

проводами, сваренной в стык. После сварки прокладка подвергается дополнительной обработке — удалению образовавшегося грата, отжигу и электролитической полировке.

Форвакуумная откачка лайнера осуществляется водоструйными насосами производительностью $0,5 \text{ л} \cdot \text{торр/сек}$ при давлении 20 торр .

Для диагностики плазмы оптическими методами на торцовых поверхностях откачивающих патрубков лайнера установлены паяные сапфировые окна. Тороидальный сварной лайнер собран из 32 сильфонов диаметром $430/400 \text{ мм}$. Сильфоны изготавливаются из хромо-никелевой немагнитной стали.

Наружная камера откачивается двумя паромасляными агрегатами; форвакуум поддерживается механическими насосами. Наружная камера состоит из четырех разъемных в экваториальной плоскости медных секторов; все уплотнения выполнены на резиновых прокладках. Электрическая изоляция наружной камеры от лайнера обеспечивается керамическими опорными втулками (см. рис. 7).

Дистанционное управление всеми элементами вакуумной системы измерительной аппаратурой осуществляется с двух пультов, один из

которых находится рядом с установкой и используется при ее подготовке к эксплуатации. Управление работающей установкой, измерение давлений в системе и напуск газа в лайнер осуществляются со второго пульта, размещенного в машинном зале.

Как отмечалось выше, для обезгаживания все элементы высоковакуумного тракта подвергаются интенсивному прогреву с одновременной откачкой. Вакуумные агрегаты и соединительные патрубки прогреваются до $400-450^\circ \text{C}$ съемными электрическими нагревателями. Лайнер прогревается до $500-600^\circ \text{C}$. Первый прогрев (после монтажа или длительного пребывания внутренней камеры в атмосферных условиях) занимает около 80 ч ; после кратковременного (несколько часов) напуска воздуха при атмосферном давлении для обезгаживания достаточно $20-30 \text{ ч}$.

При оттренированной системе давление в лайнере сохраняется неизменным, и в интервалах между напусками газа оно не превышает $(1-2) \cdot 10^{-7} \text{ торр}$; в наружной камере давление составляет $(1-2) \cdot 10^{-6} \text{ торр}$.

Поступила в Редакцию 23/XI 1963 г.
В окончательной редакции 5/VI 1964 г.



УДК 621.039.514.2

Некоторые характеристики быстрого реактора с ториевым экраном

Г. А. Батырбеков, И. И. Бондаренко, Ю. Ф. Колеганов,
М. Н. Николаев, О. П. Узнадзе

На экспериментальном быстром реакторе БР-1 с активной зоной из Pu^{239} и экраном из Th^{232} определялся коэффициент переработки Pu^{239} в U^{233} . Изучались также размножающие характеристики тория: коэффициент использования нейтронов деления (D), коэффициент размножения нейтронов (k_∞).

Введение

Быстрые реакторы позволяют достигать большого коэффициента воспроизводства. Это их преимущество перед тепловыми реакторами является решающим, если используется уран, так как при этом достигается коэффициент воспроизводства ядерного горючего значительно выше единицы [1, 2]. Использование тория в быстрых реакторах не дает такого эффекта из-за более низкого значения сечения деления Th^{232} по сравнению с U^{238} . Поэтому использо-

вание тория в ядерной энергетике обычно рассматривается в связи с возможностью осуществления цикла расширенного воспроизводства ядерного горючего в тепловых реакторах.

Однако с точки зрения возможности использования всех природных запасов ядерного сырья, а также в целях получения U^{233} может оказаться целесообразным использование тория и в быстрых реакторах, главным образом в качестве материала для внешней зоны воспроизводства. В будущем после накопления больших количеств Pu^{239} в уран-плутониевом цикле на быстрых нейтронах экономическая целесообразность использования тория в воспроизводящих быстрых реакторах с плутониевым горючим может значительно повыситься. В связи с этим интересно измерить ядерно-физические харак-

теристика тория и сравнить их с аналогичными характеристиками урана.

Отличие цикла $U^{238} - Pu^{239}$ от цикла $Th^{232} - U^{233}$ в быстрых реакторах при использовании Pu^{239} в качестве горючего в активной зоне заключается в различном размножении нейтронов в тории и уране. Поэтому естественно сравнить эти циклы в условиях, когда роль размножения нейтронов в тории и уране максимальна и, следовательно, максимален коэффициент воспроизводства ядерного горючего. Это достигается в реакторах с концентрированной активной зоной и толстым воспроизводящим экраном (хотя такие реакторы не могут быть использованы для промышленных целей из-за трудностей отвода тепла). Для этого были проведены исследования на реакторе БР-1 с активной зоной из Pu^{239} и экраном из Th^{232} , отличающимся довольно простой геометрией и малым количеством конструкционных материалов. На этом реакторе определялись максимальный коэффициент переработки Pu^{239} в U^{233} и размножающие характеристики тория (например, коэффициент использования нейтронов деления в тории). Эти работы интересны, кроме того, потому,

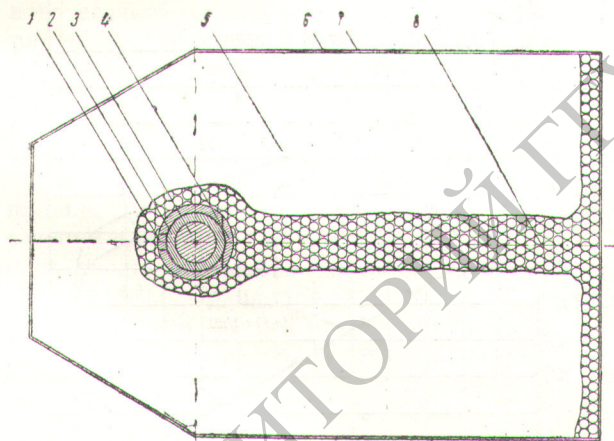


Рис. 1. Реактор БР-1 с ториевым экраном (вид сверху): 1 — регулирующий стержень; 2 — компенсирующий цилиндр; 3 — активная зона, набранная из плутониевых стержней; 4 — вспомогательный компенсатор; 5 — основной ториевый экран; 6 — стягивающие пояса; 7 — кадмиевый чехол; 8 — вертикальные экспериментальные каналы.

что на этом реакторе исследован также цикл $U^{238} - Pu^{239}$ [1] и, таким образом, выявлена возможность сравнения ядерно-физических свойств урана и тория в одинаковых условиях.

Кроме интегральных характеристик измерялись пространственные распределения различных процессов в реакторе. Результаты этих экспериментов сравниваются с данными многогруппового расчета.

Реактор БР-1 с ториевым экраном

Конструкции активной зоны и системы регулирования реактора БР-1 (рис. 1 и 2) описаны

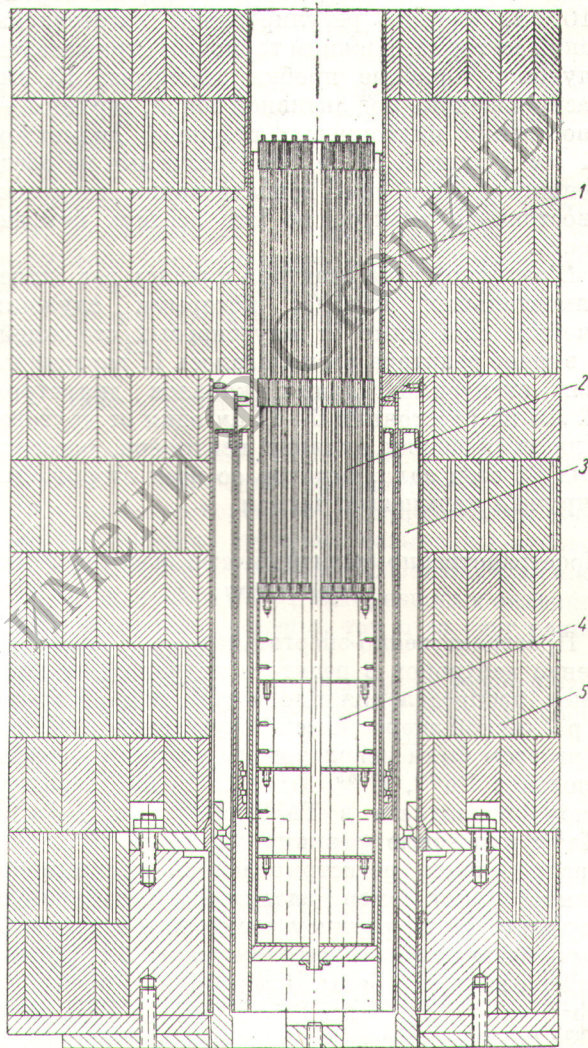


Рис. 2. Вертикальный разрез реактора БР-1 с ториевым экраном:

1 — хвостовики из обедненного урана; 2 — активная зона, набранная из плутониевых стержней; 3 — ториевые органы регулирования; 4 — ториевые пробки; 5 — основной ториевый экран.

в работе [1]. Основной экран собран из отдельных ториевых блоков диаметром 35 мм и высотой 100 мм. Блоки в экране расположены слоями и образуют плотную гексагональную решетку. Два соседних слоя смещены один относительно другого на половину шага решетки, чтобы перекрыть большинство образующихся между блоками сквозных вертикальных отверстий и тем самым уменьшить утечку ней-

тронов через торцы экрана. Средняя плотность ядер тория в экране $2,61 \cdot 10^{22}$ ядер/см³. Толщина экрана в направлении измерений от центра активной зоны 123 см, высота и ширина экрана 110 см. Органы регулирования изготовлены также из тория. Нижним торцовым отражателем служили ториевые пробки диаметром 13 см, расположенные под активной зоной, верхним — хвостовики плутониевых стержней диаметром 11 мм и длиной 30 см, изготовленные из обедненного урана; при использовании ториевых хвостовиков реактор не мог достичь критичности.

В активной зоне реактора имелись два экспериментальных канала, которыми служили ячейки, свободные от плутониевых стержней. В экране реактора располагалось 17 вертикальных экспериментальных каналов диаметром 12 мм на расстоянии 6—12 см один от другого. Для уменьшения влияния нейтронов, рассеянных от стен зала, реактор со всех сторон был окружен кадмиевым чехлом.

Пространственно-энергетическое распределение нейтронов

Пространственно-энергетическое распределение нейтронов в реакторе изучалось измерением распределения плотностей ряда реакций с различной энергетической чувствительностью. При этом были использованы реакции деления изотопов Pu^{239} , U^{235} , U^{233} , U^{238} , Th^{232} , радиационного захвата в Th^{232} , U^{238} , Cu^{63} , Au^{197} , Mn^{55} ; пороговые реакции (n, p) на P^{31} , S^{32} . Распределения регистрировались при помощи миниатюрных камер деления и активационных индикаторов по радиусу реактора в вертикальных экспериментальных каналах на уровне центра активной зоны. Для реакций $\text{Pu}^{239}(n, f)$; $\text{Th}^{232}(n, \gamma)$; $\text{Th}^{232}(n, f)$; $\text{U}^{238}(n, \gamma)$; $\text{U}^{238}(n, f)$ $\text{U}^{235}(n, f)$, которые необходимы для определения полных чисел процессов, происходящих в реакторе, распределения определялись как по радиусу реактора, так и по высоте экспериментальных каналов в областях, где эти реакции происходили.

Радиационный захват в Th^{232} и U^{238} регистрировался по β -активности Th^{233} и U^{239} . Перед этим облученные образцы тория и урана химически очищались от осколков деления и продуктов естественного распада. Для того чтобы можно было связать между собой полученные распределения различных реакций, были определены отношения сечений этих реакций в центре активной зоны реактора. При этом для исклю-

чения эффективности применяемых детекторов, чувствительных к тепловым нейтронам, детекторы градуировались в потоке тепловых нейтронов. Для градуировки детекторов, работающих на реакциях $\text{U}^{238}(n, f)$; $\text{Th}^{232}(n, f)$, в потоке тепловых нейтронов использовались известные примеси U^{235} . При обработке результатов вклад от деления примесей вычитался. При градуировках использовались значения сечений для тепловых нейтронов, приведенные в работах [3, 4], в которые вводились поправки на отличие хода сечений от $1/v$ и отличие формы подкадмиевого спектра нейтронов от максвелловского.

Пороговые детекторы $\text{P}^{31}(n, p)$; $\text{S}^{32}(n, p)$ не градуировались. Отношения сечений указанных реакций в центре активной зоны были приняты из многогруппового расчета с учетом хорошего согласия экспериментальных и расчетных сечений реакций в центре активной зоны этого реактора с экранами из других материалов и слабой зависимости спектра нейтронов центра активной зоны от материала экрана.

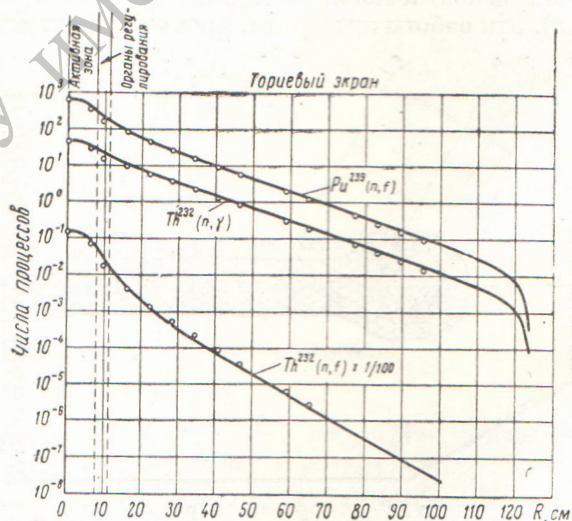


Рис. 3. Распределения плотностей основных ядерных процессов, происходящих в реакторе БР-1 с ториевым экраном, по радиусу реактора.

Экспериментальные ошибки в измерениях камерами деления не превышали 3%, а в измерениях активационными индикаторами 7%.

В табл. 1 приведены отношения сечений различных реакций к сечению деления Pu^{239} в центре активной зоны.

На рис. 3 приведены распределения плотностей основных процессов, происходящих в реакторе с ториевым экраном, по радиусу реакто-

Таблица 1

Отношения сечений различных реакций к сечению деления Pu^{239} в центре активной зоны реактора БР-1 с ториевым экраном

Реакция	Эксперимент	Многогрупповой расчет
$Pu^{239} (n, f)$	1,000	1,000
$U^{235} (n, f)$	$0,724 \pm 0,034$	0,738
$U^{233} (n, f)$	$1,102 \pm 0,033$	1,126
$Th^{232} (n, f)$	$0,0233 \pm 0,0007$	0,0229
$U^{238} (n, f)$	$0,125 \pm 0,005$	0,122
$Th^{232} (n, \gamma)$	$0,072 \pm 0,006$	0,076
$U^{238} (n, \gamma)$	$0,056 \pm 0,003$	0,059
$Cu^{63} (n, \gamma)$	$0,0089 \pm 0,0003$	0,0089
$Au^{197} (n, \gamma)$	$0,082 \pm 0,006$	0,078
$Mn^{55} (n, \gamma)$	$0,0034 \pm 0,0002$	0,0028
$Na^{23} (n, \gamma)$	$(2,24 \pm 0,10) \cdot 10^{-4}$	$2,13 \cdot 10^{-4}$
$Pu^{239} (n, \gamma)$	—	0,055
$S^{32} (n, p)$	—	0,025
$P^{31} (n, p)$	—	0,0107

ра. Сплошными линиями показаны распределения, полученные в результате многогруппового расчета реактора в P_3 -приближении в сферической геометрии реактора, точками — результаты эксперимента. Расчет проводился на электронной вычислительной машине. При этом была использована 26-групповая система ядерных констант [3]. При расчете в константы вводились поправки, учитывающие зависимость сечения замедления от реального спектра среды, на основе рекомендаций работы [3]. Сравнение указанных распределений дает хорошее согласие результатов эксперимента с расчетными данными. Максимальные расхождения наблюдаются в области активной зоны и близлежащей к ней области экрана. По-видимому, эти расхождения объясняются неточным учетом геометрии активной зоны в расчете, где она принималась сферической, в то время как в действительности она имеет форму цилиндра.

На рис. 4 показаны изменения отношений сечений различных реакций к сечению реакции $Pu^{239} (n, f)$ по радиусу реактора. В центре активной зоны значения отношений сечений приняты равными единице.

Изменения отношений сечений реакций с различной энергетической чувствительностью показывают, что при выходе из активной зоны спектр нейтронов резко смягчается. Это обусловлено сильным неупругим рассеянием нейтронов в экране. Асимптотическое равновесие нейтронного спектра, которое в урановой среде устанавливается за счет присутствия примесей U^{235} , в тории не устанавливается.

Из рис. 4 видно, что на некотором удалении от активной зоны (более 40 см) спектр нейтронов, поглощаемых в тории, меняется очень медленно. Распределение потока этих нейтронов по радиусу реактора в хорошем приближении можно описать формулой $\Phi = Ae^{-r/L/r}$ при $L = 14,7$ см.

Воспроизводство ядерного горючего

Одна из основных задач описываемых исследований — измерение коэффициента переработки ядерного горючего. Коэффициентом переработки ядерного горючего называется отношение полного числа вновь образовавшихся ядер U^{233} к числу ядер Pu^{239} , выгоревших в активной зоне как за счет деления, так и за счет радиационного захвата.

Для определения коэффициента переработки необходимо знать отношения полных чисел

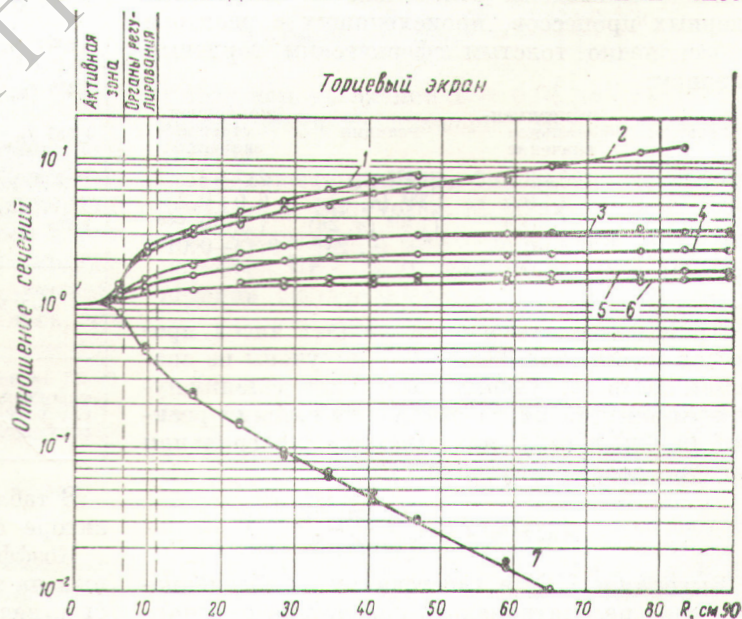


Рис. 4. Отношения сечений различных реакций к сечению деления Pu^{239} в зависимости от расстояния от центра активной зоны реактора БР-1 с ториевым экраном:

1 — $Mn^{55} (n, \gamma)$; 2 — $Au^{197} (n, \gamma)$; 3 — $Cu^{63} (n, \gamma)$; 4 — $Th^{232} (n, \gamma)$; 5 — $U^{235} (n, f)$; 6 — $U^{233} (n, f)$; 7 — $Th^{232} (n, f)$; ● — $P^{31} (n, p)$.

различных ядерных процессов, происходящих в реакторе с бесконечно толстым ториевым экраном в один и тот же интервал времени. Экспериментально были найдены только отношения полных чисел следующих процессов: $\text{Pu}^{239}(n, f)$; $\text{Th}^{232}(n, \gamma)$; $\text{U}^{238}(n, \gamma)$; $\text{Th}^{232}(n, f)$; $\text{U}^{238}(n, f)$; $\text{U}^{235}(n, f)$, которые определялись численным интегрированием измеренных распределений плотностей соответствующих ядерных реакций. При интегрировании в активной зоне и примыкающей к активной зоне области экрана из-за отсутствия сферической симметрии в распределениях плотностей реакций использовались измерения как по радиусу, так и по высоте реактора. При интегрировании по области экрана, лежащей на расстоянии более 25 см от активной зоны, использовались распределения, измеренные только по радиусу реактора. Утечка нейтронов не превышала 0,5%. Число радиационных захватов в Pu^{239} экспериментально не определялось. Оно находилось по значению α (отношению сечения радиационного захвата к сечению деления Pu^{239}) в активной зоне реактора, принятому из многогруппового расчета и равному 0,06. Указанная величина α лежит между ее значениями для спектра нейтронов в более разбавленной активной зоне EBR-1 ($\alpha = 0,08$) [5] и спектра нейтронов деления ($\alpha = 0,04$) [1].

Ниже приведены отношения полных чисел ядерных процессов, происходящих в реакторе с бесконечно толстым сферическим ториевым экраном:

Реакция	Экспериментальное значение	Реакция	Экспериментальное значение
$\text{Pu}^{239}(n, f)$	100 ± 3	$\text{Th}^{232}(n, \gamma)$	217 ± 8
$\text{Th}^{232}(n, f)$	$4,8 \pm 0,2$	$\text{U}^{238}(n, \gamma)$	$6,0 \pm 0,2$
$\text{U}^{238}(n, f)$	$3,4 \pm 0,1$	$\text{Th}^{232}(n, 2n)$	$1,2 \pm 0,1^{**}$
$\text{U}^{235}(n, f)$	$0,8 \pm 0,05$	$\text{U}^{238}(n, 2n)$	$0,13 \pm 0,01^{**}$
$\text{Pu}^{239}(n, \gamma)$	$6,0^*$		

Приведенные отношения полных чисел процессов $(n, 2n)$ для Th^{232} , U^{238} получены из значений соответствующих интегралов делений путем умножения их на отношение сечений реакций $(n, 2n)$ и (n, f) на расчетном интегральном спектре соответствующей среды:

$$I_{n, 2n} = I_f \cdot \frac{\sigma(n, 2n)}{\sigma(n, f)}.$$

Выгорание U^{235} в хвостовиках из обедненно-го урана рассматривалось как потеря ядерного

горючего, а радиационный захват нейтронов в U^{238} — как образование ядерного горючего. Учет всех этих факторов дает значение коэффициента переработки ядерного горючего $2,09 \pm 0,08$.

Из-за размножения нейтронов в урановых хвостовиках коэффициент переработки несколько превышает его значение для чистого ториевого экрана. Величина поправки в коэффициент переработки, учитывающая присутствие урана, была определена по балансу нейтронов в хвостовиках. Полученная таким образом величина коэффициента переработки ядерного горючего для реактора с чистым ториевым экраном оказалась равной $2,05 \pm 0,09$.

Коэффициент переработки, полученный в результате многогруппового расчета, равен 1,97. Это значение в пределах ошибок измерений совпадает с экспериментальным результатом.

Таблица 2

Баланс нейтронов в реакторе БР-1 с ториевым экраном

Рождение нейтронов		Гибель нейтронов	
реакция	число родившихся нейтронов	реакция	число погибших нейтронов
$\text{Pu}^{239}(n, f)$	308 ± 9 ($\nu = 3,08^*$)	$\text{Pu}^{239}(n, f)$	100 ± 3
$\text{Th}^{232}(n, f)$	$11,6 \pm 0,5$ ($\nu = 2,42^*$)	$\text{Th}^{232}(n, f)$	$4,8 \pm 0,2$
$\text{U}^{238}(n, f)$	$8,8 \pm 0,3$ ($\nu = 2,83^*$)	$\text{U}^{238}(n, f)$	$3,4 \pm 0,1$
$\text{U}^{235}(n, f)$	$2,0 \pm 0,1$ ($\nu = 2,47^*$)	$\text{Pu}^{239}(n, 2n)$	$0,8 \pm 0,05$
$\text{Pu}^{239}(n, 2n)$	$0,2 \pm 0,01$	$\text{Th}^{232}(n, 2n)$	$0,1 \pm 0,005$
$\text{Th}^{232}(n, 2n)$	$2,4 \pm 0,4$	$\text{U}^{238}(n, 2n)$	$1,2 \pm 0,2$
$\text{U}^{238}(n, 2n)$	$0,3 \pm 0,02$	$\text{Pu}^{239}(n, \gamma)$	$0,13 \pm 0,01$
		$\text{Th}^{232}(n, \gamma)$	$6,0$
		$\text{U}^{238}(n, \gamma)$	217 ± 8
			$6,0 \pm 0,2$
Сумма	333 ± 9	Сумма	339 ± 10

* Значения ν для реакций деления определялись усреднением данных ν , приведенных в работе [3], по числу реакций на расчетном интегральном спектре соответствующей среды.

В табл. 2 приводится баланс нейтронов в реакторе с ториевым экраном.

Коэффициент воспроизводства, определенный на этом же реакторе с урановым экраном, был равен 2,4—2,5 [1]. Разница между этой величиной и коэффициентом переработки, определенным в настоящей работе, объясняется разным вкладом делений U^{238} и Th^{232} . Вклад деления U^{238} в коэффициент воспроизводства

* По данным многогруппового расчета.

** Относительно определения этих величин смотри текст.

составлял $\sim 0,5^*$, а вклад деления тория в коэффициент переработки оказался равным

$$\Delta K\Pi = \frac{F_2(v_2-1)}{1+\alpha} = 0,070 \pm 0,003,$$

где F_2 — полный интеграл делений тория в экране, нормированный на одно деление Pu^{239} в активной зоне.

Величина v_2 на основании многогруппового расчета была найдена равной 2,42.

Определенный аналогичным образом вклад в коэффициент переработки за счет размножения нейтронов на реакции $\text{Th}^{232}(n, 2n)$ оказался равным $0,011 \pm 0,002$.

Размножающие характеристики тория

Интересно определить максимально возможный вклад деления тория в коэффициент воспроизводства (или переработки) ядерного горючего. Для этого необходимо знать коэффициент использования нейтронов деления в тории (D), т. е. полное число делений тория, происходящих в бесконечном ториевом блоке, при впуске в него одного нейтрона деления.

Значение D определялось по балансу нейтронов в реакторе БР-1 с ториевым экраном. В идеальном случае, когда все рождающиеся нейтроны деления поглощаются в тории,

$$D = \frac{F_2}{Q},$$

где F_2 — полный интеграл делений тория в бесконечно сферическом ториевом экране; Q — интенсивность источника нейтронов.

Поскольку в нашем случае источником нейтронов служила активная зона реактора БР-1, часть нейтронов, способных делить торий, уходит под эффективный порог деления тория в плутонии, уране и конструкционных материалах. Поэтому вводилась поправка, учитывающая эти уходы. При этом предполагалось, что нейтроны, способные делить торий, распределяются по реактору так же, как плотность деления тория. Для определения числа уведенных нейтронов использовались сечения увода, найденные по данным работы [3].

Определенный таким образом для тория

$$D_{\text{эксп}} = 0,029 \pm 0,002.$$

Расчетное значение коэффициента использования нейтронов деления в тории, определенное на основании ядерных констант работы [3],

* Приведенное в статье И. И. Бондаренко и др. [«Атомная энергия», 17, 113 (1964)] значение этой величины, равное 0,73, получено без учета выгорания U^{235} в обедненном уране.

равно

$$D_{\text{расч}} = \frac{\bar{\sigma}_f^{\text{Th}}}{\bar{\sigma}_y^{\text{Th}}} = 0,025,$$

где $\bar{\sigma}_f^{\text{Th}} = 0,0677$ — сечение деления тория нейтронами спектра деления; $\bar{\sigma}_y^{\text{Th}} = 2,70$ — сечение увода нейтронов, способных делить торий, под эффективный порог деления тория для тория. Расхождение между экспериментальным и расчетным значениями D , составляющее примерно 14%, несколько выходит за пределы ошибок. Учитывая то, что принятое значение $\bar{\sigma}_f^{\text{Th}} = 0,0677$ хорошо согласуется с экспериментальным значением $\bar{\sigma}_f^{\text{Th}} = 0,066 \pm 0,004$ (эта величина была определена способом, аналогичным изложенному в работе [6]), можно предположить, что сечение увода на тории, определенное по константам работы [3], несколько завышено.

Знание величины D позволяет определить такие характеристики тория, как коэффициент размножения нейтронов в тории (k_∞) и максимально возможный вклад деления тория в коэффициент воспроизводства (или переработки) ядерного горючего ($\Delta K\Pi_{\text{макс}}$):

$$k_\infty = \frac{Dv_2}{1+Dv_2} = 0,066 \pm 0,005;$$

$$\Delta K\Pi_{\text{макс}} = \frac{D(v_2-1)}{(1+\alpha)/v_9} = \frac{0,13 \pm 0,009}{1+\alpha}.$$

При использовании $\alpha = 0,04$ для спектра деления получено значение $\Delta K\Pi_{\text{макс}} = 0,125 \pm 0,009$.

В заключение авторы благодарят В. И. Голубева, А. В. Звонарева, М. Ю. Орлова за полезные обсуждения работы, а также персонал реактора БР-1 за оказанную помощь при проведении эксперимента.

Поступила в Редакцию 16/III 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Лейпунский и др. «Атомная энергия», 5, 277 (1958).
2. А. И. Лейпунский, О. Д. Казачковский, М. С. Пинхасик. «Атомная энергия», 11, 370 (1961).
3. Л. П. Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
4. И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев. Ядерно-физические константы. М., Госатомиздат, 1963.
5. P. Kafalas, M. Levenson, C. Stevens. Nucl. Sci. and Engng, 2, 657 (1957).
6. И. И. Бондаренко, В. П. Ковалев. Pile Neutron Research in Physics. IAEA, Vienna, 1962, p. 160.