

го распухания двуокиси урана существенно возрастает, то экспериментальные результаты оказываются трудно объяснимыми. Известно, однако, что распухание топлива приводит к сцеплению его с оболочкой. Материаловедческие исследования твэлов, извлеченных из реактора БОР-60, показали, что это происходит при достижении выгорания 5—6%.

При дальнейшем облучении топлива его распуханию, в частности в аксиальном направлении, будет оказывать значительное сопротивление оболочка твэла. Вследствие этого, хотя при увеличении дозы облучения имеется тенденция к росту скорости распухания топлива, скорость распухания в аксиальном направлении из-за сопротивления оболочки твэла может оставаться

на прежнем уровне или даже снижаться, что, по-видимому, и объясняет полученные результаты.

Поступило в Редакцию 23/X 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Казачковский О. Д. и др. «Атомная энергия», 1975, т. 38, вып. 3, с. 134.
2. Хромов В. В. и др. В сб.: Физика ядерных реакторов. Вып. 1. М., Атомиздат, 1968.
3. Ластман Б. Радиационные явления в двуокиси урана. М., Атомиздат, 1964.
4. Конобеевский С. Т. Действие облучения на материалы. М., Атомиздат, 1967, с. 325.

УДК 536.21.:621.039.54

Метод определения теплофизических свойств реакторных материалов при повышенных температурах

БАЛАНКИН С. А., СКОРОВ Д. М., ЯРЦЕВ В. А.

Определение теплофизических характеристик реакторных материалов, и в первую очередь ядерного топлива, имеет свои особенности, поскольку желательно использовать небольшие образцы простой геометрической формы (например, таблетки). В связи с этим целесообразно применить метод тонкой пластины, нагреваемой с одной стороны ступенчато изменяющимся тепловым потоком.

В работе [1] получено уравнение, описывающее изменение стационарной температуры в пластине толщиной δ на величину ϑ в точке с координатой x в момент времени τ после изменения плотности теплового потока, нагревающего пластину с поверхности $x = \delta$, на величину ΔH_S при условии, что теплообмен с поверхностью описывается законом Ньютона

$$\vartheta(xFo) =$$

$$= \frac{\Delta H_S \delta}{\lambda} \left[\frac{1 + \frac{Bi_0}{\delta} X}{Bi + \frac{R(Bi)^2}{(1+R)^2}} - 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos \left(y_n \frac{x}{\delta} + \frac{Bi}{y_n(1+R)} \sin \left(y_n \frac{x}{\delta} \right) \right)}{D_n \exp(y_n^2 Fo)} \right],$$

где

$$D_n = y_n \sin y_n \left[1 + Bi - \frac{2Bi_0 Bi_\delta}{Bi} + \frac{y_n^2}{Bi} + \frac{Bi_0 Bi_\delta}{y_n^2} + \frac{(Bi_0 Bi_\delta)^2}{Bi y_n} \right];$$

$$R = Bi_0 / Bi_\delta; Fo = a\tau / \delta^2,$$

здесь y_n — корни уравнения $\text{ctg } y = \frac{y}{Bi} - \frac{Bi_0 Bi_\delta}{Bi} \frac{1}{y}$; a и λ — теплопроводность материала пластины соответственно;

$$Bi = Bi_0 + Bi_\delta, Bi_0 = \alpha_0 \delta / \lambda, Bi_\delta = \alpha_\delta \delta / \lambda,$$

где α_0, α_δ — коэффициенты теплоотдачи с поверхностями $x = 0$ и $x = \delta$ соответственно.

Попытка [1] использовать полученное уравнение для экспериментального определения температуропроводности пластины посредством экстраполяции линейного (в полулгарифмическом масштабе) участка изменения температуры во времени показала, что такой прием совершенно непригоден для сравнительно хороших проводников тепла, например металлов и металлоподобных соединений.

Однако можно предложить новый метод определения комплекса теплофизических характеристик материалов при ступенчатом изменении теплового потока, нагревающего исследуемый образец — пластину. Дифференцируя выражение (1) по Fo при $x = 0$, получаем

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial Fo} = 2 \frac{\Delta H_S \delta}{\lambda} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{y_n^2}{D_n \exp(y_n^2 Fo)}. \quad (2)$$

Для фиксированных значений R и Bi функция $\partial \vartheta / \partial Fo$ имеет максимум при некотором значении $Fo = (Fo)_{\text{макс}}$. Проведенные оценки показали, что при не слишком больших Bi ($Bi \leq 0,3$) этот максимум очень «вялый», т. е. в значительных окрестностях точки $(Fo)_{\text{макс}}$ производная $\partial \vartheta / \partial Fo$ с высокой точностью совпадает с $\partial \vartheta / \partial Fo [(Fo)_{\text{макс}}]$. Это означает, что существует значительный интервал времени, в котором ϑ изменяется практически линейно.

Таким образом, существует экспериментальная возможность довольно точно определять отрезок τ_Δ , отсекаемый на оси времени касательной, проведенной с максимальным наклоном к кривой $\vartheta(\tau)$. Для трех фиксированных значений R было рассчитано обобщенное время $(Fo)_\Delta$ как функция величины Bi :

$$(Fo)_\Delta = (Fo)_{\text{макс}} - \vartheta [(Fo)_{\text{макс}}] \frac{1}{\frac{\partial \vartheta}{\partial Fo} [(Fo)_{\text{макс}}]}. \quad (3)$$

По истечении достаточно большого времени ($Fo \rightarrow \infty$) температура на поверхности $x = 0$ приближается к стационарной:

$$\vartheta_{\text{макс}} \approx \frac{\Delta H_S \delta}{\lambda \left[Bi + \frac{R(Bi)^2}{(1+R)^2} \right]}. \quad (4)$$

Для тех же самых фиксированных значений R была рассчитана зависимость обобщенного времени $(Fo)_{1/2}$, необходимого для нагрева поверхности $x = 0$ до половины максимальной температуры ϑ_{\max} . Строя отношение $(Fo)_{1/2}/(Fo)_{\Delta}$ для фиксированных R при различных Bi , можно получить однозначное соотношение между $(Fo)_{1/2}/(Fo)_{\Delta}$ и Bi . Заменяя λ в формуле (4) температуропроводностью, теплоемкостью C и плотностью материала ρ и выражая температуропроводность через $(Fo)_{1/2}$ и $\tau_{1/2}$, получаем выражение, определяющее теплоемкость материала пластины:

$$C \frac{\rho r \vartheta_{\max}}{\tau_{1/2} \Delta H_s} = \frac{1}{(Fo)_{1/2} \left[Bi + \frac{R(Bi)^2}{(1+R)^2} \right]}$$

С учетом соответствия между $(Fo)_{1/2}/(Fo)_{\Delta}$ и Bi на рис. 1 представлена рассчитанная зависимость для определения теплоемкости, тепло- и температуропроводности материала пластины. Так как $(Fo)_{1/2}/(Fo)_{\Delta} = \tau_{1/2}/\tau_{\Delta}$, графики на рис. 1 дают возможность опре-

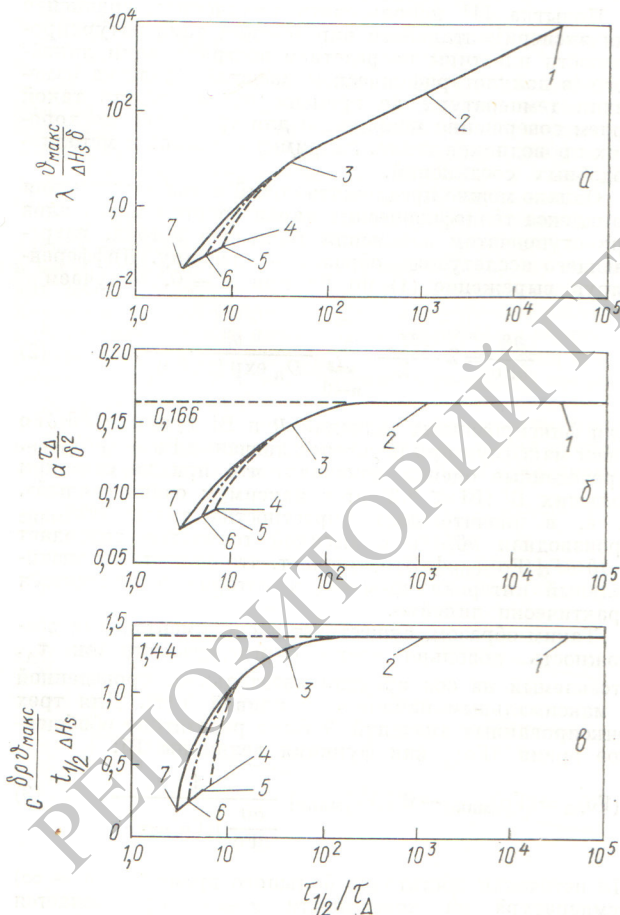


Рис. 1. Графики для определения теплопроводности (а), температуропроводности (б), теплоемкости (в), материала пластины:

1 — $Bi = 10^{-4}$; 2 — 10^{-2} ; 3 — 1; 4 — 10; 5 — $R = 10^7$; 6 — $R = 5$; 7 — $R = 1$

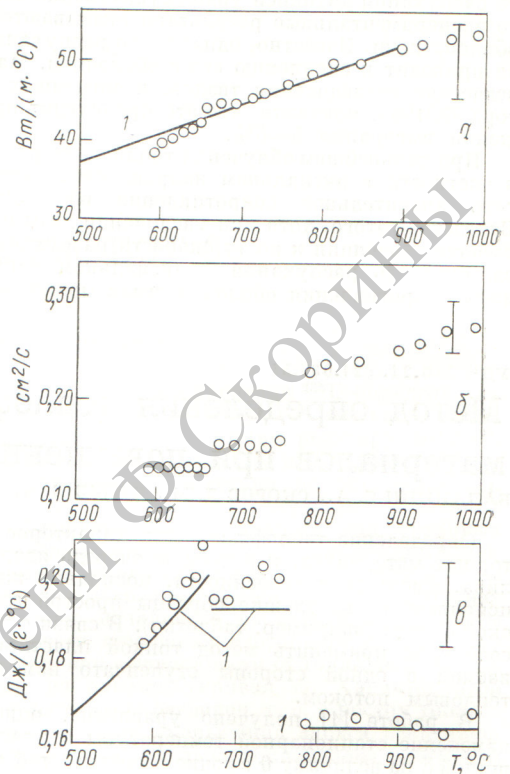


Рис. 2. Зависимость теплопроводности (а), температуропроводности (б), теплоемкости (в) литого урана от температуры (О, 1 — данные настоящей работы и [2] соответственно)

делять теплофизические свойства по экспериментально измеряемым величинам, причем при малых Bi ($Bi \leq 0,3$) находящие значения R не является обязательным.

Описанная методика определения теплофизических свойств была реализована в варианте нагрева исследуемого образца — анода модулированным электронным пучком. Ступенчатое изменение теплового потока осуществлялось посредством изменения анодного напряжения, подаваемого на разборный вакуумный диод. По экспериментально найденному отношению $\tau_{1/2}/\tau_{\Delta}$ определяются величины, необходимые для расчета теплопроводности (см. рис. 1, а), температуропроводности (см. рис. 1, б) и теплоемкости (см. рис. 1, в) материала исследуемого образца.

Для металлических образцов при температуре не выше $1000^\circ C$ оцененная погрешность при указанном варианте составляла 5, 6 и 12% для теплоемкости, температуропроводности соответственно.

Для проверки описанной методики были измерены теплофизические свойства вольфрама и молибдена в интервале $550-1000^\circ C$. Полученные данные хорошо согласуются с опубликованными [3] для этих материалов.

Измерение теплофизических свойств поликристаллического литого урана чистотой 99,75 мас. % и плотностью $18,8 \text{ г/см}^3$ проводилось на образце в виде диска диаметром 10 мм и толщиной 1,2 мм. При температуре до $1000^\circ C$ критерий Bi , оцененный из графиков рис. 1 по найденному отношению $\tau_{1/2}/\tau_{\Delta}$, не превышает 10^{-2}

(это означает, что расчет теплофизических свойств материала проводится независимо от R). Измеренные тепло-, температуропроводность и теплоемкость урана (рис. 2) довольно хорошо согласуются с данными работы [2], по которой теплофизические свойства урана практически не зависят от технологии получения и предварительной термообработки материала.

Проведенная проверка дает основания считать, что предлагаемый метод может быть использован для измерения теплофизических свойств реакторных материалов.

Поступило в Редакцию 14/XI 1975 г.

УДК 539.125.5.171

Получение интенсивных монохроматических пучков длинноволновых нейтронов из сквозного касательного канала ядерного реактора

ГОЩИЦКИЙ Б. Н., ЧУДИНОВ В. Г.

Во многих физических экспериментах на нейтронах пучках необходимо использовать достаточно интенсивные монохроматические пучки длинноволновых нейтронов ($E_n \leq 0,005$ эВ). Такие монохроматические пучки длинноволновых нейтронов можно получить в различных интервалах длин волн с помощью поликристаллических рассеивателя и фильтра, установленных в сквозном касательном канале реактора.

Использование сквозного касательного канала реактора дает возможность монохроматизации пучков длинноволновых нейтронов практически без потери интенсивности. В сквозном касательном канале, где установлен рассеиватель, реализуется специфическая геометрия рассеяния, при которой отсутствует прямой «прострел» нейтронов со стенок в выходное сечение канала. Из отражателя на рассеиватель падают нейтроны с различным направлением движения, а рассеянный пучок выводится в заданном направлении, практически совпадающем из-за выбранной коллимации с направлением оси канала. Исходные нейтроны, падающие на рассеиватель, не могут иметь направления движения вдоль оси канала. Такое направление появляется только в процессе рассеяния. При выполнении соотношения $t/L_{тр}(E_n) \sim 5$ (t — длина рассеивателя; $L_{тр}(E_n)$ — транспортная длина рассеяния нейтронов) практически все нейтроны заданной энергии, падающие на слабопоглощающий рассеиватель, выводятся из канала.

При использовании в качестве рассеивателя поликристаллических материалов с малыми сечениями поглощения, упругого некогерентного и неупругого рассеяния и большим сечением упругого когерентного рассеяния условие $t/L_{тр} \sim 5$ будет выполняться одновременно для нейтронов всех энергий даже при достаточно больших t . Нейтроны с длиной волны $\lambda_1 \geq 2d'_{\max}$ не смогут изменить направление движения таким образом, чтобы двигаться в направлении близком к оси канала. Таким образом, энергетический спектр нейтронов на выходе из канала будет обрезан со стороны больших длин волн ($\lambda \geq \lambda_1$), тогда как нейтроны с $\lambda < \lambda_1$, как указывалось, могут быть выведены практически без потерь (рис. 1, а).

Если теперь пропустить такой пучок нейтронов через установленный на выходе из канала обычный

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cowan R. «J. Appl. Phys.», 1963, № 7, p. 32.
2. Сергеев Г. Я., Титов В. В., Борисов К. А. Металловедение урана и некоторых реакторных материалов. М., Атомиздат, 1960.
3. Филиппов Л. П. Измерение тепловых свойств твердых и жидких металлов при высоких температурах. Изд-во МГУ, 1967.

поликристаллический фильтр с $d'_{\max} < d'_{\max}$, то после него спектр нейтронов $\Phi(\lambda)$ будет обрезан со стороны больших энергий, так как нейтроны с $\lambda_2 \leq 2d'_{\max}$ для которых сечение упругого некогерентного рассеяния отлично от нуля, будут удалены из пучка (рис. 1, б). Подбирая пары рассеиватель — фильтр, можно получать монохроматические пучки длинноволновых нейтронов в различных интервалах длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$. Естественно, что для уменьшения в полученном таким образом монохроматическом пучке примеси нейтронов с $\lambda > \lambda_1$, обусловленной главным образом процессом неупругого рассеяния, следует охлаждать рассеиватель. Далее будет показано, что долю примесных нейтронов также можно сократить, используя рассеиватели относительно малой длины $t \sim L_{тр}$, но несколько проигрывая при этом в интенсивности полезного пучка.

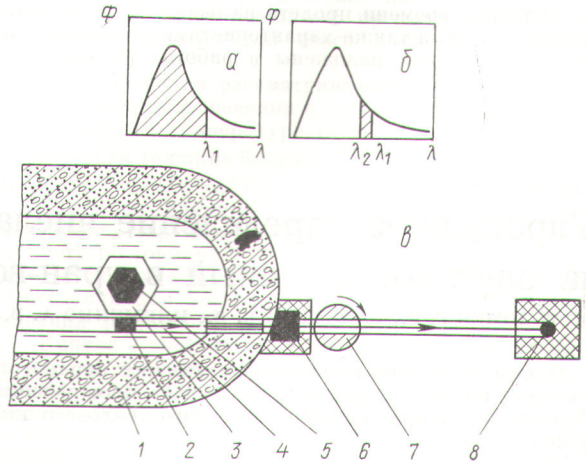


Рис. 1. Спектры нейтронов на выходе из сквозного касательного канала, в котором установлен рассеиватель (а), и после поликристаллического фильтра (б); схема эксперимента (в): 1 — защита реактора; 2 — рассеиватель; 3 — отражатель; 4 — касательный канал; 5 — активная зона; 6 — поликристаллический фильтр; 7 — механический прерыватель; 8 — детектор