

где $\langle \dots, \dots \rangle$ означает интегрирование по всей области определения переменных. Уравнение, сопряженное (1), имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{T}^+ \Gamma^+ \equiv & \left\{ -\frac{\partial}{\partial t} - w \nabla + \right. \\ & \left. + n_{\text{Я}} \int \sigma(|w - w'_{\text{Я}}|) |w - w'_{\text{Я}}| f(w'_{\text{Я}} - u) dw'_{\text{Я}} \right\} \times \\ & \times \Gamma_L^+ \{r, w, t; r_0, w_0, t_0; f(w_{\text{Я}} - u)\} - \\ & - n_{\text{Я}} \int \sigma_s(|w - w'_{\text{Я}}|) |w - w'_{\text{Я}}| f(w'_{\text{Я}} - u) dw'_{\text{Я}} \times \\ & \times \int g(w \rightarrow w'; w_{\text{Я}}) \Gamma_L^+ \{r, w', t; r_0, w_0, t_0; \\ & f(w_{\text{Я}} - u)\} dw' = \delta(r - r_0) \delta(w - w_0) \delta(t - t_0) \quad (15) \end{aligned}$$

с начальным условием $\Gamma_L^+ = 0$ при $t > t_0$ во всем пространстве. Уравнение (15) можно также получить, переходя из системы K , где сопряженное уравнение переноса нейтронов написано для неподвижной среды [3], к системе L и применяя преобразование (3).

Если в уравнении (14) заменить $\hat{T}_L \Gamma_L$ и $\hat{T}_L^+ \Gamma_L^+$ соответственно на правые части уравнений (1) и (15), то получим теорему взаимности, сформулированную в работе [4]:

$$\begin{aligned} \Gamma_L \{r_1, w_1, t_1; r_2, w_2, t_2; f(w_{\text{Я}} - u)\} = \\ = \Gamma_L^+ \{r_2, w_2, t_2; r_1, w_1, t_1; f(w_{\text{Я}} - u)\}. \quad (16) \end{aligned}$$

Подставим Γ_L в уравнение (15), используя (16), и затем заменим w, w_0 на $-w, -w_0$ и поменяем местами t и t_0 . Тогда уравнение (15) перейдет в урав-

нение, которое отличается от (1) заменой в интеграле столкновений:

$$\begin{aligned} \sigma_s(|w - w'_{\text{Я}}|) |w - w'_{\text{Я}}| g(w' \rightarrow w; w'_{\text{Я}}) f(w'_{\text{Я}} - u) \\ \text{на} \\ \sigma_s(|w' - w'_{\text{Я}}|) |w' - w'_{\text{Я}}| g(-w \rightarrow -w'; -w'_{\text{Я}}) \times \\ \times f(-w_{\text{Я}} - u). \end{aligned}$$

Если удовлетворяется соотношение

$$\begin{aligned} \sigma_s(|w - w'_{\text{Я}}|) |w - w'_{\text{Я}}| g(w' \rightarrow w; w'_{\text{Я}}) = \\ = \sigma_s(|w' - w'_{\text{Я}}|) |w' - w'_{\text{Я}}| g(-w \rightarrow -w'; -w'_{\text{Я}}) \quad (17) \end{aligned}$$

(например, если в газовой модели рассеяние сферически симметрично в системе центра масс, $\sigma_s(|w|) = \text{const}$, и масса ядер стремится к бесконечности), то имеет место равенство

$$\begin{aligned} \Gamma_L \{r, w, t; r_0, w_0, t_0; f(w_{\text{Я}} - u)\} = \\ = \Gamma_L \{r_0, -w_0, t_0; r, -w, t; f(-w_{\text{Я}} - u)\}. \quad (18) \end{aligned}$$

Это соотношение является распространением теоремы оптической обратимости [4] на движущуюся среду. Для функции Грина в правой части равенства (18) направление движения среды изменилось на обратное.

Поступило в Редакцию 20/X 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Марчук. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
2. Е. А. Гарусов, А. А. Кострица, Ю. В. Петров. «Атомная энергия», **21**, 128 (1966).
3. Л. Н. Усачев. В сб. «Реакторостроение и теория реакторов». М., Изд-во АН СССР, 1955.
4. Б. Б. Кадомцев. «Докл. АН СССР», **113**, 541 (1957).

Исследование теплопроводности дробей из свинца и чугуна в зависимости от температуры

А. Н. ВАСИЛЬЕВ, Т. К. ПОЛЕХИНА

УДК 621.039.55:536.21

Экспериментальное исследование теплопроводности свинцовой и чугунной дробей проводили стационарным методом шарового слоя. Конструкция установки описана в работах [1-3]. Коэффициент теплопроводности исследуемых материалов определяли так же, как в работе [3]. Максимально возможная ошибка однократного измерения коэффициента теплопроводности составляла 8,3%.

Наиболее вероятный диаметр дроби определяли выборочно методом построения кривой распределения частот диаметром из 100 дробин. Засыпку межшарового пространства производили без уплотнения. Характеристики материалов приведены в табл. 1. Характеристические результаты измерений приведены в табл. 2.

Для сравнения результатов измерений с расчетными рекомендациями была взята формула, приведенная А. Т. Харламовым [4]:

$$\lambda = 0,07 + 8,4\lambda_0 + 0,4 \sqrt[3]{d} t \cdot 10^{-3},$$

где λ_0 — теплопроводность газа-наполнителя при 0°C , $\text{ккал/м}\cdot\text{ч}\cdot^\circ\text{C}$; t — средняя температура, $^\circ\text{C}$; d — диаметр дроби, мм. Эта формула, выражающая зависимость λ от диаметра дроби, применима для прибли-

женного расчета коэффициента теплопроводности засыпки из керамической и металлической дроби диаметром 1-4 мм в различных газовых средах и вакууме в интервале температур $0-1000^\circ\text{C}$.

Характеристика исследованных материалов

Таблица 1

Номер образца	Материал дроби	Средний диаметр дроби, мм	Коэффициент заполнения	Содержание углерода, %
1	Чугунная	1,65	0,535	3,76
2	»	1,40	0,523	3,92
3	»	1,64	0,535	3,82
4	»	1,61	0,530	3,84
5	»	2,05	0,531	3,76
—	Свинцовая	4,0	0,441	—

Обобщенные результаты экспериментального определения коэффициента теплопроводности (λ) дробей свинца и чугуна разных размеров в зависимости от температуры

Таблица 2

Температура, °С	λ , ккал/м·ч·°С					
	диаметр свинца 4 мм	диаметр чугуна, мм				
		1,65	1,40	1,64	1,61	2,05
100	0,412	0,265	0,301	0,230	0,280	0,274
200	0,548	0,304	0,341	0,277	0,320	0,317
300	—	0,341	0,384	0,326	0,365	0,362
400	—	0,401	0,462	0,382	0,430	0,440
500	—	0,482	0,561	0,443	0,495	0,519
600	—	0,573	—	—	—	—

Зависимость теплопроводности дробей от материала и температуры была определена по формуле работы [5]:

$$\frac{\lambda}{\lambda_g} = 0,577\pi \left[\left(\frac{\lambda_g}{\lambda_s} - 1 \right)^{-1} - \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_s} - 1 \right)^{-2} \ln \frac{\lambda_g}{\lambda_s} \right] - 0,093,$$

где λ_g — коэффициент теплопроводности газа-наполнителя; λ_s — коэффициент теплопроводности материала засыпки. Эта формула справедлива для однородных неокисленных систем.

Коэффициент теплопроводности был также рассчитан по формуле В. З. Боголюбова [6]:

$$\lambda = 3\lambda_2 \ln \frac{43 + 0,31p}{p - 26}.$$

О поведении протактиния (V) и его химических аналогов в сильнощелочных тартратных растворах

Е. С. ПАЛЬШИН, П. Н. ПАЛЕЙ, Л. А. ИВАНОВА

УДК 546.796

Как известно, анионы винной и других органических α -оксикислот, содержащие две и более оксигруппы, являются весьма эффективными комплексообразующими реагентами и в сильнощелочных средах. Катионы многих элементов не осаждаются щелочами из тартратных растворов вследствие образования внутрикомплексных соединений путем замещения катионами подвижных в щелочной среде атомов водородной оксигруппы [1—3].

Как показали наши опыты, при обработке свежеосажденных гидроокисей протактиния, циркония, ниобия, тантала и тория растворами, содержащими избыток тартрат-ионов и свободной щелочи, указанные элементы в значительной степени или полностью переходят в раствор. Наиболее интенсивное растворение происходит при обработке гидроокисей 20—40%-ным раствором $\text{H}_2\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6$ при нагревании в течение 15 мин с последующим добавлением равного объема 20—40%-ного раствора NaOH. В этих условиях растворение гидроокисей протекает намного быстрее, чем в одной винной кислоте, а в некоторых случаях быстрее, чем даже в серной кислоте.

Полученные указанным способом тартратные растворы циркония и тория, содержащие свободную щелочь, весьма устойчивы и при разбавлении или длительном нагревании остаются прозрачными.

Здесь p — пористость [для дроби чугуна, образец № 1, $p = (1 - \mu) \cdot 100 = (1 - 0,523) \cdot 100 = 47,7$, где μ — коэффициент заполнения системы]; λ_2 — теплопроводность воздуха. Тогда $\lambda_{100^\circ\text{C}} = 0,252$. Рассчитанный по этой формуле коэффициент теплопроводности близок по значению к коэффициенту теплопроводности, полученному экспериментально.

Таким образом, наиболее близкое совпадение экспериментальных данных зависимости теплопроводности от пористости и теплопроводности воздуха-наполнителя с расчетными получено по формуле В. З. Боголюбова [6]. Расхождение результатов всего 7%. Хорошо согласуются также результаты эксперимента с данными, приведенными в работах [4, 5].

Поступило в Редакцию 24/XI 1967 г.
В окончательной редакции 11/III 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Михеев. Основы теплопередачи. М., Госэнергоиздат, 1956.
2. Б. С. Петухов. Опытное изучение процессов теплопередачи. М., Госэнергоиздат, 1952.
3. А. Н. Васильев и др. «Теплоэнергетика», № 12, 81 (1967).
4. А. Т. Харламов. «Инж.-физ. ж.», IX, 1 (1965).
5. D. Swift. Internat. J. Heat and Mass Trans., October, 1966.
6. А. Ф. Чудновский. Теплофизические характеристики дисперсных материалов. М., Госэнергоиздат, 1962.

Свежеосажденные гидроокиси ниобия и тантала также очень легко растворяются при последовательной обработке растворами винной кислоты и щелочи. Однако затем вскоре из прозрачных растворов, если концентрация элементов составляет > 5 мг/мл, выпадают белые игольчатые или чешуйчатые кристаллические осадки. Последние хорошо растворимы в разбавленных растворах H_2O_2 . Гидроокись протактиния гораздо труднее растворяется в указанных условиях. При обработке гидроокиси, содержащей 4,7 мг Pa^{231} , 20%-ным раствором $\text{H}_2\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6$ объемом 1 мл с последующим введением 1 мл 20%-ного раствора NaOH основная масса протактиния переходит в раствор, и в аморфном осадке остается 0,7 мг элемента. При растворении смешанных гидроокисей (например, с цирконием), содержащих меньшие количества протактиния, последний полностью переходит в раствор. В отличие от циркония и тория протактиний, ниобий и тантал в растворах с невысоким содержанием свободной щелочи тартрат-ионов легко гидролизуются, и при нагревании или длительной выдержке образуются аморфные осадки. При нагревании в течение 4 ч растворов с концентрацией $\text{Na}_2\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6$ и NaOH, равной 5%, и с содержанием элементов по 1—2 мг/мл протактиний, тантал и ниобий переходят в осадок на 98, 90 и 60% соответственно.