

делениями в 0,01 или 0,002 мм в зависимости от величин нагрузки на образец и скорости ползучести.

Определение скорости ползучести урана производилось по первичным кривым, построенным в координатах удлинение—время. Относительная скорость ползучести (на втором участке) определялась по формуле

$$v = \frac{\Delta l}{l_0 \Delta t} 100 \% / \text{ч},$$

где l_0 —первоначальная рабочая длина образца; Δl —удлинение образца за время Δt .

Испытания проводились при напряжениях от 0,5 до 38 кг/мм². Продолжительность испытаний доходила до 6000 ч.

В табл. 2 приведены результаты отдельных испытаний на ползучесть, а на рис. 1 представлен ряд первичных кривых ползучести горячекатаного урана при температурах 300, 400 и 500°С.

На основании полученных результатов в логарифмических координатах построена зависимость скорости ползучести урана (на участке равномерной ползучести) от напряжения (рис. 2), из которой можно определить величины пределов ползучести для различных температур. Широкий диапазон изменения скорости ползучести при постоянных температуре и напряжении связан в основном с колебанием содержания примесей в металле исследованных плавок и частично с небольшим различием в величине зерна.

О параметрах реактора с минимальной критической нагрузкой

В. Я. Пупко, Л. И. Ермакова

В работе [1] показано, что параметры голого реактора данной конструкции с минимально возможной нагрузкой делящегося вещества могут быть найдены путем совместного решения системы двух трансцендентных уравнений:

$$\kappa^2 L^2 = -\frac{1}{2} \left(1 - \frac{L^2}{2\tau} \right) \left[1 \mp \sqrt{1 + 12 \frac{L^2}{2\tau} \frac{1 - \theta}{(1 - L^2/2\tau)^2}} \right], \quad (1)$$

$$1 = \frac{k_{\infty} e^{-\kappa^2 \tau}}{1 + \kappa^2 L^2}, \quad (2)$$

где κ^2 —материальный параметр реактора; L^2 —квадрат длины диффузии тепловых нейтронов в реакторе; τ —возраст тепловых нейтронов; θ —коэффициент использования тепловых нейтронов; k_{∞} —коэффициент мультипликации нейтронов в бесконечной среде. Уравнения выведены в предположении, что реактор с минимальной критической массой является чисто тепловым и что нейтронные потоки в нем могут быть выражены в диффузионно-возрастном приближении. Формула (1) является следствием равенства фактора утечки нейтронов из реактора α и показателя эффективности делящегося вещества η (в работе [1] доказывается, что

$$\left(\frac{\partial G}{\partial V} \right)_{\alpha \neq \Phi} = \frac{G}{V} \left(1 - \frac{\alpha}{\eta} \right),$$

Из полученных данных видно, что в нижнем температурном диапазоне области α -фазы горячекатаный уран обладает заметной скоростью ползучести, которая начиная с 400°С и выше резко возрастает. Ползучесть урана при температуре 400°С примерно в 10, а при 500°С в 100—400 раз больше, чем у углеродистой стали, не отличающейся высокой сопротивляемостью ползучести.

Поступило в Редакцию 8/VI 1959 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Бочвар, Г. Я. Сергеев, А. А. Жулькова; Г. И. Томсон. Доклад № 2190, представленный на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
2. R. Nichols. Nucl. Engng., 2, No. 18, 355 (1957).
3. A. McIntosh, T. Neal. Доклад № 49, представленный Великобританией на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
4. Г. Я. Сергеев, В. В. Титова, З. П. Николаева, А. М. Каптельцев, Л. И. Колобнева. Доклад № 2307, представленный на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).

где G —нагрузка реактора, V —его объем). Уравнение (2) общеизвестно.

Определив из указанной системы уравнений параметры κ^2 и θ (от последнего зависит L^2 и k_{∞}), находим критический размер и критическую массу искомого реактора.

Таким образом, этим методом можно непосредственно отыскать минимальный по нагрузке реактор с заданным содержанием конструктивных материалов, не проводя многочисленных вариантных расчетов реакторов с переменной концентрацией делящегося вещества в замедлителе. Хотя расчет ведется для голого реактора, описанный способ позволяет быстро определить и параметры реактора с отражателем, если для последнего известно значение эффективной добавки.

Для иллюстрации рассмотренного метода определения параметров минимального по нагрузке реактора приводим результаты расчетов следующих беспористых систем: чистый U^{235} с тяжелой водой, бериллием, окисью бериллия, графитом и 50%-ной смесью бериллия с графитом. Расчетные данные сравниваются с параметрами реакторов такого же состава с минимальными критическими массами, найденными из кривых, приведенных в книге [2]. В этой книге содержатся данные работы Сафонова, в которой были рассчитаны критические радиусы и нагрузки голых сферических реакторов с различными замедлителями в широком диапазоне относи-

Таблица 1

Константы замедлителей, принятые в расчетах

Замедлитель	Удельный вес γ , г/см ³	Макроскопическое сечение поглощения $\Sigma_{\text{зам}}$, см ⁻¹	Возраст тепловых нейтронов τ , см ²	Длина диффузии тепловых нейтронов в замедлителе $L_{\text{зам}}$, см
D ₂ O	1,1	$8,6 \cdot 10^{-5}$	120	100
Be	1,85	$1,1 \cdot 10^{-3}$	97	21
BeO	3	$6,10^{-4}$	130	30
C	1,67	$3,7 \cdot 10^{-4}$	344	50,5
50% Be+50% C	1,76	$7,35 \cdot 10^{-4}$	145	34

Таблица 2

Результаты расчетов критических масс и размеров реакторов

Замедлитель	Σ , см ⁻¹	θ	R, см	G_5 , кг	$\rho_{\text{зам}}/\rho_5$	Данные работы [2]		
						R, см	G_5 , кг	$\rho_{\text{зам}}/\rho_5$
D ₂ O	0,046	0,963	67	1,8	10^4	~70	~1,9	$1,1 \cdot 10^4$
Be	0,0563	0,823	54	2,16	$1,5 \cdot 10^4$	~53	~2,1	$1,4 \cdot 10^4$
BeO	0,0521	0,850	59,1	2,02	$1,2 \cdot 10^4$	~59	~2	$1,2 \cdot 10^4$
C	0,0295	0,85	104	6,32	$2,44 \cdot 10^4$	~100	~6	$2,3 \cdot 10^4$
50% Be+50% C	0,045	0,84	68,5	3,59	$1,52 \cdot 10^4$	~70	~3,5	$1,6 \cdot 10^4$

тельных концентраций U²³⁵ и замедлителя. Для сопоставления наши расчеты проводились при тех же физических константах замедлителей, какие указаны в работе [2]. Эти константы вместе с рассчитанными константами смеси графита с бериллием приведены в табл. 1.

Для U²³⁵ принимались следующие константы: сечение захвата тепловых нейтронов $\sigma_c^{(5)} = 610$ барн, эффективное число вторичных нейтронов на акт захвата теплового нейтрона $\nu_{\text{эфф}} = 2,08$. Во всех рассмотренных случаях, очевидно, $L^2 = L_{\text{зам}}^2 (1 - \theta)$

и $k_{\infty} = \nu_{\text{эфф}} \theta$, где $\theta = \frac{1}{1 + \frac{\Sigma_{\text{зам}}}{\rho_5 \sigma_c^{(5)}}}$ (ρ_5 — ядерная

концентрация U²³⁵). Таким образом, система уравнений (1) и (2) позволяет найти одновременно Q_5 и материальный параметр κ^2 , который связан с радиусом реактора соотношением

$$R = \frac{\pi}{\kappa} - \frac{0,71}{\Sigma_{tr}}$$

где Σ_{tr} означает некоторое усредненное значение транспортного сечения активной зоны для нейтронов, покидающих реактор [3].

Загрузка реактора по U²³⁵ определяется формулой

$$G_{(кг)} = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_5 \frac{0,235}{0,6023 \cdot 10^{24}}$$

Наиболее простым способом решения системы (1) и (2) является построение графиков функций $\kappa^2 = \kappa^2(\nu)$ из уравнения (1) и $\nu = \nu(\kappa^2)$ из уравнения (2), после чего в точке пересечения обоих графиков находят искомые κ^2 и θ . Для более точного определения корней указанных уравнений целесообразно использовать метод Ньютона [4]. Во всех рассмотренных случаях, кроме случая, когда замедлителем является тяжелая вода, действительными значениями параметра κ соответствовал знак минус перед корнем в уравнении (1).

Результаты расчетов приведены в табл. 2 ($Q_{\text{зам}}$ — концентрация ядер замедлителя).

Данные, взятые из работы [2], неточны, так как они сняты с кривых, изображенных в логарифмическом масштабе.

Как видно из табл. 2, согласие между этими данными и нашими расчетами вполне удовлетворительное.

Поступило в Редакцию 3/VIII 1959 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Я. Пулко. Физика и теплотехника реакторов. Приложение № 1 к журналу «Атомная энергия», 1958, стр. 44.
2. R. Bussard, R. DeLaueг. Nuclear Rocket Propulsion. New York, 1958, p. 208.
3. Материалы КАЭ США. Т. II — Ядерные реакторы. М., Изд-во иностр. лит., 1956.
4. В. Э. Милн. Численный анализ. М., Изд-во иностр. лит., 1951.