

Равновесные концентрации и концентрации невыгоревших первичных ядер Gd^{155} и Gd^{157} в образцах с максимальным облучением

Таблица 3

Образец	Равновесная концентрация		Концентрация невыгоревших первичных ядер	
	Gd^{155}	Gd^{157}	Gd^{155}	Gd^{157}
Обогащенный изотопом Gd^{156}	—	$(7,37 \pm 1,30) \cdot 10^{-3}$	—	$(1,44 \pm 0,54) \cdot 10^{-5}$
Обогащенный изотопом Gd^{154}	$0,183 \pm 0,006$	—	$(7,0 \pm 1,3) \cdot 10^{-3}$	—
Природный гадолиний	$(8,0 \pm 2,0) \cdot 10^{-3}$	$(2,61 \pm 0,54) \cdot 10^{-3}$	$(12 \pm 3) \cdot 10^{-3}$	$\sim 10^{-12}$

температурой нейтронного газа, погрешность определения которой обуславливается колебаниями температуры воды в реакторе и точностью расчета. Во время облучения образцов колебания температуры воды в реакторе не превышали $10^\circ C$ при средней температуре $60^\circ C$. Закон изменения температуры воды не был известен, поэтому в качестве среднеквадратичной погрешности с запасом бралась величина максимального отклонения. На основании данных работы [4] погрешность экспериментального измерения температуры нейтронного газа в рассматриваемом случае составляла $\pm 6^\circ C$. С учетом неопределенности температуры воды в реакторе и погрешности определения параметров активной зоны среднеквадратичная погрешность определения температуры нейтронного газа составляет $\pm 15^\circ C$.

Результаты измерения реакторных сечений поглощения Gd^{154} и Gd^{156} для образцов с различным изотопным составом согласуются в пределах ошибок измерения. Дальнейшее увеличение точности измерений возможно при проведении экспериментов на образцах с меньшим содержанием других редких земель, особенно самария и празеодима, что позволило бы работать на ионах Gd^{+} . В этом случае исключается поправка на изотопы кислорода и существенно повышается точность измерения малых концентраций Gd^{157} и Gd^{155} . Полученные значения сечений Gd^{154} и Gd^{156} позволяют с достаточной точностью определять величину

остаточного отравления природного гадолиния при использовании его в качестве самоэкранированного выгорающего поглотителя. Среднее значение изотопного реакторного сечения на ядро гадолиния после выгорания составляло 15 ± 1 барн, причем сечения поглощения Gd^{156} и Gd^{154} удваивались, чтобы учесть последующее поглощение нейтронов в образующихся ядрах Gd^{155} и Gd^{157} .

Авторы глубоко благодарны А. А. Белоноженко, И. М. Горбаню, Л. И. Мосееву, Л. А. Степановой, Н. Г. Уверову за помощь при измерениях и химической обработке образцов, Г. И. Тошинскому и В. Г. Золотухину за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

Поступило в Редакцию 8/IV 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. И. Гришанин и др. «Атомная энергия», 19, 459 (1965).
2. A. Nier. Phys. Rev., 77, 789 (1950).
3. H. Moller et al. Nucl. Sci. and Engng, 8, 183 (1960).
4. К. Бурхардт, В. Рейхардт. В сб. «Термализация нейтронов». Труды Брукхейвенской конференции. М., Атомиздат, 1964, стр. 314.

Турбулентный перенос тепла потоком жидкости с высокой теплопроводностью

В. М. БОРИЩАНСКИЙ, Т. В. ЗАБЛОЦКАЯ

В настоящей работе на основании выполненных ранее в ЦКТИ [1, 2] измерений полей температур в потоках легких и тяжелых расплавленных металлов вычислялись коэффициенты турбулентного переноса тепла a_T . Расчет проводился по формуле

$$a_T = \frac{qr_0}{c\gamma dt/d\xi} - a_1, \quad (1)$$

где q — удельный тепловой поток; r_0 — радиус трубы; c, γ, a_1 — удельная теплоемкость, плотность и температуропроводность теплоносителя соответственно (турбулентным аналогом величины a_T является a_1); $\xi = \frac{r}{r_0}$ —

безразмерный радиус; t — температура потока на расстоянии r от оси трубы.

Распределение теплового потока q по сечению трубы вычислялось с учетом логарифмического профиля скоростей. Для расчета производной $dt/d\xi$, входящей в выражение (1), измеренные поля температур аппроксимировались формулой

$$\theta = \frac{b}{a} \sqrt{a^2 - \xi^2} - c. \quad (2)$$

Здесь $\theta = \frac{t_{ст} - t}{t^*}$, где $t^* = \frac{q_0}{c\gamma v^*}$, а $v^* = \bar{w} \sqrt{\frac{\xi}{8}}$;

w — скорость жидкости, ξ — коэффициент сопротивления. Постоянные a, b, c для каждого измеренного профиля температур определяли по опытным данным из трех граничных условий:

$$\left. \begin{aligned} \theta|_{\xi=0} &= \theta_0 \quad (\theta_0 \text{ определялось из опыта}); \quad \theta|_{\xi=1} = 0; \\ \frac{d\theta}{d\xi} \Big|_{\xi=1} &= -\frac{r_0 q_0}{t^* \lambda} \equiv -\frac{Pe}{2} \sqrt{\frac{r}{8}}. \end{aligned} \right\} (3)$$

Четвертое условие, $\frac{d\theta}{d\xi} \Big|_{\xi=0} = 0$, необходимое для более точной аппроксимации измеренного поля температур, соблюдалось тождественно для всех значений a, b, c .

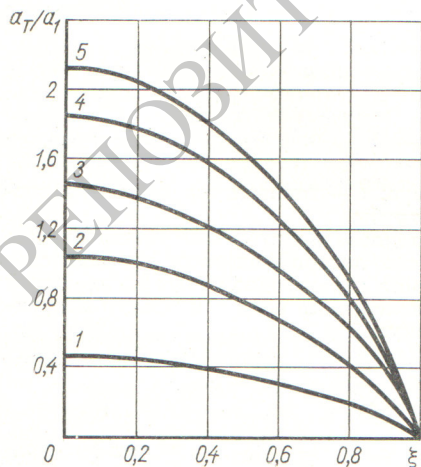
Подставив аппроксимационную формулу (2) в исходное выражение (1), получим расчетную формулу для вычисления турбулентного коэффициента переноса тепла

$$\frac{a_T}{a_1} = \frac{a}{b} Pe \sqrt{\frac{r}{8}} \sqrt{\frac{a^2 - \xi^2}{\xi^2}} \int_0^{\xi} \omega \xi d\xi - 1. \quad (4)$$

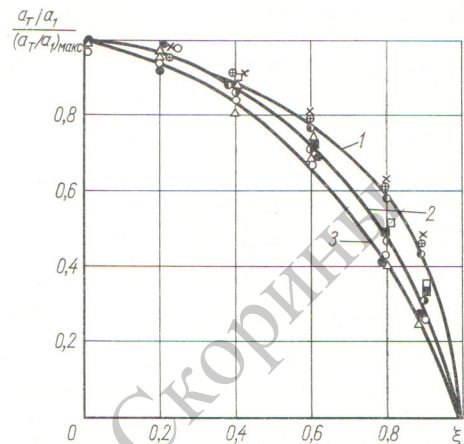
Использование аналитического выражения (2) для аппроксимации экспериментальных данных позволило избежать графического дифференцирования полей температур, которое может привести к значительным погрешностям, не поддающимся оценке. Формула (4) на основании измеренных полей температур позволяет рассчитать коэффициенты турбулентного переноса для любых значений ξ в пределах от 0 до 1. На основании опытов [1, 2], проведенных с тремя жидкостями в диапазоне чисел Прандтля $0,0075 < Pr < 0,027$, были рассчитаны зависимости $a_T/a_1 = f(\xi, Re)$. Результаты расчета коэффициентов a_T для одного теплоносителя приведены на рис. 1.

На рис. 2 для каждого теплоносителя даны значения коэффициентов турбулентного переноса тепла в координатах $a_T/(a_T)_{\max} = f(\xi)$. Опытные данные, соответствующие различным числам Re при $Pr = \text{const}$, располагаются близко к одной и той же кривой. Это свидетельствует об отсутствии функциональной связи между величиной $a_T/(a_T)_{\max}$ и числом Re .

На рис. 3 результаты измерений представлены в координатах $(a_T/a_1)_{\max} = f(Pr)$. Здесь же приведены данные расчета для воды [2] и воздуха [4]. В двух последних случаях дифференцирование полей прово-



Р и с. 1. Зависимость a_T/a_1 от ξ для различных значений числа Re ($Pr = 0,0075$):
1 — $Re = 26\,500$;
2 — $Re = 69\,200$;
3 — $Re = 91\,400$;
4 — $Re = 98\,200$;
5 — $Re = 105\,500$.



Р и с. 2. Зависимость $\frac{a_T/a_1}{(a_T/a_1)_{\max}} = f(\xi)$:

1 — $Pr = 0,027$ (\times — $Re = 22\,200$, \oplus — $Re = 95\,100$, \odot — $Re = 158\,000$); 2 — $Pr = 0,022$ (\square — $Re = 46\,200$, \blacksquare — $Re = 114\,900$, \circ — $Re = 202\,000$); 3 — $Pr = 0,0075$ (\circ — $Re = 26\,500$, \triangle — $Re = 91\,400$, \bullet — $Re = 105\,000$); — — — усредняющие линии.

димо графически. Кроме того, на рис. 3 показаны результаты расчета величины $(a_T/a_1)_{\max}$ по эмпирическим формулам из работ [3, 5]. Отметим, что между $(a_T/a_1)_{\max}$ и Pe существует линейная зависимость.

Уравнение кривой, проведенной через все опытные точки на рис. 3, имеет вид

$$\left(\frac{a_T}{a_1}\right)_{\max} = 2,2 \cdot 10^{-3} Pe. \quad (5)$$

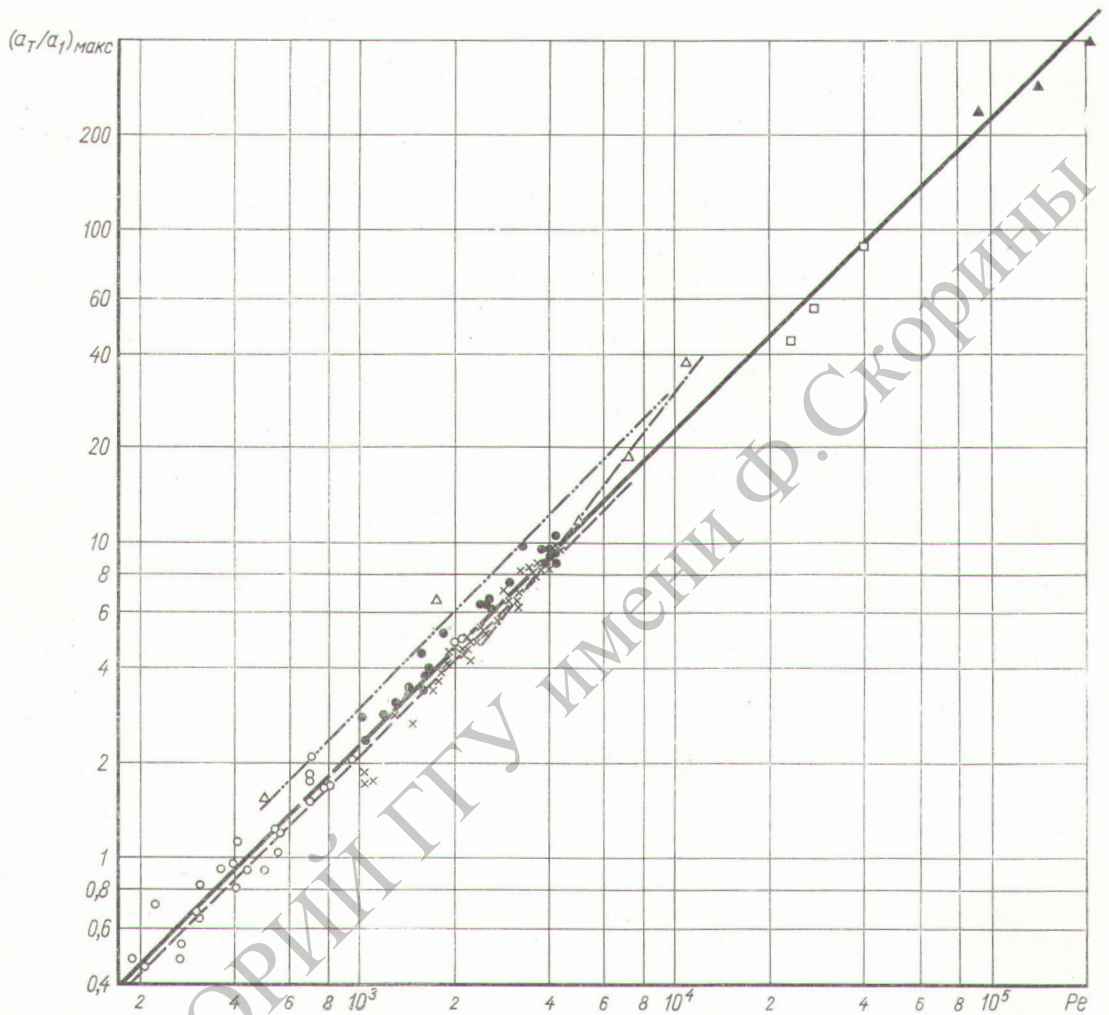
По существу формула (5) выражает закономерность, характерную для развитого турбулентного потока любой жидкости. Эта закономерность записывается в виде

$$\frac{wd}{a_T} = Pe_T = \text{const}. \quad (6)$$

Следовательно, при значениях ξ , соответствующих $a_T = a_{T, \max}$, бывает преимущественно турбулентный перенос тепла в потоке теплоносителя. Для этой области значений ξ справедлива аналогия Рейнольдса между переносом тепла и количеством движения при течении в трубах любой жидкости, в том числе и жидких металлов.

В заключение следует отметить, что в исходном выражении (1) взаимное влияние процессов молекулярного и молярного переносов тепла сведено к их простой суперпозиции. При течении жидкостью с высокой теплопроводностью, по-видимому, возможно вторичное влияние молекулярной теплопроводности на величину a_T , рассчитанную по формуле (1). Этим обстоятельством можно объяснить расхождение усредняющих кривых на рис. 2, относящихся к опытам с жидкостями с различными числами Pr . Максимальное расхождение наблюдается при $\xi = 0,8$ и достигает 30%.

Возможное влияние числа Pr на значение a_T , вычисленное по формуле (1), отмечается, например, в работе [6]. С другой стороны, авторы работы [3] не обнаружили указанной зависимости. Окончательное реше-



Р и с. 3. Зависимость $\left(\frac{a_T}{a_1}\right)_{\max} = f(Re)$:

Δ — данные из работы [3]; \square — $Pr \approx 1$ [4]; \blacktriangle — $Pr = 5$ [1,2]; \bullet — $Pr = 0,027$ [1,2]; \times — $Pr = 0,022$ [1,2]; \circ — $Pr = 0,0075$ [1,2].
 Расчеты по эмпирическим формулам: — $(a_T/a_1)_{\max} = 2,695 \cdot 10^{-8} Re^{1,29}$ [5]; - - - $(a_T/a_1)_{\max} = 7,5 \cdot 10^{-3} Re$ [3]; ····· $a_T/\nu = 2,04 \cdot 10^{-3} (1 + \xi^2 - 2\xi^3)$ при $\xi = 0,25$ [3]; — $(a_T/a_1)_{\max} = 2,2 \cdot 10^{-3} Re$ (данные настоящей работы).

ние этого вопроса, имеющего принципиальное значение для разработки теории теплообмена в турбулентном потоке, возможно при глубоком исследовании структуры турбулентного течения различных жидкостей.

Поступило в Редакцию 25/VII 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Борیشانский, Т. В. ЗаблOCKая, Н. И. Иващенко. В сб. «Конвективная теплоотдача в двухфазном и однофазном потоках». Под ред. В. М. Борیشانского, И. И. Палева. М.—Л., «Энергия», 1964, стр. 363.

2. В. М. Борیشانский и др. Там же, стр. 350.
3. В. И. Субботин, М. Х. Ибрагимов, Е. В. Номофилов. «Теплоэнергетика», № 6, 70 (1963); «Атомная энергия», 14, 414 (1963); «Теплофизика высоких температур», 3, 421 (1965).
4. Н. И. Иващенко. «Теплоэнергетика», № 2, 72 (1958).
5. S. Isakoff, T. Drew. Proc. of the General Discussion on Heat Transfer. London, 1954, p. 405.
6. Л. Ю. Артюх, Л. А. Вулис, Б. П. Успенко. «Изв. АН КазССР. Серия энерг.», вып. 2/16, 102 (1959).