но применение комплексных моделей турбулентности при расчете вихревого переноса (количества движения, тепла и массы) оказалось излишне сложным для инженерных расчетов. Наряду с необходимостью использовать большое число констант, определяемых экспериментально, такой подход не обеспечивал достижения удовлетворительных результатов. Решение проблемы нашли введением понятия длины пути смещения — длины пути вихря от его возникновения до потери индивидуальности (его исчезновения) и применением так называемой $k-\epsilon$ -модели турбулентности. При этом перенос тепла оценивается с использованием турбулентного числа Прандтля Pr_T . Оно рассматривается как универсальный параметр, показывающий взаимосвязь между коэффициентами турбулентного переноса количества движения и тепла

$$Pr_T = \nu_T / a_T, \quad (1)$$

где ν_T — коэффициент турбулентного переноса количества движения (импульса), или турбулентная вязкость, m^2/c ; a_T — турбулентная теплопроводность, m^2/c .

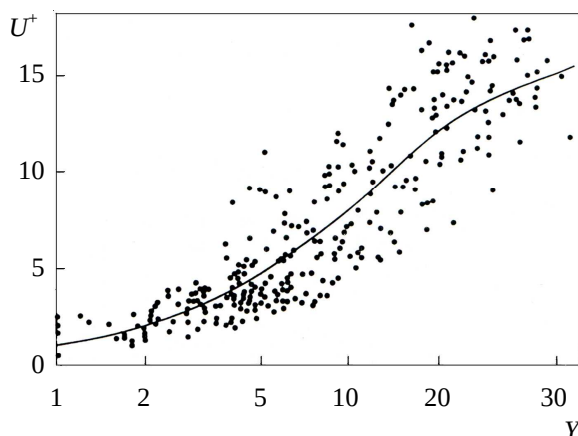
Число Pr_T отражает сложную физическую картину распространения тепла турбулентными вихрями и является по существу функцией, которая зависит от чисел Re , Pr и других характеристик потока. В зарубежной литературе вместо коэффициентов ν_T и a_T используют коэффициенты вихревой вязкости ϵ_m и вихревой теплопроводности ϵ_h соответственно. Измерения показали, что величина Pr_T зависит от чисел Re , Pr и расстояния от стенки, т.е. изменяется не только по глубине пограничного слоя, но и по сечению потока в разных направлениях. Интересные подходы к вычислению турбулентного числа Прандтля были предложены С.С. Кутателадзе [8] и М.Д. Миллионщиковым [9], но в эти работы не вошли исследования 1970—1979 гг. [10].

Основные физические процессы в пограничном слое. Пограничный слой — это динамическая система, в которой энергия течения проходит стадии генерации энергии турбулентности, ее перенос и вязкую диссипацию. В структуре турбулентного пограничного слоя принято выделять две области: пристенную, включающую вязкий подслой ($y^+ \leq 5$) около стенки, затем буферный ($y^+ = 5—30$), далее слой с логарифмическим распределением скорости ($y^+ \cong 30—300$), и внешнюю — с турбулентным ядром потока. Безразмерная координата

$$y^+ = y v_* / \nu, \quad (2)$$

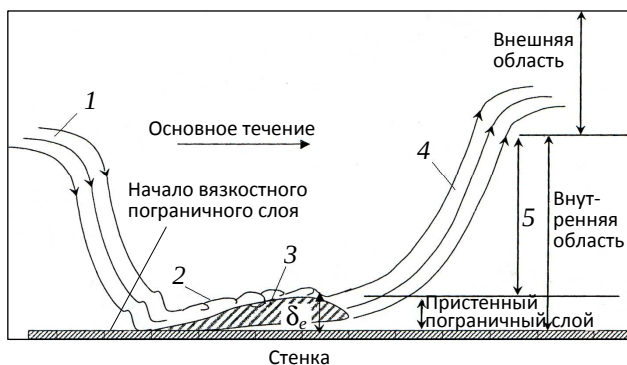
где $v_* = \sqrt{\tau/\rho}$ — динамическая скорость (скорость трения), m/c ; τ — касательное напряжение, N/m^2 ; ρ — плотность среды, kg/m^3 ; ν — кинематическая вязкость, m^2/c .

Проведены детальные исследования структуры течения вблизи стенки, включая процесс обновления вязкого подслоя — от спокойного течения к образованию крупных возмущений (вихрей). При течении в гладких каналах основная часть гидравлических потерь расходуется на порождение турбулентности около стенки в зоне максимальных пульсаций скорости и температуры, где $y^+ \sim 20—60$. Доля термического сопротивления отдельных слоев турбулентного потока при $Re \cong 10^4$ составляет в вязком подслое $\sim 30\%$, переходном ($y^+ = 5—30$) — $\sim 55\%$, ядре потока ($y^+ > 30—40$) — $\sim 15\%$.



Р и с. 1. Экспериментальная (●) мгновенная скорость в пристенной области при турбулентном течении в трубе при $Re = 12\,000$ [11]: — — усредненная скорость (U^+ — безразмерная скорость; $Y = y/r_0$ — безразмерное расстояние; r_0 — радиус трубы)

Одним из важных результатов исследований 1950—1960 гг. было установление нестационарности продольной составляющей скорости, т.е. ее пульсаций, соизмеримых с местной усредненной скоростью потока. На рис. 1 приведены экспериментальная мгновенная скорость в пристенной области при турбулентном течении в трубе и изменение усредненной скорости в зависимости от расстояния от стенки [11]. Для вязкого подслоя, не являющегося ни ламинарным, ни установившимся, наблюдается его периодическое нарастание, затем разрушение вследствие механизма неустойчивости. Первая фаза возникновения турбулентных вихрей заключается в образовании заторможенной области вблизи поверхности, когда образуется перегиб в профиле скорости и $du/dy|_{y=0} \sim 0$. В ходе второй фазы происходит выброс вихря от стенки с последующим его разрушением (рис. 2)



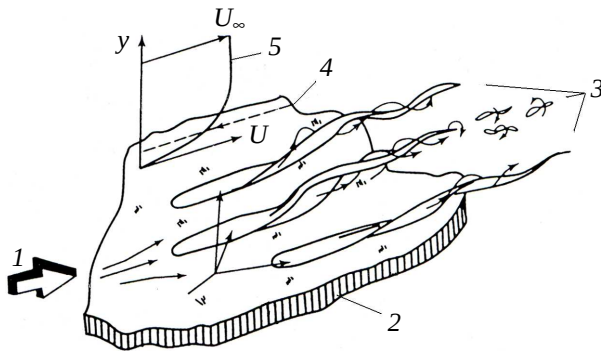
Р и с. 2. Схема процессов в пограничном слое турбулентного потока [12]: 1, 2 — вброс (траектории переноса вихря) и развитие вихря соответственно; 3 — подъем, развитие вихревого выброса в пограничном слое; 4 — эжекция (выброс); 5 — область логарифмического закона

[12]. Эти явления наблюдали многие исследователи в потоке воздуха при визуализации методом термоанемометрии, а также в потоке воды методом водородных пузырьков и краски [13].

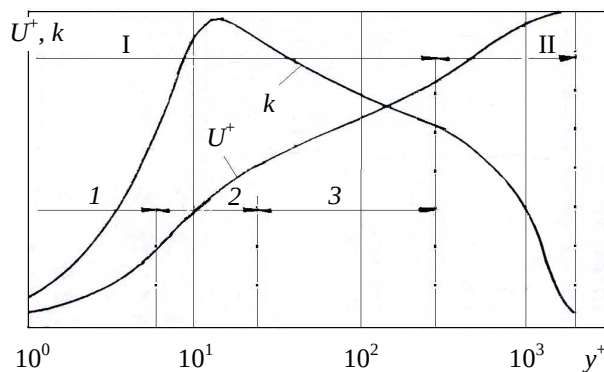
Г. Шлихтинг одним из первых разработал схему распределения скорости и линий тока в пограничном слое при продольном обтекании плоской пластины, где периодически возникают турбулентные вихри. А. Пуанкаре много размышлял о предмете гидродинамики, считая, что турбулентность легко увидеть, но сложно понять [14]. В. Гейзенберг, основатель квантовой механики, предложил свою теорию турбулентности, которая, однако, не получила всеобщего признания. Недаром в свое время говорили, что турбулентность — это кладбище теорий [15]. Различные схемы образования вихрей в пристенной зоне разрабатывались в ходе исследований 1960—1970 гг., а также более современных работ [15].

Важным моментом этого процесса является неустойчивое взаимодействие между зонами ускоренной и замедленной жидкости. Предполагается, что образование поперечного вихря обусловлено движением ускоренной жидкости. В то же время замедленная жидкость, хотя и участвует в образовании вихря, не является причиной его возникновения. Вихрь смещается в направлении потока с меньшей скоростью, чем средняя скорость течения. Особо отмечается четкая связь между появлением поперечных вихрей и выбросом замедленной жидкости из пристенной области. Наличие этих вихрей способствует выбросу малого объема жидкости во внешнюю область течения и вторжению жидкости из внешней области в пристенную [16, 17]. Анализ механизма порождения турбулентности показал, что возникающие вихревые структуры являются универсальными в разных течениях (пограничных слоях, каналах, трубах). Впоследствии было обнаружено, что течение в области вязкого подслоя является не двумерным, а трехмерным с появлением характерных возмущений в виде пятен или продольных, медленно движущихся струй типа вихревых жгутов (рис. 3) [18].

Исследования показали, что основная доля энергии турбулентности k генерируется в буферном слое, откуда переносится к стенке и внешней границе пограничного слоя (рис. 4) [16]. По современным представлениям внутри пограничного слоя существуют определенные



Р и с. 3. Трехмерная схема течения в пристенной области турбулентного пограничного слоя [18]: 1 — направление потока; 2 — обтекаемая поверхность (стенка); 3 — разрушение вихревых элементов; 4 — граница вязкого подслоя; 5 — турбулентный профиль скорости



Р и с. 4. Закономерности изменения средней скорости и энергии турбулентности в поперечном сечении пограничного слоя [16]: I, II — пристенная и внешняя область соответственно; 1, 2, 3 — вязкий, буферный слой и слой с логарифмическим распределением скорости соответственно (U^+ — безразмерная скорость; k — интенсивность генерации энергии турбулентности; y^+ — безразмерная координата)

структуры, ответственные за генерацию турбулентности и перенос импульса и тепла. Знания о свойствах этих структур позволяют найти рациональные подходы к расчету интенсивности теплообмена. Однако в обзоре [10] указано, что общепринятая концепция дробления вихрей как главного механизма турбулентности не только не может объяснить некоторые наблюдаемые факты, но и содержит внутренние противоречия. Авторы обзора считают, что определяющим является не распад, а растяжение вихрей. Эволюция растягивающихся вихревых нитей (филаментов) и их свойства выводятся из уравнений Навье—Стокса. Эта модель позволяет объяснить характеристики скорости и перемежаемости, придает физический смысл теории.

Уравнения сохранения массы, количества движения и энергии. Для постоянных

свойств теплоносителя система дифференциальных уравнений сохранения пограничного слоя в двумерных координатах имеет вид:

уравнение массы (неразрывности)

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0; \quad (3)$$

уравнение количества движения (импульса)

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial u}{\partial y} - \overline{u'v'} \right); \quad (4)$$

уравнение энергии

$$u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(a \frac{\partial t}{\partial y} - \overline{t'v'} \right), \quad (5)$$

где u , v — продольная и поперечная скорость соответственно, м/с; ρ — плотность среды, кг/м³; P — давление, Н/м²; ν — кинематическая вязкость, м²/с; u' , v' — пульсация продольной и поперечной скорости соответственно, м/с; a — молекулярная теплопроводность, м²/с; t , t' — температура и пульсация температуры соответственно, К [1, 18]. Для течения в круглых трубах необходимо использовать цилиндрические координаты.

Мгновенные гидродинамические параметры потока представляются в виде суммы усредненной величины (во времени) и ее пульсационной составляющей. Это означает, что гидродинамическая величина является случайной, усреднение которой во времени дает ее математическое ожидание, пульсационная составляющая — дисперсия случайной величины. При решении уравнений (4), (5) выдвигаются гипотезы относительно пульсаций скорости и температуры, затем вводятся коэффициенты турбулентного обмена импульсом и теплом на основании соотношений

$$\overline{u'v'} = -\nu_T \frac{\partial u}{\partial y}; \quad (6)$$

$$\overline{t'v'} = -a_T \frac{\partial t}{\partial y}. \quad (7)$$

Исходя из уравнений (1), (6), (7), турбулентное число Прандтля записывается как

$$\text{Pr}_T = \frac{\overline{u'v'}}{\overline{t'v'}} \frac{\partial t / \partial y}{\partial u / \partial y}. \quad (8)$$

Если подставить уравнения (6), (7) в (4), (5), то получаются выражения для уравнения импульса и энергии соответственно:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left[(v + v_T) \frac{\partial u}{\partial y} \right]; \quad (9)$$

$$u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[(a + a_T) \frac{\partial t}{\partial y} \right]. \quad (10)$$

Уравнение энергии (10) после преобразования с учетом того, что $a = v/Pr$ и $a_T = v_T/Pr_T$, приводится к виду

$$u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ v \left[\frac{1}{Pr} + \frac{v_T/v}{Pr_T} \right] \frac{\partial t}{\partial y} \right\}. \quad (11)$$

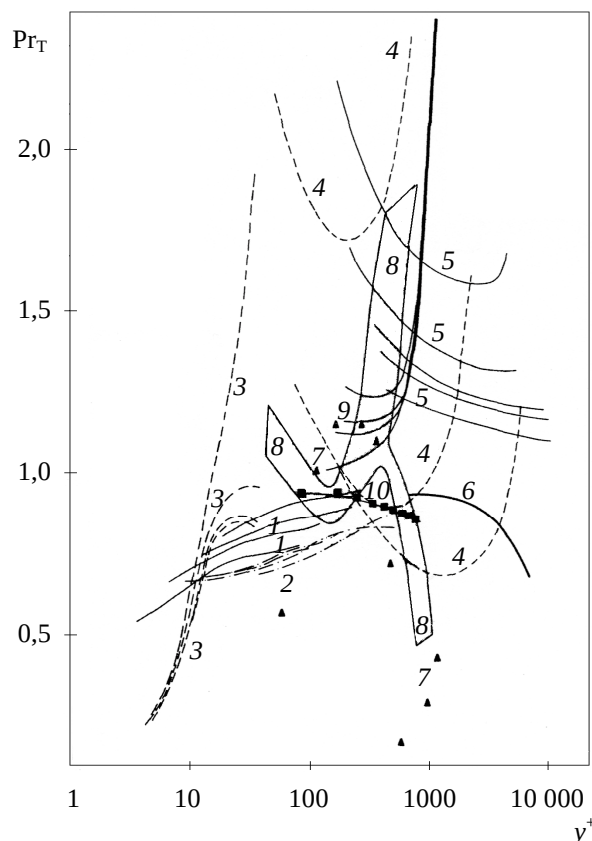
В соответствии с выражениями (8), (11) для определения числа Pr_T в пограничном слое необходимо измерить в каждой его точке касательное напряжение, плотность теплового потока, градиенты скорости и температуры и их пульсационные составляющие. Такие комплексные измерения выполняются редко, так как связаны с значительными трудностями. В результате возникает заметное расхождение между значениями турбулентного числа Прандтля (рис. 5) [19—29]. Другая причина разброса обусловлена необходимостью дифференцирования функций $u = f(y)$ и $t = f(y)$, в ходе которого при определении коэффициентов турбулентного переноса импульса v_T и тепла a_T увеличивается погрешность. Поэтому отношение этих двух величин и конечное число Pr_T определяются с большой погрешностью.

Анизотропия коэффициентов турбулентного теплообмена. При анализе плотности теплового потока и касательного напряжения предполагается справедливость законов аддитивности для переноса импульса и тепла около стенки, а именно

$$q = -(\lambda + \lambda_T) \frac{dt}{dy} \quad \text{или} \quad \frac{q}{\rho C_p} = -(a + a_T) \frac{dt}{dy}; \quad (12)$$

$$\tau = (\mu + \mu_T) \frac{du}{dy} \quad \text{или} \quad \frac{\tau}{\rho} = (v + v_T) \frac{du}{dy}, \quad (13)$$

где q — плотность теплового потока, Вт/м²; λ — коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); λ_T — турбулентная теплопроводность, Вт/(м·К); t — температура, К; C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг·К); μ — ди-



Р и с. 5. Зависимость турбулентного числа Прандтля от безразмерной координаты y^+ по экспериментальным данным [19, 20]: 1—6 — воздух, $Pr = 0,7$, $Re, 10^4$: 0,7—53, прямоугольный канал размером 305×175 мм [21] (—); 1,1—5, труба диаметром 37,5 мм [22] (---); 1,1—5, корректировка результатов [22] с учетом вязкой диссипации энергии [23] (---); 32,3—37,4, $M = 0,63$ —0,87, труба диаметром 30 мм [24] (—); 370, течение вдоль плоской горизонтальной пластины [25] (▲); 2,5—3,5, нисходящий поток в трубе диаметром 750 мм [26] (□); 7—9 — ртуть, $Pr = 0,02$, $Re, 10^4$: 3,7—37, вертикальная труба диаметром 38 мм [27] (---); 25—80, труба диаметром 41 мм [28] (—); 5,4—9,6, труба [29] (—); 10 — этиленгликоль, при $Pr = 5,7$ и $14,3$, $Re = (1—5)10^4$, труба диаметром 51,5 мм [30] (■)

намическая вязкость, Па·с; μ_T — турбулентная динамическая вязкость, Па·с. Турбулентные характеристики потока λ_T , a_T , μ_T , v_T зависят от безразмерного расстояния y^+ и чисел подобия — Re и Pr .

Турбулентный пограничный слой является анизотропной средой. Анизотропия турбулентности может быть учтена посредством использования коэффициентов турбулентного переноса импульса и тепла не в форме скаляров, а тензоров, например, второго ранга [30, 31]. Простейшая форма уравнения температурного поля имеет вид

$$\rho C_p \frac{d\bar{t}}{d\tau} = \lambda \nabla^2 - \text{div} q_T, \quad (14)$$

где $q_T = \rho C_p \overline{u't'}$ — вектор плотности турбулентного теплового потока, Вт/м²; u' , t' — пульсации скорости и температуры, м/с, К соответственно. По измеренным полям температуры в трубе, где температура стенки зависит от угла ϕ , были вычислены коэффициенты турбулентной теплопроводности с учетом анизотропии. Аналогичные результаты, относящиеся к массопереносу, были определены в исследованиях [32]. Найдено [33], что уравнение для плотности турбулентного теплового потока может быть записано в виде

$$q_{T,x} = -\lambda_{T,x} \frac{\partial \bar{t}}{\partial x} - \lambda_{T,r} \frac{\partial \bar{t}}{\partial r}, \quad (15)$$

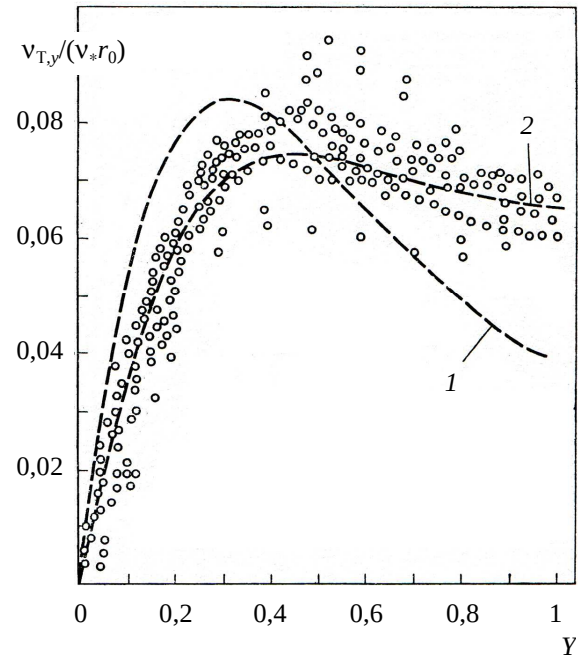
где $\lambda_{T,y}$, $\lambda_{T,r}$ — продольная и поперечная (по радиусу) турбулентная теплопроводность, Вт/(м·К); $\partial \bar{t} / \partial x$ вычисляется по уравнению теплового баланса, исходя из расхода газа и теплового потока, $\partial \bar{t} / \partial r$ — по измеренному полю температуры.

Анализ показывает, что для турбулентных течений, таких, как пограничный слой и в трубах, характерна значительная анизотропия коэффициентов турбулентного обмена. В работах [31, 34] обсуждаются сложности замыкания уравнения (14), независимо от того, принимаются коэффициенты турбулентного теплообмена скалярами или тензорами. В этом случае возникают трудности с вычислением компонентов тензора. На рис. 6 показано экспериментальное изменение поперечной турбулентной вязкости $\nu_{T,y}$ вдоль сечения круглой трубы. Расчетные данные определяли по соотношению

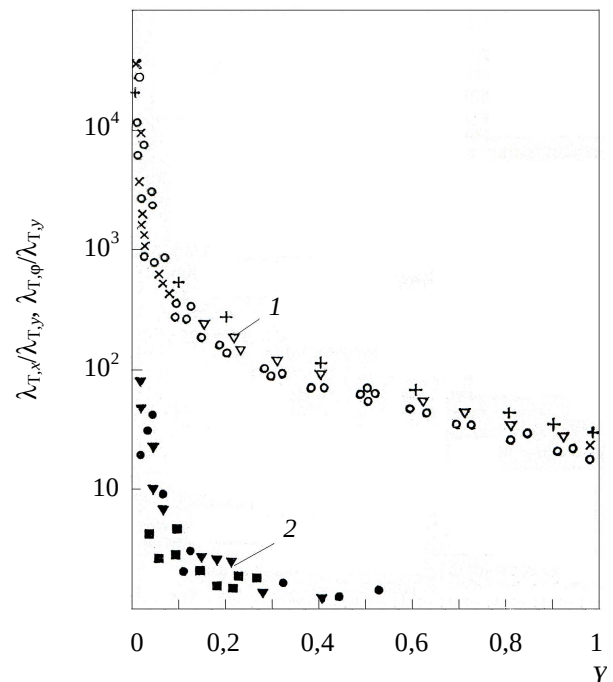
$$\nu_{T,y} = C_{D3} E^2 / D, \quad (16)$$

где E — турбулентная энергия, Дж; D — скорость диссипации турбулентной энергии, м²/с³; $C_{D3} = 0,09$ [34]. Однако экспериментальное определение коэффициентов турбулентного обмена по разным направлениям x , y , z или ϕ представляет большую трудность.

На рис. 7 показана анизотропия турбулентной теплопроводности в виде изменения отношений $\lambda_{T,x} / \lambda_{T,y}$ и $\lambda_{T,\phi} / \lambda_{T,y}$ по сечению круглой



Р и с. 6. Изменение поперечной турбулентной вязкости по сечению круглой трубы ($Y = y/r_0$) [34]: 1 — расчет по уравнению (16); $\circ$, 2 — эксперимент и усреднение его данных



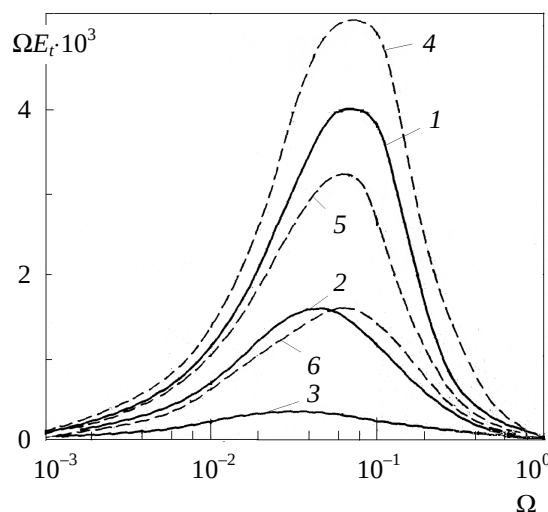
Р и с. 7. Анизотропия турбулентной теплопроводности по сечению круглой трубы ($Y = y/r_0$) [34]: 1 — $\lambda_{T,x} / \lambda_{T,y}$; 2 — $\lambda_{T,\phi} / \lambda_{T,y}$

трубы, где $\lambda_{T,x}$, $\lambda_{T,y}$, $\lambda_{T,\phi}$ — продольная, поперечная и тангенциальная турбулентная теплопроводность. Отношение $\lambda_{T,x} / \lambda_{T,y}$ вычисляли по экспериментальным значениям комплекса из произведения пульсаций локальной скорости

потока и температуры $\langle w'_x t' \rangle$ [33], отношение $\lambda_{T,\phi}/\lambda_{T,y}$ — на основе опытных данных [32]. Видно, что $\lambda_{T,x}$ в 100—1000 раз, $\lambda_{T,\phi}$ — в 10—100 раз превышают поперечную теплопроводность $\lambda_{T,y}$ [34]. Хотя соотношения (14), (15) и позволяют объяснить некоторые факты, но инженерные расчеты с использованием этих уравнений для учета эффектов анизотропии величин v_T и a_T пока не обладают приемлемой точностью.

Влияние теплофизических свойств поверхности на коэффициенты турбулентного обмена. При обтекании гладкой поверхности пульсации скорости на стенке равны нулю, но для нахождения пульсаций температуры необходимо рассматривать сопряженную задачу стенка—поток. Пульсации температуры вблизи обогреваемых поверхностей с разными теплофизическими свойствами измерены в исследованиях [35—38]. Предварительные расчеты были выполнены в работе [37], их сравнение — в [38]. Аналитическое решение сопряженной задачи о пульсациях температуры в вязком подслое турбулентного потока и в стенке приведено в работе [37]. При этом интенсивность пульсаций температуры σ_t в стенке линейно зависит от плотности теплового потока $\sigma_t \sim q$ и отношения $\sigma_t/\Delta t_\alpha \sim 0,055$ при $Re = (1—5)10^4$, где Δt_α — температурный напор [35]. Экспериментально найдено, что в потоке ртути при $Pr = 0,025$ масштаб и характер пульсаций температуры вблизи поверхности различны для разных сочетаний материал стенки—жидкость [38].

На рис. 8 показано распределение пульсаций температуры E_t в зависимости от безразмерной угловой частоты Ω в вязком подслое ртути для трех типов материалов (текстолит, коррозионно-стойкая сталь и медь). Значения комплекса ΩE_t приведены на поверхности стенки ($y^+ = 0$) и на расстоянии $y^+ = 5$, где $\Omega = \omega v/v_*$; ω — частота пульсаций температуры; v — кинематическая вязкость, m^2/c ; v_* — динамическая скорость, m/c . При $y^+ = 0$ отношение максимальных значений ΩE_t для текстолита и меди равно 11,5, для коррозионно-стойкой стали и меди — 4,6. На расстоянии $y^+ = 5$ эти соотношения равны 3,1 и 2 соответственно. Таким образом, несмотря на затухание влияния стенки, оно оказы-



Р и с. 8. Распределение пульсаций температуры в вязком подслое ртути при $Pr = 0,025$ при обтекании стенок из текстолита (1, 4), коррозионно-стойкой стали (2, 5), меди (3, 6), на поверхности стенки ($y^+ = 0$) (—), на расстоянии ($y^+ = 5$) (---) [37]

вается достаточно существенным в жидких металлах на большом расстоянии [37]. Анализ влияния материала поверхности на коэффициенты турбулентного переноса импульса и тепла, следовательно, и на число Pr_T еще предстоит выполнить. Однако отмеченное влияние свойств материала поверхности на пульсации температуры в турбулентном потоке указывает на возможное влияние и на число Pr_T .

Оценка турбулентного числа Прандтля.

В простейшей модели пограничного слоя — аналогии Рейнольдса коэффициенты турбулентного обмена импульсом и теплом считаются одинаковыми: $v_T = a_T$ и $Pr_T = 1$. Между тем измерения показывают, что число Pr_T отклоняется от единицы. Теплопередачу при $Pr_T \neq 1$ пытались подробно исследовать, но, в основном, исходя из данных, полученных до 1960-х гг.

Вдали от вязкого подслоя при $y^+ > 30$ профиль скорости в турбулентной зоне подчиняется логарифмическому закону, так называемому закону стенки [39]

$$U^+ = A \ln y^+ + B. \quad (17)$$

Профиль температуры также подчиняется аналогичному закону

$$T^+ = C_1 \ln y^+ + C_2, \quad (18)$$

где $U^+ = u/v_*$ — безразмерная скорость; y^+ — безразмерная координата; $T^+ = (T - T_0)/T_*$ —

безразмерная температура; $T^* = q/\rho C_p v^*$ — масштаб температуры, К; A, B, C_1, C_2 — константы. Если продифференцировать уравнения (17), (18) с учетом безразмерных величин U^+, T^+ и y^+ и подставить в уравнение (8), то турбулентное число Прандтля должно быть постоянным:

$$Pr_T \sim \frac{dT/dy}{du/dy} = \frac{dT^+/dy^+}{dU^+/dy^+} \sim \frac{C_1}{A}. \quad (19)$$

В зависимости от молекулярного числа Прандтля возможны разные соотношения между ним и турбулентным числом Прандтля. Так, при $Pr \geq 1$ молекулярная вязкость и теплопроводность значительно меньше турбулентных ($\nu \ll \nu_T$ и $a \ll a_T$), следовательно, при $y^+ \geq 30$ этими параметрами можно пренебречь. В случае $Pr \ll 1$ для области действия логарифмических законов распределения скорости и температуры наблюдается большой разброс.

В работе [40] измерены профили скорости и температуры для потока воздуха вдоль плоской пластины, которые аппроксимировали зависимостями, отвечающими закону стенки:

$$U^+ = 2,44 \ln y^+ + 5; \quad (20)$$

$$T^+ = 2,075 \ln y^+ + 3,9. \quad (21)$$

Исходя из уравнения (19), определено, что $Pr_T = 2,075/2,44 = 0,85$. В то же время разные исследователи [1] получили $Pr_T = 0,73—0,92$ для потока воздуха при $Pr = 0,7$ и $Re = 6400—15412$. В экспериментах для потока воды при $Pr = 5,9$ и $Re = 287$ [41] и трансформаторного масла при $Pr = 64$ и $Re = 195$ [32, 42] найдено, что $Pr_T = 0,85$. Главной проблемой являлось получение достаточно точного распределения температуры при высоких числах Рейнольдса. Сделано заключение, что при $Pr = 0,7—100$ турбулентное число Pr_T может быть равно 0,85 [1].

Аналитические расчеты турбулентного числа Прандтля. Для проведения таких расчетов необходимо сначала определить основные параметры, от которых оно зависит, и выработать рациональную схему использования экспериментальных данных. За последние 60 лет разработаны десятки аналитических моделей. В большинстве из них анализировали экспериментальные данные, полученные для потоков жидких металлов в трубах. Первые предположения были выполнены Р. Дженкинсом [43], выдвинувшим идею о переносе тепла от турбулентно-

го вихря при его движении в потоке. Он предположил, что вихрь отдает или воспринимает свое тепло за счет теплопроводности во время перемещения по нормали от стенки. Дальнейшие модели основывались на развитии этой идеи, однако все они содержали константы, которые необходимо было получить путем согласования с экспериментальными данными о теплообмене.

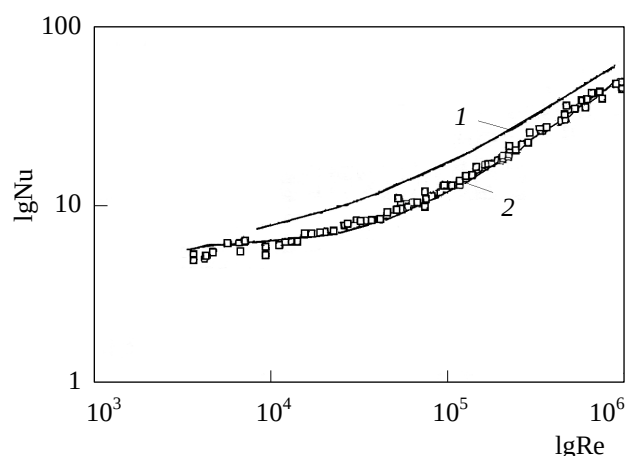
В нашей стране такую гипотезу использовали для разработки методики приближенного расчета теплоотдачи расплавленных металлов [44], а также модели расчета турбулентного числа Прандтля [45]. Исходя из предположения, что поле усредненной скорости и временные характеристики ее пульсаций известны, была выполнена постановка обратной задачи математической физики. Модель основывалась на учете эффекта потери теплосодержания и импульса турбулентным полем шарообразной формы на длине пути смещения. Возникновение такого эффекта объяснялось влиянием молекулярной теплопроводности и вязкости теплоносителя.

Существует аналитическое решение [46], основанное на методе ренормализационных групп. Это решение, по-видимому, позволяет исключить необходимость ввода и использования экспериментальных данных. Получено сложное соотношение в виде функции $\nu_T/\nu = F(Pr, Pr_{эф})$, связывающей турбулентные характеристики потока с числами Pr и $Pr_{эф}$, где $Pr_{эф} = (\nu + \nu_T)/(a + a_T)$. С помощью числа $Pr_{эф}$ была получена неявная зависимость $Pr_T = (0,7/Re_T) + 0,85$ при $Pr = 0,0058—65$, где $Re_T = RePr_T$.

Анализ показал, что лучшее согласие с опытными данными для жидких металлов [46—48] дает выражение $Pr_T = (2/Re_T) + 0,85$. Оно легко приводится к виду квадратичного закона

$$(Pr_T)^2 - 0,85Pr_T - 2/Re = 0. \quad (22)$$

Отмечали хорошее соответствие между расчетными по соотношению (22) и экспериментальными результатами, полученными при постоянной скорости нагрева для сплава NaK при $Pr = 0,0153$ [47] (рис. 9). Аналогичное согласие наблюдали в экспериментах [48] для сплава NaK и ртути при $Pr = 0,019—0,029$, а также [49] для



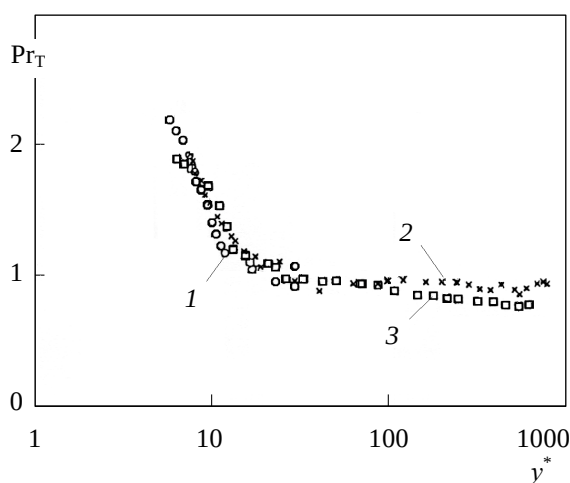
Р и с. 9. Определение турбулентного числа Прандтля в сплаве NaK при $Pr = 0,0153$ и постоянной скорости нагрева [47]: 1 — эксперимент, $Pr_T = 0,85$; 2 — расчет Pr_T по уравнению (22)

сплава NaK при $Pr = 0,023—0,0245$ и постоянной температуре поверхности. Если значения Pr_T имеют порядок единицы, то последний член в формуле (22) при $Re \geq 10^4$ вносит малый вклад и им можно пренебречь. Но очевидно, что данная зависимость в двойных логарифмических координатах $Nu—Re$ не может быть достаточно точной.

На рис. 10 показаны экспериментальные данные по определению турбулентного числа Прандтля для воды при $Pr = 0,7$ [50], которые аппроксимированы выражением

$$Pr_T = 1 + 0,855th[0,2(y^+ - 7,5)]. \quad (23)$$

Для сравнения приведены данные экспериментов [40, 51] для воздуха при $Pr = 0,7$. Анализ представлений о турбулентном числе Прандтля,

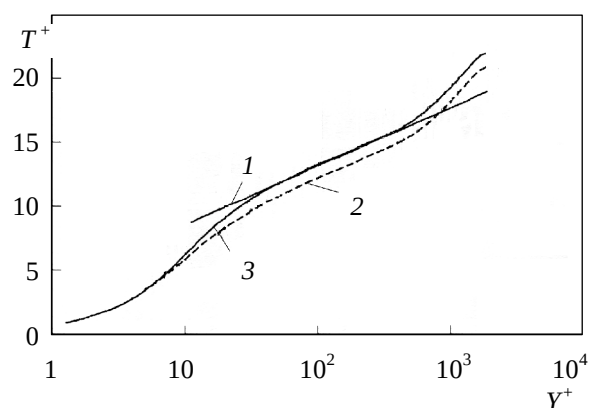


Р и с. 10. Экспериментальное определение турбулентного числа Прандтля при $Pr = 0,7$: 1 — вода [50]; 2, 3 — воздух [40], [51] соответственно

накопленных за период 1970-х годов [52, 53], и их дальнейшее развитие позволили предложить более сложное соотношение для турбулентного числа Прандтля $Pr_T = F(v_T/v, y^+)$ [54]. При $y^+ > 30$ оно дает $Pr_T \sim 0,8$, однако при $y^+ < 10$ наблюдается сильный разброс данных.

Исходя из экспериментального распределения температуры для воздуха при $Pr = 0,7$ [40], был выполнен расчет поля температуры двумя методами при разных турбулентных числах Прандтля. Первый метод — при постоянном $Pr_T = 0,85$ на основе модели для длины пути смешения [1], второй — при Pr_T , определенном по соотношению $Pr_T = F(v_T/v, y^+)$ из работы [54]. При этом $Re_m = 4510$, $Re_h = 5179$, где Re_m — число Рейнольдса для пограничного слоя толщиной δ_2 при переносе импульса; Re_h — число Рейнольдса для пограничного слоя толщиной Δ_2 при переносе теплоты (энтальпии). Эти величины определяются соотношениями $Re_m = \delta_2 u_\infty / \nu$, $Re_h = \Delta_2 u_\infty / \nu$, где u_∞ — скорость потока на внешнем крае пограничного слоя, м/с. Наблюдается хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных, аппроксимированных уравнением (21) (рис. 11).

С уменьшением теплопроводности среды (с увеличением числа Прандтля) толщина теплового пограничного слоя снижается. Как следствие возрастают трудности измерения профиля температуры и пульсационных характеристик потока (t' , u' , v') в соответствии с уравнением (8). В работе [55] рассмотрен альтернативный путь, заключающийся в решении обратной задачи. По



Р и с. 11. Температурное поле для воздуха при $Pr = 0,7$ и разным турбулентном числе Прандтля: 1 — эксперимент [40]; 2, 3 — расчет при $Pr_T = 0,85$ [1] и $Pr_T = F(v_T/v, y^+)$ [54] соответственно

хорошо известным апробированным экспериментальным зависимостям $Nu = f(Re, Pr)$ вычисляется $Pr_T = f(Pr)$. Исследования показывают, что турбулентное число Прандтля изменяется в диапазоне 0,1—1 при $Pr = 1—12\,500$ для потока в круглой трубе. Турбулентное число Прандтля приведено в таблице с погрешностью $\pm 4\%$: $Pr_T = 1,01 - 0,09Pr^{0,36}$ при $1 < Pr < 45$, $Pr_T = 1,01 - 0,25\lg Pr$ при $145 < Pr < 1800$, $Pr_T = 0,99 - 0,44(\lg Pr)^{0,5}$ при $1800 < Pr < 12\,500$.

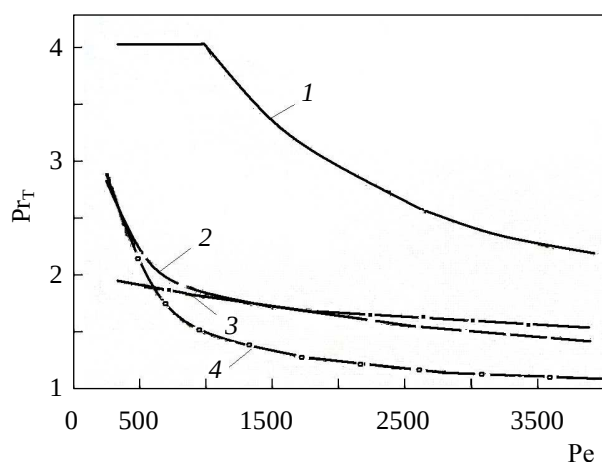
В случае жидких металлов наблюдается существенный разброс турбулентного числа Прандтля. На основе экспериментальных данных для потока эвтектики Pb—Bi в круглой трубе диаметром 30 мм при 200 °С, расходе 0,4—6,5 кг/с, $Pr = 0,035$, $Pe = 240—3920$ [56] выполнен расчет числа Pr_T по четырем моделям [57, 58, 2, 59] (рис. 12). Среди них наилучшее соответствие с экспериментом обеспечивает модель [57], которая дает наибольшее значение числа $Pr_T \sim 4,12$:

$$Pr_T = \begin{cases} 4,12 & \text{при } Pe \leq 1000; \\ \frac{0,01Pe}{\left[0,18Pe^{0,8} - (7 - A)^{1,25}\right]} & \text{при } 1000 < Pe \leq 6000, \end{cases} \quad (24)$$

где

$$A = \begin{cases} 5,4 - 9 \cdot 10^{-4} Pe & \text{при } 1000 < Pe \leq 2000; \\ 3,6 & \text{при } 2000 < Pe \leq 6000. \end{cases} \quad (25)$$

Расчеты по уравнениям (24), (25) сравниваются с моделями, разработанными для жидких металлов, а именно



Р и с. 12. Турбулентное число Прандтля в потоке эвтектики Pb—Bi в круглой трубе при $Pr = 0,035$ для модели [57] (1), [58] (2), [2] (3), [59] (4)

Экспериментальное турбулентное число Прандтля в потоке разных сред в круглой трубе [51]

Температура, °С:	Число Pr	Число Pr_T
Вода		
180	1	0,92
100	1,7	0,89
80	2,2	0,88
60	3	0,86
40	4,3	0,85
20	7	0,83
5	11,2	0,81
CO ₂		
25	15	0,78
Этиленгликоль		
100	22,4	0,74
80	32,4	0,7
70	41,9	0,66
60	51	0,64
50	67,2	0,6
40	93	0,55
36	106,5	0,53
32	123,6	0,51
28	142,8	0,49
24	169,7	0,48
20	204	0,45
16	252	0,41
12	321	0,38
8	407	0,35
6	458	0,34
4	506	0,33
2	557	0,32
0	617	0,31
Масло для двигателя		
60	1050	0,25
Глицерин		
50	1630	0,20
45	1834	0,19
40	2450	0,18
38	2736	0,17
34	3742	0,16
30	5380	0,14
28	6430	0,13
26	7679	0,122
24	9189	0,115
22	10 755	0,109
20	12 500	0,100

$$Pr_T^{-1} = 0,014Re^{0,45}Pr^{0,2} \left[1 - \exp \left(\frac{1}{0,14Re^{0,45}Pr^{0,2}} \right) \right] [58]; \quad (26)$$

$$Pr_T = (1 + 100Pe^{-0,5}) \left(\frac{1}{1 + 120Re^{-0,5}} - 0,15 \right) [2]; \quad (27)$$

$$Pr_T = 0,9 + \frac{182,4}{PrRe^{0,888}} [59]. \quad (28)$$

Последняя модель [59] приводит к самым низким значениям турбулентного числа Прандтля, за исключением области малого числа Пекле, где число Pr_T стремится к 0,9 с увеличением числа Re . К сожалению, авторы [59] предлагаемых зависимостей $Nu = f(Re, Pr)$, часто сообщая об их явно завышенной точности, не дают корректных оценок погрешности таких зависимостей.

Заключение. Экспериментальные и аналитические исследования турбулентного числа Прандтля в широком диапазоне чисел Рейнольдса и Прандтля не дают оснований для получения достаточно точных формул для расчета теплообмена в трубах в связи с большими расхождениями в результатах значений Pr_T . Причинами этих расхождений являются:

ошибки, возникающие при расчете числа Pr_T в виде частного от деления двух коэффициентов турбулентного обмена, которые получаются путем дифференцирования профилей скорости и температуры. Каждая производная определяется с некоторой ошибкой, и как следствие, частное от деления таких производных находится с еще большей ошибкой;

многофакторность числа Pr_T , вызываемая турбулентностью в разных частях потока, физическими свойствами среды и стенки, расстоянием от поверхности и др.

Обзор расчетных корреляций для числа Pr_T приводится в работах [2, 60]. Но аналитические расчеты малопродуктивны в связи с необходимостью введения многих трудно проверяемых предположений. Принципиальные трудности могут быть решены лишь при значительном повышении точности измерений полей скорости и температуры в разных средах с $Pr \geq 1$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kays W.** Turbulent Prandtl number — where we are? — Transac. ASME, J. Heat Transfer, 1994, v. 116, № 2, p. 284—295.
2. **Reynolds A.** The prediction of turbulent Prandtl and Schmidt number. — Intern. J. Heat Mass Transfer, 1975, v. 18, № 9, p. 1055—1069.
3. **Launder B.** Second-moment closure and its use in modeling turbulent industrial flow. — Intern. J. Numerical Meth. in Fluids, 1989, v. 9, № 8, p. 963—985.
4. **Nagano Y., Kim C.** A two-equation model for heat transport in wall turbulent shear flows. — Transac. ASME, J. Heat Transfer, 1988, v. 110, № 3, p. 583—589.
5. **Рогожкин С.А., Аксенов А.А., Жлуктов С.В. и др.** Разработка модели турбулентного теплопереноса для жидкометаллического теплоносителя и ее верификация. — Вычислительная механика сплошных сред, 2014, т. 7, № 3, с. 306—316.
6. **Бородулин В.И., Качанов Ю.С.** Универсальный механизм порождения пристенной турбулентности и детерминированная турбулентность. — Механика жидкости и газа. Вестник Нижегородского ун-та им. Н.И. Лобачевского, 2014, № 4(3), с. 653—655.
7. **Bae Y.** A new formulation of variable turbulent Prandtl number for heat transfer to supercritical fluids. — Intern. J. Heat Mass Transfer, 2016, v. 92, p. 792—806.
8. **Кутателадзе С.С.** Пристенная турбулентность. Новосибирск: Наука, 1973.
9. **Миллионщиков М.Д.** Турбулентные течения в пограничном слое и в трубах. М.: Наука, 1963.
10. **Зыбин К.П., Сирота В.А.** Модель вытягивающихся вихрей и обоснование статистических свойств турбулентности. — Успехи физ. наук, 2015, т. 185, № 6, с. 593—611.
11. **Nedderman R.** The measurements of velocities in the wall region of turbulent liquid pipe flow. — Chem. Engng Sci., 1961, v. 16, № 1—2, p. 120—126.
12. **Trinh K.** Reflections on a penetration theory of turbulent heat transfer. — 2010. Сайт Интернет <http://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1009/1009.2280.pdf>.
13. **Репик Е.У., Соседко Ю.П.** Турбулентный пограничный слой. Методика и результаты экспериментальных исследований. М.: Физматлит, 2007. 312 с.
14. **Пуанкаре А.** Теория вихрей. Пер. с франц. А.А. Килина. Под ред. А.В. Борисова. Ижевск: Научно-издат. центр «Регулярная и хаотическая динамика», 2000. 160 с.
15. **Рюэль Д.** Случайность и хаос. Пер. с франц. Н.А. Зубченко. Под ред. А.В. Борисова. Ижевск: Научно-издат. центр «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. 112 с.
16. **Пядишюс А., Шланчяускас А.** Турбулентный перенос в пристенных слоях. Вильнюс: Моклас, 1987, с. 53—62.
17. **Nychas S., Hershey H., Brodkey R.** A visual study of turbulent shear flows. — Fluid Mech., 1973, v. 61, № 3, p. 513—540.
18. **Галимзянов Ф.Г., Галимзянов Р.Ф.** Теория внутреннего турбулентного движения. Уфа: Эксперт, 1999. 352 с.
19. **Блом Ж., Вриз Д.** О величине турбулентного числа Прандтля. — В сб.: Тепло- и массоперенос. Труды 3-го Всес. совещания по тепло- и массопереносу. Под общ. ред. А.В. Лыкова, Б.М. Смольского. М.: Энергия, 1961, т. 1, с. 147—154.

20. **Blom J.** An experimental determination of the turbulent Prandtl number in a developing temperature boundary layer. Thesis of Doctor Techn. Sci. Eindhoven Technical High School, 1970. 152 p. (Сайт Интернет <https://pure.tuei.nl/ws/files/3487217/51512.pdf>).
21. **Corcoran W., Page F., Schlenger W., Sage B.** Temperature gradient in turbulent gas streams. — *Industrial Engng Chem.*, 1952, v. 44, p. 410—430.
22. **Sleicher C.** Experimental velocity and temperature profiles for air in turbulent pipe flow. — *Transac. ASME*, 1958, v. 80, p. 693—704.
23. **Sage B., Venezian E.** Temperature gradients in turbulent gas streams: effect of viscous dissipation on the evaluation of total conductivity. — *J. Am. Institute Chem. Engin. (AIChE)*, 1961, v. 7, p. 688—692.
24. **Ludwig H.** Bestimmung des Verhältnisses der Austausch-koeffizienten für Wärme und Impuls bei Turbulenten Grenzschichten. — *Zeitschrift für Flugwissenschaften*, 1956, Bd. 4, S. 73—81.
25. **Johnson D.** Velocity and temperature fluctuation measurements in a turbulent boundary layer downstream of a stepwise discontinuity in wall temperature. — *Transac. ASME, J. Appl. Mech.*, 1959, v. 26, p. 325—336.
26. **Johnk R., Hanratty T.** Temperature profiles of air in a pipe. P. I and II. — *Chem. Engng Sci.*, 1962, v. 17, p. 867—892.
27. **Isakoff S., Drew T.** Heat and momentum transfer in turbulent flow of mercury. General Discussion on Heat Transfer. Institute of Mech. Engineers and ASME, 1951, p. 405—449.
28. **Brown H., Amstead B., Short B.** The transfer of heat and momentum in a turbulent stream of mercury. — *Transac. ASME*, 1957, v. 79, p. 279—285.
29. **Sesonke A., Schrock S., Buyoco E.** Eddy diffusivity ratios for mercury flowing in a tube. — *Chem. Engng Progress Symp. Ser.*, 1965, v. 61, № 57, p. 101—107.
30. **Gowen R., Smith J.** Turbulent heat transfer from smooth and rough surfaces. — *Intern. J. Heat Mass Transfer*, 1968, v. 11, № 11, p. 1657—1673.
31. **Галин Н.М.** О тензоре коэффициентов турбулентной теплопроводности. — *Теплофизика высоких темп.*, 1975, т. 13, № 5, с. 984—988.
32. **Quarmby A., Quirk R.** Axisymmetric and non-axisymmetric turbulent diffusion in a plain circular tube at high Schmidt number. — *Intern. J. Heat Mass Transfer*, 1974, v. 17, № 1, p. 143—147.
33. **Ибрагимов М.Х., Субботин В.И., Таранов Г.С.** Определение корреляционной связи между пульсациями скорости и температуры в турбулентном потоке воздуха в трубе. — *Докл. АН СССР*, 1968, т. 183, № 5, с. 1032—1035.
34. **Галин Н.М., Кириллов П.Л.** Тепломассообмен (в ядерной энергетике). М.: Энергоатомиздат, 1987, с. 152—156.
35. **Ибрагимов М.Х., Меркулов В.И., Субботин В.И.** Статистические характеристики пульсаций температуры стенки теплообменника при высоких тепловых потоках. — В сб.: *Жидкие металлы*. М.: Атомиздат, 1967, с. 71—81.
36. **Шланчяускас А.А., Дрижюс М.-Р. М.** Профили температуры в области стенки в турбулентном пограничном слое различных жидкостей. — *Труды АН Литовской ССР*, Сер. Б. Вильнюс, 1971, т. 1, № 64, с. 189—203.
37. **Поляков А.Ф.** Влияние стенки на пульсации температуры в вязком подслое. — *Теплофизика высоких темп.*, 1974, т. 12, № 2, с. 328—337.
38. **Бобков В.П., Грибанов Ю.И., Ибрагимов М.Х. и др.** Измерение интенсивности пульсаций температур при турбулентном течении ртути в трубе. — Там же, 1965, т. 3, № 5, с. 708—716.
39. **Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А., Соловьев С.Л.** Основы полуэмпирической теории турбулентности. — В кн.: *Теплообмен в ядерных энергетических установках*. М.: Изд-во МЭИ, 2003, с. 181—216.
40. **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, Department Mech. Engng, Thermosciences Division, 1972.
41. **Галин Н.М.** О коэффициентах диффузии в анизотропной турбулентности. — *Изв. АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт*, 1980, № 6, с. 130—139.
42. **Quarmby A., Quirk R.** Measurements of the radial and tangential eddy diffusivities of heat and mass in turbulent flow in plain tube. — *Intern. J. Heat Mass Transfer*, 1972, v. 15, № 11, p. 2309—2327.
43. **Tien C.** On Jenkins model of eddy diffusivities for momentum and heat. — *Transac. ASME, J. Heat Transfer*, 1961, v. 83, № 3, p. 389—390.
44. **Воскресенский К.Д., Турилина Е.С.** Приближенный расчет теплоотдачи расплавленных металлов. — В сб.: *Теплопередача и тепловое моделирование*. М.: Изд-во АН СССР, 1959.
45. **Гулевич А.В., Зродников А.В., Пупко В.Я., Шиманский А.А.** Математическая модель турбулентного движения, учитывающая эффекты молекулярной теплопроводности и вязкости. — В кн.: *Применение теории возмущений в инженерных задачах ядерной энергетики*. М.: Энергоатомиздат, 1993, с. 177—192.
46. **Yakhov V., Orszag S., Yakhov A.** Heat transfer in turbulent fluids. 1. Pipe flows. — *Intern. J. Heat Mass Transfer*, 1987, v. 30, № 1, p. 15—22.
47. **Skupinski E., Tortel J., Vautrey L.** Determination des coefficients de convection d'un alliage sodium-potassium dans un tube circulaire. — *Ibid.*, 1965, v. 8, № 6, p. 937—951.
48. **Buhr H., Carr A., Balzhiser R.** Temperature profiles in liquid metals and the effect of superimposed free convection in turbulent flow. — *Ibid.*, 1968, v. 11, № 4, p. 641—654.
49. **Sleicher C., Awad A., Notter K.** Temperature and eddy diffusivity profiles in NaK. — *Ibid.*, 1973, v. 16, № 8, p. 1565—1575.
50. **Hollingsworth D., Kays W., Moffat R.** Measurement and Prediction of the Turbulent Thermal Boundary Layer in Water on Flat and Concave Surfaces. Rep. HMT-41. Stanford: Stanford University, Department Mech. Engng, Thermosciences Division, 1989.
51. **Hishida M., Nagano Y., Tagawa M.** Transport process of heat and momentum in the wall region of turbulent pipe flow. — In: *Proc. of the 8th Intern. Heat Transfer Conf.* San Francisco, USA, 17—22 August 1986, 1986, v. 3, p. 925—930.

52. **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.
53. **Перухов Б.С.** Турбулентность в теории теплообмена. — В сб.: Тепломассообмен-VI. Проблемные доклады 6-й Всес. конф. по тепломассообмену. Минск, 1981, ч. 1, с. 21—51.
54. **Kays W., Crawford M., Weigand B.** Convective Heat and Mass Transfer. 4th Ed. McGraw Hill: Boston, 2005.
55. **Malhotra A., Kang S.** Turbulent Prandtl number in circular pipes. — Intern. J. Heat Mass Transfer, 1984, v. 27, № 11, p. 2158—2161.
56. **Chen F., Huai X., Cai J. e.a.** Investigation on the applicability of turbulent-Prandtl-number models for liquid-bismuth eutectic. — Nucl. Engng Design, 2013, v. 257, p. 128—133.
57. **Cheng X., Tak Nam-il.** Investigation on turbulent heat transfer to liquid-bismuth eutectic flows in tubes. — Ibid., 2006, v. 236, p. 385—393.
58. **Aoki S.** A consideration on the heat transfer in liquid metal. — Bull. Tokyo Institute of Technology, 1963, v. 54, p. 63—73.
59. **Jischa M., Rieke H.** About the prediction of turbulent Prandtl and Schmidt numbers from modeled transport equations. — Intern. J. Heat Mass Transfer, 1979, v. 22, p. 1547—1555.
60. **Hasan B.** Turbulent Prandtl Number and its Use in Prediction of Heat Transfer Coefficient for Liquids. Nahrain University, College of Eng. J. (NUCEJ), 2007, v. 10, № 1, p. 53—64 (сайт Интернет www.iasj.net/iasj?func=fulltext&aId=28939).

Поступила в Редакцию 17.11.16

УДК 621.039.58

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ОКСИДНОГО СЛОЯ, КОАГУЛЯЦИИ И ПЕРЕНОСА ПРОДУКТОВ КОРРОЗИИ В СВИНЦОВОМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕ С ПОМОЩЬЮ МОДУЛЯ OXID КОДА HYDRA-IBRAE/LM

Усов Э.В., Сорокин А.А., Чухно В.И., Мосунова Н.А. (ИБРАЭ РАН, г. Москва)

Метод контроля кислорода, успешно апробированный в атомных подводных лодках, является в настоящее время наиболее обоснованным для минимизации коррозии материалов конструкций реактора в свинцовом теплоносителе [1]. Наличие растворенного в теплоносителе кислорода создает условия для образования на поверхности металлов защитной пленки оксидов железа, в основном, магнетита, препятствующей прямому контакту и растворению компонентов металла в жидком свинце. Последующая частичная диссоциация оксида железа при взаимодействии со свинцом может приводить к локальному насыщению последнего продуктами коррозии вблизи граничной поверхности, что еще более уменьшает интенсивность коррозии металла. Поэтому наличие устойчивой оксидной пленки на поверхности металла способствует значительному замедлению коррозии стали при взаимодействии со свинцовым теплоносителем и повышению безопасности работы реактора. Изменение активности кислорода в теплоносителе вследствие возможных технических проблем может привести к растворению защитной пленки и последующей коррозии оболочек твэлов и стенок трубопроводов. В таких нештатных ситуациях особенно важной является информация об истончении оболочек.

Непосредственно связанными с коррозией являются последующий перенос, коагуляция, осаждение и повторный унос с поверхности полидисперсных частиц, содержащих продукты коррозии. Это тесно связано с массопереносом растворенных и твердых продуктов в охлаждающем контуре реакторной установки с тяжелым жидкометаллическим теплоносителем [2].

Для моделирования образования оксидной пленки и динамики частиц коррозии в свинцовом теплоносителе в теплогидравлический код HYDRA-IBRAE/LM был интегрирован модуль OXID, в котором реализованы математические модели образования и разрушения оксидного слоя на поверхности стали, переноса продуктов коррозии по контуру и коагуляции полидисперсных твердых частиц в потоке теплоносителя [3]. В качестве базовых для расчета образования и роста оксидного слоя рассматриваются модели, разработанные в АО «ГНИИ РФ — ФЭИ» [4, 5], Институте им. П. Шерра (Швейцария) [6] и Аргонской национальной лаборатории (США) [7, 8]. Основными предположениями для моделей являются нерастворимость магнетита в жидкометаллическом теплоносителе, однородное распределение примесей в теплоносителе, за исключением области вблизи поверхности раздела оксид железа—теплоноситель, и взаимо-