

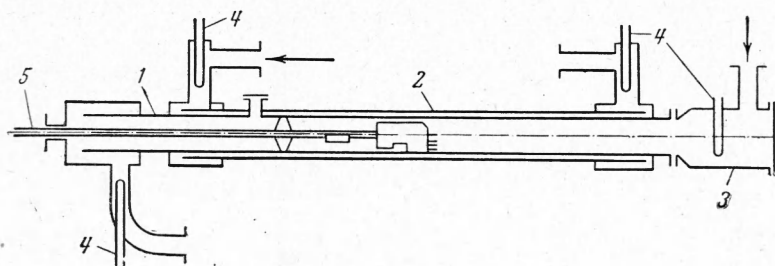
ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПЕРЕНОС ТЕПЛА ПРИ ТЕЧЕНИИ В ТРУБЕ  
ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ С МАЛЫМ ЧИСЛОМ ПРАНДТЛЯ

Л. С. Кокорев, В. Н. Рясов

(Москва)

При расчете теплообмена в турбулентном пограничном слое жидкости с числом Прандтля порядка единицы использование гипотезы Рейнольдса об аналогии турбулентного переноса тепла и количества движения приводит к удовлетворительному соответствию с результатами опытов. Расплавленные металлы имеют числа Прандтля значительно меньше единицы (от 0.05 до 0.005). В расчетах теплообмена при турбулентном течении расплавленных металлов в трубах, выполненных Мартинелли [1] и Лайоном [2], гипотеза Рейнольдса была распространена без достаточного обоснования на случай жидкостей с малым числом Прандтля. К. Д. Воскресенским впервые была сделана приближенная оценка влияния теплопроводности жидкого металла на турбулентный перенос тепла и отмечено, что гипотеза Рейнольдса неприменима в турбулентном потоке жидкого металла. Приближенный расчет отношения коэффициентов турбулентного обмена тепла и количества движения в работах К. Д. Воскресенского [3,4] и Дайслера [5] включает эмпирические константы, определение которых требует сравнения результатов расчета с экспериментальными значениями.

Имеющиеся в литературе экспериментальные значения отношения коэффициентов турбулентного обмена тепла и количества движения  $\varepsilon = \varepsilon_q / \varepsilon_\tau$  в потоках жидких металлов в трубах заметно различаются между собой [6-8]. В отмеченных работах распределение температуры в потоке было измерено подвижными термометрами, перемещающимися по радиусу трубы в заданном сечении. При этом необходимо соблюдать, чтобы условия опытов отвечали требованиям, принятым при обработке результатов измерений: отсутствию нарушений граничных условий, осевой симметрии распределения температуры, стабилизации избыточного температурного профиля по длине трубы и отсутствию влияния естественной конвекции. Введение температурного зонда через стенку трубы в работах [6, 7] может приводить к нарушению первого условия и затрудняет контроль за выполнением остальных требований. В предлагаемой работе измерения распределения температуры в турбулентном потоке ртути в трубе выполнены при помощи продольного температурного зонда, который позволял осуществлять контроль за выполнением перечисленных условий.



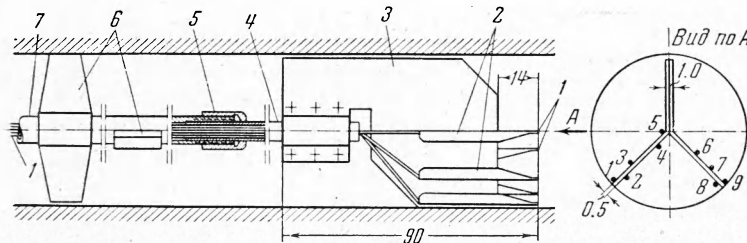
Фиг. 1. Схема теплообменника

Экспериментальная установка представляет обычный замкнутый циркуляционный контур, движение ртути в котором осуществляется центробежным насосом. Схема теплообменника представлена на фиг. 1. Ртуть движется по внутренней трубе 1 теплообменника, которая установлена по центру наружной трубы 2 при помощи установочных винтов.

Внутренняя труба изготовлена из стали 1Х18Н9Т внутренним диаметром 54.0 мм и толщиной стенки 3.0 мм. Длина участка теплообмена составляет 3500 мм или 65 внутренних диаметров трубы. В стенке внутренней трубы по двум диаметрально расположенным образующим про-

фрезерованы канавки, в которые заделаны термопары в восьми сечениях по длине участка теплообмена. Ртуть поступает в теплообменник через успокоительную камеру 3.

Температура ртути и воды на входе и выходе из теплообменника измеряется термопарами, вставленными в термопарные гильзы 4. Температурный зонд 5 введен в поток через сальниковое уплотнение в выходной камере теплообменника. В сальниковой коробке предусмотрен отбор утечек ртути из конгура.



Фиг. 2. Температурный зонд. Расстояния термопар от стенки (правая часть фигуры) в мм: 1—0.50, 2—4.5, 3—9.6, 4—20.9, 5—27.0, 6—15.2, 7—7.4, 8—2.2, 9—0.75

Температурный зонд (фиг. 2) представляет набор термопар, закрепленных на пластине на заранее фиксированных расстояниях от стенки. Зонд имеет поступательную и вращательную степени свободы. Провода термопар 1 уложены в желобки из листовой нержавеющей стали 2, которые приварены к пластине 3 точечной электросваркой. Горячие спаи термопар выведены в поток и изолированы от корпуса и ртути тонким слоем клея БФ-2. Выводы проводов термопар от пластины размещены в пазу стального стержня 4 диаметром 6 мм, который ввинчен в трубку 7 из нержавеющей стали диаметром 8 мм и закреплен накладной гайкой 5. По трубке через сальниковое уплотнение в выходной камере провода термопар выведены к измерительному стенду. Желобки и места ввода термопар в трубку залиты эпоксидным компаундом. Размер горячих спаев термопар вместе со слоем изоляции составлял 0.3 — 0.35 мм. Расстояния термопар от стенки и размер королек были измерены при помощи катетометра с ценой деления 0.01 мм.

Для обеспечения устойчивости зонда в потоке трубка зонда имеет два крыла 6, установленных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Трубка слегка выгнута в плоскости второго крыла и, в силу этого, зонд плотно скользит по стенке трубы.

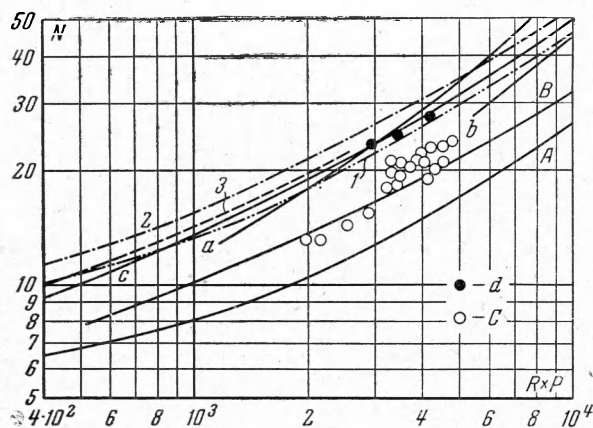
Холодные спаи термопар зонда вставлены в гильзу на выходе ртути из теплообменника. Температура в гильзе измеряется отдельной термопарой, холодный спай которой погружен в сосуд Дьюара с тающим льдом. В качестве электродов термопар использованы медные и константановые провода диаметром 0.12 мм.

Термопары были отградуированы в интервале температур от нуля до 100° С путем сравнения с показаниями медного термометра сопротивления.

При измерении температуры в турбулентном потоке значительное затруднение представляют пульсации температуры во времени. Для того чтобы обеспечить достаточно быстрое и объективное усреднение показаний термопар зонда, в измерительной схеме предусмотрено интегрирующее звено. Сигнал от термопары, частично компенсированный на потенциометре ППТН-1, подается на вход фотокомпенсационного усилителя постоянного тока Ф-16 и затем в интегрирующую цепь. Интегрирующая цепь состоит из пассивных элементов (сопротивлений и емкостей) и имеет посто-

янную времени  $\sim 750$  сек. Применение интегрирующей цепи позволяет производить осреднение показаний термопар в течение минуты с погрешностью, не превышающей 1 мкв. -

Значения коэффициента теплообмена в поверочных опытах с водой удовлетворительно согласуются с расчетом по формуле М. А. Михеева [9]. Данные измерений гидравлического сопротивления трубы, полученные при помощи гидравлического зонда в области чисел Рейнольдса от 20000



Фиг. 3. Коэффициент теплообмена при течении жидких металлов в трубах. Теоретический расчет: 1 — Лайон [2]  $N = 7 + 0.025 (RP)^{0.8}$ , 2 — Кутателадзе [21]  $N = 6.8 + 0.0765 \epsilon^{0.81} P^{0.081} (RP)^{0.73}$  при  $\epsilon=1$  и  $P=0.025$ . Измерения профиля температуры: а — Исаков и Дрю (ртуть) [6], б — Браун и др. (ртуть) [7], в — Субботин и др. [15], г — данные авторов для ртути. Измерения среднего коэффициента теплообмена: А — Михеев и др. [8], В — Джонсон и др. [22], С — данные авторов. Кривая 3 соответствует приближенному расчету авторов для  $P = 0.025$

Нуссельта  $N$ , определенные при помощи измерений температуры стенки, располагаются примерно на 20% ниже по сравнению с теоретическим расчетом Лайона (фиг. 3).

В неизотермических потоках подъемные силы, вызванные термическим расширением жидкости, могут привести к искажениям турбулентного потока по сравнению с изотермическими условиями. Влияние свободной конвекции на турбулентное течение можно оценить при помощи критерия, аналогичного критерию Фруда [11].

$$F = \frac{G}{R^2 \zeta / 8} \quad (1)$$

Здесь  $G$  — критерий Грасгофа,  $\zeta$  — коэффициент гидравлического сопротивления трубы.

В опытах было отмечено значительное влияние свободной конвекции на форму температурного профиля в области чисел  $F > 1$ . Для того чтобы исключить влияние свободной конвекции на измерения распределения температуры, опыты проводились при малых значениях чисел  $F \lesssim 1$ . Наименьшее значение числа  $R$  при этом составляло  $10^5$ .

Измерения температуры в потоке ртути производились в различных сечениях трубы в области от 28 до 57 значений относительной длины от начала участка теплообмена. Показания каждой термопары зонда в данном сечении были осреднены по четырем положениям с шагом по углу  $90^\circ$ . Значения избыточной температуры для каждого измерения температурно-

до 170000, совпадают с расчетом гидравлического сопротивления по эмпирической формуле для гладких труб [10].

В опытах была использована ртуть марки Р-3, которая перед загрузкой в контур подвергалась фильтрованию для удаления механических примесей. Теплообменник включен по схеме противотока. Соотношение весовых расходов воды и ртути в теплообменнике подбиралось из условия равенства водяных чисел. Тепловой поток на стенке рассчитывался по измеренным значениям объемного расхода и подогрева теплоносителя по длине теплообменника.

Средние значения числа

измерений температуры

го профиля приводились к безразмерному виду по формуле

$$\Theta = \frac{t - t_0}{q_0 d / \lambda} \quad (2)$$

Здесь  $q_0$  — среднее значение теплового потока на стенке трубы,  $d$  — диаметр трубы;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности,  $t_0$  — температура стенки (средняя по периметру), определенная путем линейной экстраполяции температурного профиля на стенку трубы по показаниям двух ближайших к стенке термопар зонда

$$t_0 = t_i - \frac{y_i q_0}{\lambda} \quad (3)$$

$(i = 1, 2)$

где  $y_1$  и  $y_2$  — расстояния термопар от стенки, равные соответственно 0.50 и 0.75 мм.

Для оценки максимальной погрешности определения температуры стенки, возникающей при использовании линейной экстраполяции, распределение температуры вблизи стенки было рассчитано при условии  $\varepsilon = 1$  и значениях  $\varepsilon_\tau$  по эмпирической формуле работы [12]. В исследованной области чисел  $R$  погрешность определения температуры стенки путем линейной экстраполяции не превышает 3% средней разности температур между стенкой и жидкостью.

Значения числа Прандтля  $P$  в опытах оставались приблизительно постоянными (0.025 — 0.027). На фиг. 4 данные измерений  $\Theta$  при постоянном значении числа  $P$  представлены в зависимости от числа  $R$  для различных расстояний от стенки. Так как изменение числа  $R$  сравнительно невелико, зависимости  $\Theta = f(R)$  могут быть приближенно представлены в виде прямых линий.

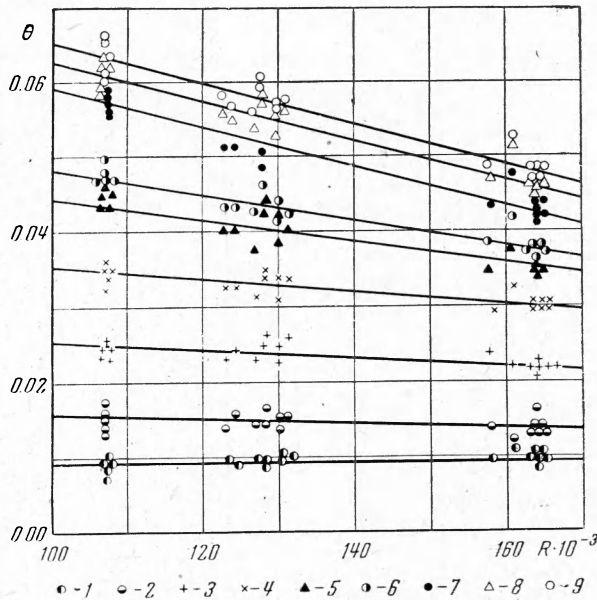
На фиг. 5 температурные профили для трех значений числа  $R$  представлены в полуделогарифмических координатах в виде прямых

$$\Theta = A + B \lg(Y + \Delta Y) \quad (4)$$

где  $Y = y/r_0$  — безразмерное расстояние от стенки;  $r_0$  — радиус трубы;  $A$ ,  $B$  и  $\Delta Y$  — эмпирические величины, являющиеся функциями числа  $R$  (при постоянном значении числа  $P$ ).

Эмпирические значения величин  $A$ ,  $B$  и  $\Delta Y$  для трех значений числа  $R$  (при  $P \approx 0.026$ ).

$R \cdot 10^{-5} =$	1.1	1.3	1.6
$A \cdot 10^2 =$	6.24	5.84	5.05
$B \cdot 10^2 =$	3.63	3.10	2.70
$\Delta Y \cdot 10^2 =$	1.74	1.38	1.06



Фиг. 4. Результаты измерений профиля температуры в зависимости от числа  $R$  для расстояний от стенки в мм: 1—0.50, 2—0.75, 3—2.2, 4—4.5, 5—7.4, 6—9.6, 7—15.2, 8—20.9, 9—27. Линии соответствуют осредненным зависимостям

Коэффициент турбулентного обмена тепла  $\varepsilon_q$  на участке стабилизированного теплообмена при равномерном тепловыделении на стенке можно определить при помощи выражения

$$\varepsilon_q/a = \frac{q/q_0}{2 d\Theta/dY} - 1 \quad (5)$$

Дифференцируя эмпирическую зависимость (4) и подставляя в формулу (5), получим выражение для  $\varepsilon_q/a$  в виде

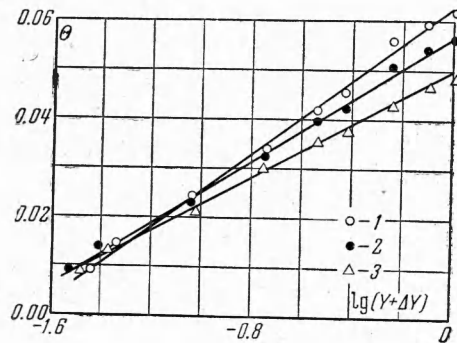
$$\varepsilon_q/a = 1.15 \frac{q/q_0}{(Y + \Delta Y)B} - 1 \quad (6)$$

Отношение локального значения теплового потока  $q$  к значению на стенке определялось из соотношения баланса тепла

$$q/q_0 = \frac{2}{\xi} \int_0^{\xi} U \xi d\xi \quad (7)$$

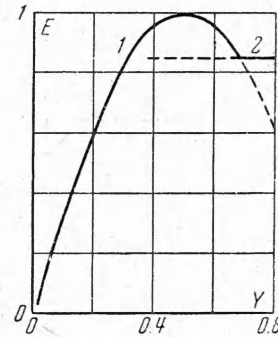
где  $\xi = r/r_0$  — безразмерный радиус,  $U = u/u_m$  — безразмерная скорость,  $u_m$  — средняя скорость потока.

Для распределения скорости в формуле (7) была использована эмпирическая зависимость работы [13].



Фиг. 5

Фиг. 5. Температурные профили в полулогарифмических координатах для трех значений числа  $R10^5$ : 1—1.1, 2—1.3, 3—1.6.



Фиг. 6

Фиг. 6. Значения  $E = \varepsilon_q/\varepsilon_{q\max}$  в зависимости от радиуса трубы. Кривая 1 соответствует обработке температурного профиля в полулогарифмических координатах, прямая 2 — соответствует квадратичному интерполированию профиля в центральной части потока.

Распределения отношения  $E = \varepsilon_q/\varepsilon_{q\max}$  (фиг. 6) по сечению потока, определенные по формулам (5) — (7), описываются одинаковой зависимостью для исследованного интервала чисел  $R$  (кривая 1). В центральной части потока ( $0 < \xi < 0.6$ ) данные измерений температуры могут быть хорошо интерполированы при помощи квадратичной параболы. В этой области  $\varepsilon_q$  приближенно может быть принято равным постоянному значению (прямая 2). Для значений чисел Рейнольдса  $R10^5 = 1.1, 1.3$  и 1.6 численные значения  $\varepsilon_{q\max}/a$  соответственно равны 8.25, 9.75 и 11.3.

На фиг. 7 значения отношения коэффициентов турбулентного обмена тепла и количества движения  $\varepsilon = \varepsilon_q/\varepsilon_\tau$  нанесены в зависимости от числа  $R$  для безразмерного расстояния от стенки  $Y = 0.2$ . Значения  $\varepsilon_\tau$  определялись по эмпирической зависимости работы [13]

$$\varepsilon_\tau = 0.4 v_* y \xi - \nu \quad (v_* = \sqrt{\tau_0/\rho}) \quad (8)$$

где  $\tau_0$  — касательное напряжение на стенке,  $\rho$  — плотность жидкости.



На этом же графике для сравнения приведены значения  $\epsilon$  для турбулентных потоков жидких металлов в трубах [6-8], а также значения  $\epsilon$  для турбулентного потока воздуха в плоском канале работы [14] и для турбулентного потока воды в трубе по экспериментальным результатам настоящей работы. Сравнение значений  $\epsilon$  для жидкостей в широком интервале чисел  $R$  (от 0.02 до 10) позволяет заключить, что влияние числа  $R$  на величину отношения коэффициентов турбулентного обмена тепла и количества движения сравнительно невелико.

Число Нуссельта  $N$  в турбулентном потоке ртути определялось по измеренным профилям температуры при помощи формулы

$$\frac{1}{N} = 2 \int_0^1 \Theta U \xi d\xi \quad (9)$$

Значения числа  $N$ , рассчитанные по формуле (9) для трех значений числа  $R$ , удовлетворительно согласуются с расчетом по формуле Лайона [2], а также с результатами измерений температурного профиля в турбулентных потоках тяжелых и щелочных жидких металлов работы [15] (фиг. 3).

Опубликованные экспериментальные значения отношения коэффициентов турбулентного обмена  $\epsilon = \epsilon_q/\epsilon_\tau$  не позволяют сделать определенный вывод о зависимости  $\epsilon$  от определяющих параметров (чисел  $R$  и  $P$ ) и расстояния от стенки. Результаты расчета на основе полуэмпирических теорий также противоречивы; это можно объяснить тем, что принятая в этих работах модель турбулентного переноса не является совершенной и включает ряд произвольных допущений о характере взаимодействия турбулентных носителей тепла — «молей» — с окружающей жидкостью.

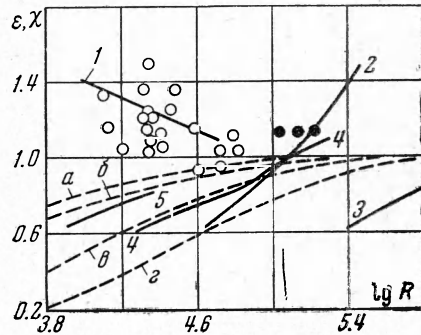
Теоретическими и экспериментальными работами установлено, что коэффициент турбулентной диффузии при действии мгновенного источника в турбулентном потоке сначала равен нулю и асимптотически приближается к постоянному значению для промежутков времени, больших по сравнению с временным лагранжевым масштабом турбулентности [16, 17]. Относительное изменение коэффициента турбулентной диффузии  $D$  для промежутков времени, сравнимых с временным масштабом турбулентности, представим в виде функции  $\phi(r, \tau) = D/D^*$ , где  $D^*$  — локальный коэффициент диффузии для промежутков времени, больших по сравнению с временным масштабом турбулентности.

Для однородного турбулентного потока функцию  $\phi$  можно представить в виде [16]

$$\phi = \frac{1}{L} \int_0^\tau g(\tau - \tau') d\tau' \quad \left( L = \int_0^\infty g(\tau) d\tau \right) \quad (10)$$

Здесь  $L$  — лагранжев временной масштаб турбулентности,  $g(\tau - \tau')$  — лагранжев коэффициент корреляции пульсационных составляющих скорости частицы жидкости в два последовательных момента времени  $\tau'$  и  $\tau$ .

Соотношения полуэмпирической теории турбулентности Прандтля [18] включают принцип локальности, согласно которому осредненные пульсационные характеристики в данной точке турбулентного потока



Фиг. 7. Значения  $\epsilon$  в зависимости от числа  $R$  для безразмерного расстояния от стенки  $Y = 0.2$ : 1 — Пэйдж и др. [14], 2 — Исаков и Дрю [6], 3 — Браун и др. [7], 4 и 5 — Субботин и др. [8] соответственно для тяжелых и щелочных металлов. Черные и белые точки — данные авторов соответственно для ртути и воды. Пунктирные линии соответствуют формуле (13) для значений чисел  $P$ : а — 0.05, б — 0.025, в — 0.01, г — 0.005.

могут быть выражены через длину пути перемешивания  $l$  и градиент средней скорости  $du/dy$ , представляющими соответственно пространственный и временной масштабы неоднородного турбулентного потока в этой же точке потока. В связи с этим применение соотношения (10) в рамках полуэмпирической теории не должно вызывать значительных возражений.

Согласно положениям теории механического подобия Кармана пульсационные движения в различных точках турбулентного потока являются подобными, т. е. различаются лишь

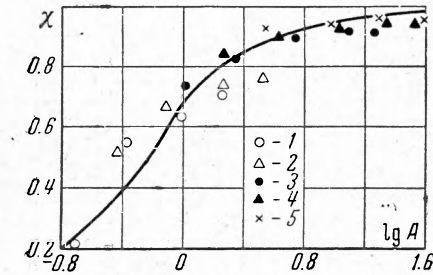
масштабами длины и времени [19]. На этом основании коэффициент корреляции  $g(\tau)$  можно представить в виде функции безразмерного аргумента  $\tau/L$

$$g(\tau) = g(\tau/L) \\ (L \approx \frac{1}{du/dy})$$

В теории «длины пути перемешивания» Прандтля коэффициент корреляции  $g$  имеет вид  $g = 1$  при  $\tau/L \leq 1$  и  $g = 0$  при  $\tau/L > 1$ .

В проведенном расчете была использована сглаженная зависимость

$$g(\tau/L) = \exp(-\tau/L) \quad (11)$$



Фиг. 8. Результаты расчета  $\chi = \epsilon_q / D^*$  в зависимости от параметра  $A$  при  $P = 0.025$  и значениях чисел  $R$ : 1 — 5000, 2 — 10000, 3 — 50000, 4 — 100000, 5 — 200000. Кривая соответствует формуле (13)

где для временного масштаба принято выражение  $L = (du/dy)^{-1}$ .

Подставляя (11) в (10), получим выражение для  $\phi$  в виде

$$\phi = 1 - \exp\left(-\tau \frac{du}{dy}\right) \quad (12)$$

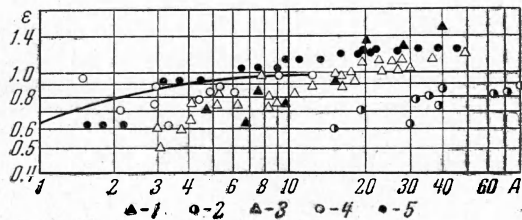
В слое постоянного касательного напряжения, для которого справедливы соотношения полуэмпирической теории, результаты приближенных вычислений значений  $\chi = \epsilon_q / D^*$  представлены на фиг. 8 в виде функции

$$\chi = \psi(A) \quad A = (y \sqrt{\tau_0 / \rho}) / a$$

где  $\epsilon_q$  — некоторый эффективный коэффициент турбулентной диффузии для тепла [16],  $y$  — расстояние от стенки,  $\tau_0$  — касательное напряжение на стенке,  $\rho$  и  $a$  — соответственно плотность и температуропроводность жидкости. Результаты расчета  $\chi$  могут быть удовлетворительно описаны аналитической зависимостью, предложенной в работе [4]

$$\psi(A) = A [1 - \exp(-1/A)] \quad (13)$$

Функция  $\chi$  связана с величиной отношения коэффициентов турбулентного обмена тепла и количества движения  $\epsilon$  соотношением:  $\chi = \epsilon(\epsilon_r / D^*)$ . Так как при  $A > 10$  имеем  $\chi \approx 1$ , то величина отношения  $\epsilon_r / D^*$  может быть оценена по результатам измерений  $\epsilon$  в турбулентных потоках жидкостей с числом  $P \sim 1$ . В теории гидротепловой аналогии для жидкостей с числом  $P \sim 1$  удовлетворительные результаты дает использование



Фиг. 9. Экспериментальные значения  $\epsilon$  для турбулентных потоков жидких металлов в трубах: 1 — Исаков и Дрю [6], 2 — Браун и др. [7], 3 — Субботин и др. (тяжелые металлы) [8], 4 — Субботин и др. (щелочные металлы) [8], 5 — данные авторов. Кривая соответствует формуле для  $\chi$  (13)

соотношения  $\varepsilon = 1$ . На этом основании проведено сравнение теоретических значений  $\chi$  с экспериментальными значениями  $\varepsilon$  для турбулентных потоков жидких металлов (фиг. 9). Теоретические значения  $\chi$  качественно и по порядку величины согласуются с результатами экспериментального определения  $\varepsilon$  для турбулентных потоков жидких металлов в трубах.

Значения числа Нуссельта  $N$ , рассчитанные по интегралу Лайона при подстановке значений  $\chi$  по формуле (13), также согласуются с экспериментальными значениями  $N$ , полученными из измерений температурного профиля и в условиях тщательной очистки металла от окислов [15, 20] (фиг.3).

Соответствие результатов приближенного анализа данным эксперимента заключается прежде всего в том, что в обоих случаях отмечается сравнительно слабая зависимость  $\varepsilon$  от числа  $P$ .

Поступила 29 XI 1961

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Martinelli R. C. Heat Transfer to Molten Metals. Trans. of the ASME, 1947, vol. 69, № 8.
2. Lyon R. N. Liquid Metals Heat Transfer Coefficients. Chem. Eng. Progr., 1951, vol. 47, № 2.
3. Михеев М. А., Баум В. А., Воскресенский К. Д., Федынский О. С. Теплоотдача расплавленных металлов. Реакторостроение и теория реакторов. Изд-во АН СССР, 1955.
4. Воскресенский К. Д., Турилина Е. С. Приближенный расчет теплоотдачи жидких металлов. Теплопередача и тепловое моделирование. М., Изд-во АН СССР, 1959.
5. Jakob M. A. Heat Transfer, New York, London, 1957, vol. II, p. 498.
6. Isakoff S. E., Drew T. Heat and Momentum Transfer in Turbulent Flow of Mercury. General Discussion on Heat Transfer. London, Sept., 1951.
7. Brown H. E., Amstead B. H., Short B. E. Temperature and Velocity Distribution and Transfer of Heat in a Liquid Metal. Trans. of the ASME, 1957, vol. 79, № 2.
8. Субботин В. И., Ибрагимов М. Х., Ивановский М. Н., Арнольдов М. Н., Номофилов Е. В. Турбулентный перенос тепла в потоке жидких металлов. Атомная энергия, 1961, т. X, вып. 4.
9. Михеев М. А. Основы теплопередачи. М., 1956, Госэнергоиздат.
10. Конаков П. К., Коэффициент скольжения для гладких труб. Изв. АН СССР, 1948, № 7, стр. 1029.
11. Янтовский Е. И. Оценка влияния свободной конвекции на турбулентное течение. ЖТФ, 1959, т. 29, вып. 2.
12. Reichardt H. Vollständige Darstellung der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung in glatten Leitungen. Z. angew. Math. und Mech., 1951, Bd. 31, Nr. 7.
13. Reichardt H. Die Wärmeübertragung in Turbulenten Reibungsschichten. Z. angew. Math. und Mech., 1940, Bd. 20, Nr. 6.
14. Page F., Schlinger W. G., Breaux D. K., Sage B. H. Temperature Gradient in turbulent Gas Flow. Ind and Engng. Chem., 1952, vol. 44, № 2.
15. Субботин В. И., Ибрагимов М. Х., Ивановский М. Н., Арнольдов М. Н., Номофилов Е. В. Теплоотдача при турбулентном течении жидких металлов в трубах. Атомная энергия, 1961, т. XI, вып. 2.
16. Френкель Ф. Н. Турбулентная диффузия: распределение средней концентрации в поле однородного турбулентного потока. Проблемы механики. М., ИИЛ, 1955.
17. Гольденберг С. А., Иевлев В. Н. Определение интенсивности турбулентности по тепловому источнику. Инж.-физ. журн., 1959, т. II, № 2.
18. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. М., ИИЛ, 1951.
19. Карман Т. Механическое подобие и турбулентность. Проблемы турбулентности. М.—Л., ОНТИ, 1936.
20. Кириллов П. Л., Субботин В. И., Суворов М. Я., Троянов М. Ф. Теплоотдача в трубе к сплаву натрия с калием и к ртути. Атомная энергия, 1959, т. VI, вып. 4.
21. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.—Л., Машгиз, 1957.
22. Johnson H. A., Hartnett I. P., Claibough W. I. Heat Transfer to Mercury. Trans. of the ASME, 1954, vol. 76, № 4.