

зять активность Th^{232} и получаемого U^{233} по сравнению с обычным способом использования тория в тепловых реакторах или в активных зонах быстрых реакторов.

В заключение авторы выражают благодарность М. Ф. Троянову и Л. Н. Усачеву за полезное обсуждение результатов данной работы и А. Н. Шмелеву за проведение расчетов на электронно-вычислительной машине.

Поступила в Редакцию 9/VII 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. П. Абагян и др. Групповые константы для расчета реакторов. М., Госатомиздат, 1964.
2. А. И. Лейпунский и др. Доклад № 369, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1964.
3. М. Бенедикт, Т. Пигфорд. Химическая технология ядерных материалов. М., Атомиздат, 1960.

УДК 621.039.538:539.171.4

Прохождение нейтронного излучения реактора через безводородные среды

С. Г. Цылин, Б. И. Сеницын, В. К. Даруга

Рассматриваются результаты экспериментальных и теоретических исследований прохождения нейтронов через безводородные однородные материалы и смеси. Обсуждаются полученные длины релаксации нейтронов различных энергетических групп. Показано, что при определенных предположениях величина ослабления потока нейтронов верхней энергетической группы ($E_n \geq 3 \text{ Мэв}$) в безводородной среде может быть получена из довольно простых эмпирических выражений с применением известных постоянных: сечения выведения $\sigma_{\text{выв}}$, сечения, полученного из обратной длины релаксации ($\sigma_{1/\lambda}$), асимптотического сечения $\sigma_{\text{ас}}$. Приводятся значения этих констант.

В настоящее время накоплен обширный экспериментальный и теоретический материал по защите от нейтронного излучения ядерных реакторов, изложенный в многочисленных работах разных авторов (см. литературу [1—25]). Вследствие этого назрела необходимость обобщить, систематизировать такую информацию и выявить общие закономерности и соотношения, облегчающие расчет и проектирование конкретных видов защит реакторов. Эти закономерности получаются на основании как экспериментов, так и точных расчетов. При этом все многообразие имеющихся данных можно представить в виде довольно простых алгоритмов и аппроксимаций, которые позволяют, не прибегая к сложным вычислениям, получить надежные решения многих задач.

При выводе простых соотношений необходимо, очевидно, свести к минимуму число параметров, описывающих тот или иной процесс в защите. Значительные успехи в этом на-

правлении видны на примере исследований водородсодержащих защит (воды, углеводов, бетонов и т. д.), когда на основе многочисленных экспериментальных данных и различных методов расчета, используя определенное число известных параметров и простые эмпирические выражения, можно практически решить любую задачу по созданию конкретной защиты реактора [1—3]. Однако водородсодержащие материалы, как бы хороши они ни были с точки зрения ослабления нейтронов и простоты расчета, не универсальны, если ставятся более жесткие технические условия: температурная стойкость, теплопроводность и т. д. В этом отношении большую ценность представляют проведенные в последнее время исследования безводородных защитных материалов. Сейчас имеется достаточная информация экспериментального характера о прохождении нейтронов спектра реактора как через однородные среды (графит, натрий, железо, свинец), так и через смеси (железо — графит, железная руда, карбид бора). Для некоторых материалов известны расчеты прохождения нейтронов спектра деления. Расчеты методом моментов проведены для бериллия, окиси бериллия, углерода и железа.

Следует заметить, что расчет безводородной защиты гораздо сложнее и менее точен, чем расчет водородсодержащей. Неточность в значениях элементарных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами вещества защиты в большей степени проявляется в безводородных сре-

дах, так как в водородсодержащих средах характер функции ослабления нейтронов определяется главным образом водородом, сечение которого известно с большой точностью, а наличие других компонентов учитывается как возмущение, приводящее к некоторому поглощению. Тем не менее и в случае безводородных защит, по крайней мере для группы нейтронов с энергией выше 3 Мэв , все полученные данные можно также интерпретировать довольно простыми эмпирическими соотношениями.

При этом наряду с известными константами, используемыми при расчетах водородсодержащих защит (например, сечением выведения), применяются также сечения $\sigma_{1/\lambda}$ или асимптотические сечения.

В настоящей работе дается обзор основных экспериментальных исследований и расчетов безводородных защит и рассматривается возможность применения простых эмпирических выражений, позволяющих оценить защитные свойства некоторых реальных материалов, особенно смесей. Показано, что полученные таким образом величины в пределах 10–20% точности совпадают с данными экспериментов.

Обзор экспериментальных и расчетных данных

Проектирование защит ядерных реакторов при всем их разнообразии сводится к решению определенного круга физических и технических задач. В большинстве практических случаев требуется, чтобы материал защиты ослаблял потоки нейтронов и γ -излучения, идущих из реактора, на 9–10 порядков. Однако не всегда материалы, хорошо ослабляющие излучение реактора, могут быть применены в реальной защите, так как они должны удовлетворять необходимым техническим требованиям: обладать химической и радиационной стойкостью, простотой укладки, работоспособностью при высоких температурных режимах, минимальной стоимостью и т. д. Отказ от специальной тепловой защиты требует, чтобы материал обладал хорошей теплопроводностью.

Подавляющее большинство защит реакторов, находящихся в эксплуатации, в настоящее время представлено различными видами бетонов, основу которых составляют связанная вода и тяжелые наполнители (железо, барий и др.). Подробные исследования бетонов и других водородсодержащих материалов (гидридов металлов, углеводородов) отражены в много-

численных работах [4–5] и здесь обсуждаться не будут. Остановимся только на данных, полученных для «переходной» области, когда содержание водорода в защите минимально.

Чем выше содержание водорода в материале защиты, тем она сложнее и дороже [3], но уменьшение содержания водорода ниже некоторого минимума резко ухудшает ослабление нейтронов, особенно в промежуточной области энергий спектра реактора. Поскольку для средних и тяжелых элементов определяющей является именно эта область энергий нейтронов, разумно определить тот минимум водорода, при котором водородсодержащие защиты еще заметно не снижают своих качеств. Характеристики такой «минимизированной» защиты могут служить критерием для безводородных защит. Эксперименты [6, 17] и расчеты [2, 3] в хорошем согласии дают этот минимум: $\sim 0,3\%$ водорода. При этом для расчета дозового ослабления нейтронов в среде еще справедливо использование сечения выведения, т. е. сохраняется равенство длин релаксации нейтронов быстрой и тепловой групп (табл. 1). Ранее счи-

Таблица 1
Длины релаксации нейтронов в защитах с минимальным содержанием водорода

Среда	Состав (вес.%) и плотность (г/см^3)	Длина релаксации λ , см	
		$E_n > 0,5 \text{ Мэв}$	$E_n < 0,5 \text{ Мэв}$
Fe—H ₂ O [6]	2,8H ₂ O; $\rho=6,6$	7,3	7,7
Бетон [3]	50 Fe; 30O ₂ ; 3H ₂ O; $\rho=3,6$	9,6	9
Fe—O—H ₂ O [17]	55Fe; 32O ₂ ; $\sim 3\text{H}_2\text{O}$; $\rho=2,6$	12,5	11

талось, что этот минимум составляет 0,5–1% [4, 7]. Из сравнения табл. 1 и 3 видно, что добавка такого небольшого количества водорода существенно уменьшает длину релаксации нейтронов промежуточных энергий. Это связано с тем, что сечение водорода, значительное в этой области энергий, экранирует минимумы в сечениях других элементов среды. Можно ожидать, что соответствующим подбором другого легкого компонента, отличного от водорода, удастся достичь такого же эффекта при более высоких технических характеристиках среды. Число таких заменителей довольно ограничено: это литий, бериллий, бор, углерод, кислород и азот.

Ниже кратко рассмотрены имеющиеся в литературе сведения о прохождении нейтронов спектра реактора через вещества, отличные от водорода, и их смеси.

Бериллий и окись бериллия (BeO). Данные по этим веществам содержатся в работах [1, 2, 8]. В работах [1, 2] приводятся результаты расчетов (методом моментов) прохождения через бериллий и окись бериллия нейтронов спектра деления (для толщин до 200 г/см^2), причем для бериллия дан расчетный спектр в области энергий $0,33\text{--}18 \text{ Мэв}$, а для окиси бериллия — только кривая дозового ослабления. В работе [8] экспериментально проверены данные расчета [1] для бериллия. Результаты эксперимента хорошо согласуются с расчетом. Интересно отметить, что при плотностях $\rho_{\text{Be}} = 1,84 \text{ г/см}^3$ и $\rho_{\text{BeO}} = 2,8 \text{ г/см}^3$ длины релаксации, полученные из дозовых кривых, близки между собой (табл. 2).

Использование бериллия и окиси бериллия в качестве легких компонентов защиты ограничено из-за их относительно высокой стоимости.

Углерод и карбид бора (B_4C). В табл. 2 приведены экспериментальные [9] и расчетные (методом моментов) [1] длины релаксаций для нейтронов спектра реактора БР-5 [15] и спектра деления в углероде толщиной 100 см . Как следует из работы [15], для нейтронов с энергией $E_n > 3 \text{ Мэв}$ эти спектры совпадают. Из табл. 2 видно, что расчетные и экспериментальные длины релаксаций нейтронов в углероде удовлетворительно совпадают в области энергий $E_n > 3 \text{ Мэв}$. В области энергий $E_n > 0,5 \text{ Мэв}$ изменение длин релаксации невелико (экспериментальные значения $12,9\text{--}15,9 \text{ см}$, расчетные $12,6\text{--}16,2 \text{ см}$). Следует заметить, что в углероде на расстояниях больше 100 см все группы быстрых нейтронов следуют за наи-

Таблица 2

Длины релаксации λ нейтронов различных энергетических групп в безводородных защитах, см*

Детектор	Эффективный порог или область энергий	Спектр источника нейтронов	Be [8, 1]		BeO [2]	C [9, 11, 14]		B ₄ C [10]	Na [13, 14]		Fe [15, 11, 9]	Fe—C [9]	Fe—O [17]	Pb [11]
			$\lambda_{\text{эксп}}$	$\lambda_{\text{расч}}$	$\lambda_{\text{расч}}$	$\lambda_{\text{эксп}}$	$\lambda_{\text{расч}}$	$\lambda_{\text{эксп}}$	$\lambda_{\text{эксп}}$	$\lambda_{\text{расч}}$	$\lambda_{\text{эксп}}$	$\lambda_{\text{расч}}$	$\lambda_{\text{эксп}}$	$\lambda_{\text{расч}}$
Cu (n, γ); BF ₃	Все	Спектр реактора	—	—	—	—	—	7,0	>40	>40	24	—	21	—
Cu (n, γ) в Cd	Над-тепл.		—	—	—	12,3***	—	—	—	—	24	10,8	20	—
In (n, γ) в Cd	1,44 эв		—	—	—	13,0***	—	—	—	—	—	9,1	20	—
Счетчик протонов отдачи **	0,5 Мэв		—	7,0	6,8	12,9	12,6	—	40	—	13,5	9,1	13,9	—
Th ²³² (n, f); U ²³⁸ (n, f)	2 Мэв	Спектр деления	—	—	—	14,5	13,0	10,0	—	—	7,5; 7,6— —7,1	11	—	—
P (n, p); S (n, p)	3 Мэв		7,7	—	—	15,9	14,4	10,2	25	26	6,5	9,6	14,6	—
Al (n, p); Mg (n, p)	5 Мэв		—	—	—	—	—	10,2	26	—	6,3	—	—	—
Al (n, α)	7 Мэв		—	—	—	15,9	16,2	—	28	—	6,3	10,4	15,0	—
Сцинтилляционный спектрометр	3—		—	—	—	14,0	—	—	—	—	6,4	—	—	9,8
	11 Мэв		—	—	—	15,7	—	—	—	—	6,1	—	—	9,6
	5—		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	11 Мэв		—	—	—	17,8	—	—	—	—	6,1	—	—	9,7
	7—		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	11 Мэв		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

* Все длины релаксации получены для толщин защиты, больших нескольких длин свободного пробега.

** Энергетический порог $0,5 \text{ Мэв}$.

*** Данные разных авторов.

более проникающей группой с энергией $E_n > 7$ Мэв. Это подтверждается измерениями счетчиком протонов отдачи ($E_{\text{порог}} = 0,5$ Мэв) на расстояниях больше 90 см, где измеренная длина релаксации увеличивается от 12,9 до 16 см [9].

В работе [11] экспериментально изучалось спектральное распределение нейтронов за различными толщинами углерода. Интерпретация данных этой работы затруднена вследствие некоторой неопределенности в геометрии источника, детектора и среды. Однако существенных расхождений результатов, полученных в работе [11], с данными других авторов [1,9] не наблюдается.

Как легкий компонент углерод в настоящее время — один из лучших при конструировании защит. Эффективное ослабление нейтронов промежуточной области энергий в углероде сочетается с хорошей теплопроводностью и стойкостью при повышенных температурах. Кроме того, он относительно дешевый.

Несколько лучшие данные об ослаблении нейтронов получены для карбида бора [10]. При равных плотностях ($1,67$ г/см³) в карбиде бора ослабление нейтронов с энергией $E_n > 2$ Мэв спектра реактора несколько выше ($\lambda = 10,2$ см), чем в углероде ($\lambda = 14,5$), а длина релаксации в зависимости от толщины защиты и энергий нейтронов изменяется слабо. Однако карбид бора существенно дороже, чем графит, и менее конструктивен.

Натрий. Исследование металлического натрия представляет интерес для расчета ухудшения защиты большими емкостями и трубопроводами с натриевым теплоносителем. Некоторую ценность имеет изучение свойств натрия как представителя средних элементов с точки зрения систематики материалов.

В работе [13] исследовано прохождение быстрых нейтронов реактора БР-5 в призме натрия толщиной 150 см. Длина релаксации нейтронов в области энергий $E_n \geq 3$ Мэв, где спектр нейтронов БР-5 совпадает со спектром деления, не сильно меняется и равна 26 ± 3 см, что согласуется с расчетной длиной $\lambda = 26$ см, полученной из данных работы [14] (с учетом геометрии) для камеры U^{238} (эффективный порог $E_{\text{эфф}} = 2$ Мэв). Измерения счетчиком протонов отдачи ($E_{\text{порог}} = 0,5$ Мэв) дают существенное увеличение длины релаксации до 40 см. Это можно объяснить следующим образом. Определяющей в натрии является группа нейтронов с энергиями ниже 1 Мэв [14] (сечение натрия резко падает на участке 0,5—0,7 Мэв),

в то время как вклад этой области в показания счетчика сравним с вкладом при энергиях $E_n > 1$ Мэв (спектр БР-5 [15]). Измерения резонансными индикаторами для марганца и натрия дают $\lambda > 40$ см [14] в промежуточной области энергий нейтронов.

Для более тяжелых элементов (железа, никеля и др.) преимущественную роль в ослаблении быстрых нейтронов играет неупругое взаимодействие. Наиболее проникающей группой становится группа с энергией $E_n < 1$ Мэв.

Железо. Железо — наиболее распространенный тяжелый компонент защит, хорошо ослабляющий как γ -излучение, так и быстрые нейтроны реактора. Об этом материале накоплено достаточно экспериментальных данных [9—11, 15].

В области энергий выше 3 Мэв длина релаксации нейтронов спектра деления составляет около 6,3 см [15] и слабо меняется в зависимости от энергии и толщины среды (см. табл. 2). С уменьшением порога детектора длина релаксации нейтронов в железе возрастает. Так, для эффективного порога $E_{\text{эфф}} = 2$ Мэв $\lambda = 7,5$ см [10, 15]. Для счетчика протонов отдачи ($E_{\text{порог}} = 0,5$ Мэв) длина релаксации возрастает уже в два раза [9] и почти в четыре раза для области промежуточных энергий нейтронов [детектор Си (n, γ), экранированный кадмием]. Это связано с наличием провалов в сечении железа в областях энергий нейтронов ~ 1 Мэв и 20 кэв (например, сечение выведения для железа меняется в два раза при изменении E_n от 1 до 4 Мэв [16]). Провал в сечении железа в области 20 кэв и обуславливает длину релаксации промежуточных нейтронов, равную 24 см.

Вычисленное по данным всех указанных работ сечение $\sigma_{1/\lambda}$ для железа практически совпадает с $\sigma_{\text{выв}}$ (для эффективного порога детектора $E_{\text{эфф}} = 3$ Мэв, см. табл. 4).

В работе [18] методом моментов дан расчет прохождения нейтронов через железо. Расхождение с экспериментальными данными [15] в определении величины длин релаксации составляет около 15%.

Железо-углеродная смесь. Гетерогенная смесь железа с углеродом (графитом) — пока что одна из лучших безводородных защит, обладающая всеми необходимыми качествами для работы при повышенных температурах.

По данным работы [9] оптимальная концентрация защиты находится в пределах 70—80 вес.% железа. Длина релаксации нейтронов спектра реактора БР-5 слабо меняется

в зависимости от энергии и расстояния (для толщин 60—90 см). Углерод, по-видимому, закрывает провал в железе в области $E_n \approx 1$ Мэв и полностью определяет длину релаксации нейтронов промежуточных энергий. По измерениям индиевым резонансным индикатором получена длина релаксации $\lambda = 9,1$ см. В области быстрых нейтронов λ не превышает 11 см (для железо-углеродной смеси с содержанием углерода 26 вес.%).

Расчетная проверка на основании выводов работы [16] проводилась по эмпирической формуле (использовался принцип аддитивности):

$$\frac{1}{\lambda_{см}} = \frac{P_{Fe}}{\lambda_{Fe}} + \frac{P_C}{\lambda_C}, \quad (1)$$

где P_{Fe} и P_C — объемные концентрации железа и углерода; λ_{Fe} , λ_C — длины релаксации нейтронов с $E_n > 3$ Мэв соответственно в железе и углероде, см; $\lambda_{см}$ — длина релаксации нейтронов в смеси, см. Вычисленная по формуле (1) величина $\lambda_{см}$ в пределах ошибок измерений совпадает с экспериментальной величиной, определенной по измерениям детектором $S(n, p)$ с эффективным порогом $E_{эфф} = 3$ Мэв (см. табл. 5).

Железо-кислородная смесь. Представляет интерес исследование [17] ослабления нейтронов в железорудной среде с содержанием железа ~60 вес.% и кислорода ~30 вес.%. Содержание других элементов (Si, Mg, Ca и т. д.) составляет ~10% и может рассматриваться как некоторое возмущение среды, не играющее заметной роли. Таким образом, практически речь идет о гомогенной смеси железа и кислорода (в основном Fe_2O_3).

Сравнение ослабления нейтронов в железорудной среде, железе и железо-углеродной смеси (все исследования проводились с нейтронами спектра реактора БР-5) указывает на существенную роль кислорода в общем ослаблении защитой как быстрых, так и особенно промежуточных нейтронов.

В табл. 3 приведены длины релаксации нейтронов, вычисленные по данным работ [9, 15, 17] при сравнимой ядерной плотности железа $1,54 \cdot 10^{22}$ см⁻³. Как видно, кислород так же эффективно экранирует провалы в сечении железа, как и углерод.

Для области $E_n > 3$ Мэв проводилась расчетная проверка с использованием сечения выведения по формуле

$$\frac{1}{\lambda_{см}} = \sigma_{выв}(O) v(O) + \sigma_{выв}(Fe) v(Fe) + \sigma_{выв} v, \quad (2)$$

Таблица 3

Сравнение ослабления нейтронов в железосодержащих защитах при одинаковой ядерной плотности в них железного компонента

Детектор	Эффективный порог, Мэв	Fe [15, 9]	Fe—C [9]	Fe—O [17]
		$\rho_{яд} = 1,54 \cdot 10^{22}$ см ⁻³	$k^* = 1 : 1,65$	$k = 1 : 2$
		λ , см **		
Al (n, α)	7	35	21	15
Счетчик протонов отдачи	~0,5	74	22	14
Cu (n, γ)	—	130	22	20

* k — отношение ядерных плотностей элементов, составляющих смесь.

** Значения λ округлены в пределах ошибок эксперимента.

Таблица 4

Значения констант $\sigma_{выв}$, $\sigma_{1/\lambda}$, σ_{ac} , используемых при расчете защиты, барн

Вещество	$\sigma_{выв}$ [22, 23]	$\sigma_{1/\lambda}$	$\sigma_{ac} (1,4 - \infty \text{ Мэв})$ [24, 25]
Li	1,01	1,07	1,03
Be	1,07	1,05 [8]	1,20
B	0,97	1,12 [10]	1,12
B ₄ C	4,70	—	—
C	0,81	0,75 [9]	0,95
O	0,99; 0,74 [1]	—	0,74 *
B ₂ O ₃	4,30	—	—
Na	1,26	1,50 [13]	1,36; 1,58
Mg	1,29	—	1,35
Al	1,30	—	1,42
K	1,57	—	1,54
Si	1,37	—	1,23
Ti	1,82	—	1,62
Cr	1,77	—	1,98
Fe	1,98	1,81 [15]	1,87
Ni	1,89	1,90 [16]	1,84
Cu	2,04	1,78 [16]	2,04
Zr	2,36	—	2,43
Nb	2,37	—	2,30
Mo	2,38	—	2,85
Ba	2,82	—	3,14
W	3,36	—	3,94
Pb	3,53; 3,3 [19]	3,15 [11]	2,63; 3,33 **
Bi	3,49	—	2,62; 3,53 **

* С учетом самоэкранировки сечения кислорода в воде.

** Расчет для группы 2,5—∞ Мэв.

где $\sigma_{выв}(O, Fe)$ и $v(O, Fe)$ — соответственно сечения выведения в барнах (табл. 4) и ядерные

Таблица 5

Сравнение длин релаксации нейтронов с $E_n > 3$ Мэв вычисленных по формуле (4) и полученных экспериментально

Среда	$\lambda_{см}, см$	
	эксперимент	расчет по формуле (4)
Железо—углерод ($\rho = 4$ г/см ³) [9]	9,6	10,4
Железо—кислород ($\rho = 2,6$ г/см ³) [17]	14,6	16

плотности в см⁻³ кислорода и железа в смеси; $\sigma_{выв}$ и $\bar{v}$ — усредненные сечения выведения и ядерная плотность остальных элементов. Полученное из выражения (2) значение $\lambda_{см}$ сравнивалось с экспериментальными данными [детектор S (n, p) с эффективным порогом $E_{эф} = 3$ Мэв]. Результаты в пределах ошибок измерений согласуются. При этом в работе [17] принималось $\sigma_{выв(O)} = 0,74$ барн. В табл. 5 для вычисления $\lambda_{см}$ взято значение $\sigma_{выв(O)} = 0,79$ барн, полученное из данных для В₂O₃ и бора (см. табл. 4).

Перспективы применения железорудной защиты связаны с возможностью получения более высокой плотности среды ($\sim 3 \div 3,5$ г/см³) или введения стойких водородсодержащих добавок (СаН₂, серпентина 3MgO·SiO₂·2H₂O [5]) во внешнюю по отношению к активной зоне реактора часть рудной защиты, где при хорошей теплопроводности внутренней части температуры достаточно низкие. Такая «двухслойная» защита представляет как бы комбинацию качеств железо-углеродной и железозводной защит (см. табл. 1 и 2) при относительной дешевизне исходного материала и высокой температуростойкости.

Свинец. В работе [11] при помощи нейтронного сцинтилляционного спектрометра изучено ослабление нейтронов водо-водяного реактора. Спектр потока нейтронов, падающих на сборку из свинца, совпадает со спектром деления для энергий нейтронов выше 2 Мэв. Показана слабая зависимость длины релаксации быстрых нейтронов от энергии ($\lambda \approx 10$ см для области энергий E_n от 3 до 11 Мэв) и толщины защиты (λ изменяется на несколько процентов при изменении толщины вдвое). Вычисленные по этим измерениям сечения $\sigma_{1/\lambda}$ для $E_n > 3$ Мэв близки к значению $\sigma_{выв} = 3,3$ барн [19] и $\sigma_{ас}$ для группы $2,5 - \infty$ Мэв (см. табл. 4).

Общие закономерности ослабления нейтронов в безводородных средах. Эмпирические соотношения и параметры

Рассмотренные выше экспериментальные и расчетные данные о прохождении нейтронов через безводородные защиты позволяют сделать вывод, что характер ослабления нейтронов с $E_n > 2 \div 3$ Мэв в материале защиты может быть аппроксимирован с достаточной точностью функцией вида

$$\Phi(x) \propto \exp(-qx). \quad (3)$$

Здесь q — некоторый эмпирический параметр, который будет определен ниже. Область применимости выражения (3) заключена в пределах изменения x от 2 до 15 длин свободного пробега [1, 2, 8, 9, 10, 13, 14, 15, 17, 18] внутри толстой защиты.

Необходимо заметить, что при очень больших толщинах защиты длина релаксации нейтронов из-за их фильтрации средой будет определяться минимальным сечением взаимодействия нейтронов в области энергий спектра реактора.

В качестве параметра q могут быть использованы следующие величины [16]:

1) макроскопические сечения выведения $\Sigma_{выв}$, если рассматривать группу нейтронов с энергией выше 3 Мэв;

2) макроскопические сечения $\Sigma_{1/\lambda}$, полученные из обратных длин релаксации, для группы нейтронов с энергией выше 3 Мэв;

3) асимптотические макроскопические сечения, полученные из решения односкоростного кинетического уравнения в транспортном приближении с использованием систем групповых констант [24, 25] для энергетических групп $1,4 - \infty$ или $2,5 - \infty$ Мэв.

В табл. 4 приведены данные о перечисленных параметрах, взятые из различных опубликованных работ. Из таблицы видно, что между тремя указанными параметрами существует удовлетворительное согласие. Максимальное отклонение от среднего значения для этих величин не превышает 10%. Такое совпадение можно качественно объяснить, исходя, с одной стороны, из определения указанных параметров и, с другой, — из физического смысла происходящих процессов. Известно, что минимальное расстояние $R_{мин}$ в водородсодержащей среде, на котором измеряется сечение выведения, зависит от энергетического порога детектора и уменьшается с его увеличением [16]. В то же время величина сечения выведения слабо зависит от порога детектора до энергий

7—8 Мэв [19—21]. В принципе существует такая величина порога детектора, при которой $R_{\text{мин}} \rightarrow 0$ и, следовательно, сечение выведения должно совпадать с обратной длиной релаксации нейтронов, измеренной в этой среде детектором с тем же энергетическим порогом. Как отмечалось выше, этот порог равен $E_{\text{эфф}} = 3$ Мэв. Совпадение асимптотического сечения и сечения, вычисленного из обратной длины релаксации, для энергий нейтронов выше 3 Мэв является следствием того, что спектр нейтронов в среде в зависимости от расстояния (в указанных выше пределах) меняется не сильно (справедливо асимптотическое приближение) и поглощение нейтронов не очень велико (справедливо транспортное приближение).

Описание ослабления нейтронов в защите функцией вида (3) вообще справедливо как для однородных материалов, так и для гомогенных и гетерогенных смесей.

Если защита состоит из смеси нескольких элементов, то параметр q в (3) может быть определен из выражения

$$q [1/\text{см}] = \sum_{i=1}^n \frac{\sigma_i P_i}{A_i} N_A Q_{\text{см}}, \quad (4)$$

где σ_i — константа для i -го элемента в смеси, взятая из табл. 4; N_A — число Авогадро; P_i — весовая концентрация i -го элемента в смеси; A_i — атомный вес i -го элемента.

В качестве примера использования формулы (4) можно привести определение λ нейтронов с энергией $E_n > 3$ Мэв для железо-углеродной и железо-кислородной смесей, описанное в настоящей статье (см. табл. 5). Как видно из табл. 5, в пределах ошибок измерений ($\Delta_\lambda = 10\%$) вычисленные величины совпадают с результатами эксперимента и подтверждают правильность применимости выражений (3) и (4) для расчета прохождения нейтронов верхней энергетической группы через безводородные смеси.

Таким образом, как видно из обзора данных по исследованию прохождения нейтронов спектра реактора через безводородные среды, значительная часть информации получена из экспериментальных работ. Экспериментальные исследования в большинстве случаев выполнены для реальных толщин защит в условиях так называемой бесконечной геометрии с мононаправленным источником, наиболее удобной для сравнения с данными расчетов.

Желательны дальнейшие эксперименты с целью детализации полученных данных для

более узких энергетических групп нейтронов в изученных уже материалах (бериллий, B_4C) и смесях (железо-углеродной, железо-кислородной). Кроме того, имеет смысл экспериментально исследовать некоторые материалы для пополнения данных и проверки общих закономерностей. Такими материалами являются литий, никель, молибден, вольфрам. Особо следует отметить почти полное отсутствие данных (как экспериментальных, так и расчетных) о прохождении нейтронов спектра реактора промежуточной области энергий. Очевидно, этот вопрос будет решен после разработки специальных детекторов (типа «промежуточной» камеры).

По сравнению с экспериментальными данными расчетных данных о безводородных защитах существенно меньше. Крайне необходимо иметь точные расчеты (например, методом моментов) прохождения нейтронов в B_4C , натрий, железе, свинце. Следует провести также хотя бы один точный расчет для смеси типа железо-кислород или железо-углерод, тем более что есть экспериментальные данные для практически бесконечных сред.

Используемые в расчетах безводородных защит параметры, приведенные в табл. 4, с точки зрения их точности можно считать вполне удовлетворительными (отклонение от среднего значения 10%). Исключение составляет кислород. Для кислорода известные величины сечения выведения колеблются от 0,74 до 0,99. Повидимому, здесь ответ даст «чистый» эксперимент (например, с жидким кислородом).

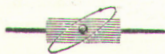
Авторы благодарят А. И. Лейпунского и И. И. Бондаренко за ценные замечания и советы при подготовке настоящей статьи.

Поступила в Редакцию 28/IV 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Г. Гольдштейн. Основы защиты реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
2. R. Aronson, C. Klahr. Reactor Handbook. III. Part B, ch. 9. Ed. E. Blizard. N. Y., 1962.
3. Д. Л. Бродер и др. «Атомная энергия», 16, 26 (1964).
4. Б. Прайс, К. Хортон, К. Спини. Защита от ядерных излучений. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
5. И. А. Аршинов. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». Под ред. Д. Л. Бродера и др. М., Госатомиздат, 1963, стр. 327.
6. В. П. Машкович и др. «Атомная энергия», 17, 65 (1964).
7. D. Wood. Nucl. Sci. Engng, 5, 45 (1959).
8. J. Motelf. The use Threshold and Resonance Foils for Neutrons Spectrum Determinations. Caius College, Cambridge. England. August 26—29, 1958.

9. В. К. Даруга и др. «Атомная энергия», 17, 60 (1964).
10. Д. Л. Бродер и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии». Докл. советских ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 674.
11. А. П. Веселкин и др. «Атомная энергия», 16, 32 (1964).
12. С. Г. Цыпин. «Атомная энергия», 12, 300 (1962).
13. В. К. Даруга и др. «Атомная энергия», 17, 145 (1964).
14. A. Kania et al. Propagation a longue distance des flux de neutrons dans les piles rapides. Семинар по физике реакторов. Т. 5. Вена, МАГАТЭ, 1961.
15. В. П. Машкович, С. Г. Цыпин. «Атомная энергия», 11, 251 (1961).
16. Б. И. Синицын, С. Г. Цыпин. «Атомная энергия», 12, 306 (1962).
17. В. К. Даруга, И. И. Лазуткин и др. «Атомная энергия», 17, 63 (1964).
18. А. П. Суворов и др. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». Под ред. Д. Л. Бродера и др. М., Госатомиздат, 1963, стр. 44.
19. J. Bourgeois et al. Доклад № 1190, представленный Францией на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
20. С. Ф. Дегтярев и др. В сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961.
21. В. И. Кухтевич, Б. И. Синицын. «Атомная энергия», 10, 511 (1961).
22. R. N. MacDonald, H. N. Baucorn. Nucleonics, 20, 158 (1962).
23. G. Chapman, C. Storrs. Effective Neutrons Removal Cross Sections for Shielding. Report AECO-3978 (1955).
24. И. В. Гордеев и др. Справочник по ядерно-физическим константам для расчета реакторов. М., Атомиздат, 1960.
25. Л. П. Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.



УЛК 621.039.548

Взаимосвязь между текстурой и радиационным ростом урановых стержней

В. Е. Иванов, В. Ф. Зеленский, В. В. Кунченко, Н. М. Роевко,
А. И. Стукалов, М. А. Воробьев, А. В. Азаренко

Приводятся результаты радиационных испытаний термообработанных прутков урана при температурах 200—300; 450—470; 480° С.

Построены зависимости коэффициентов радиационного роста G_i от индекса роста GI , характеризующего текстуру испытываемых образцов. Определяется соотношение удлинения, обусловленная радиационным ростом за счет текстуры. Приводится зависимость коэффициента радиационного роста от температуры испытаний для малых степеней текстуры. Показано, что средние значения коэффициентов линейного термического расширения α , измеренные в одном направлении, не дают представления о характере и степени текстуры, если последняя не является одноосной.

Текстура, возникающая в уране в процессе его металлической обработки, — одна из главных причин необратимого изменения формы изделий под нагрузением. В работе [1] установлена количественная связь между степенью выраженности текстуры [010] и коэффициентом радиационного роста и показано, что последний стремится к нулю в металле, имеющем изотропную структуру. Известно, что подобная структура может быть получена в уране, подвергнутом охлаждению из β - или γ -фаз. Однако, по данным различных авторов,

коэффициент радиационного роста такого металла не равен нулю и составляет 15—30 [2—4]. Это может быть обусловлено по крайней мере двумя причинами: 1) наличием в закаленном уране слабых текстур, существование которых подтверждается многими авторами [5, 6]; 2) условиями испытаний твэлов, при которых наблюдаемые необратимые изменения могли быть вызваны причинами, не связанными с текстурой (распуханием, ползучестью, термическими качками и т. п.).

Влияние отдельно каждой из причин на суммарное изменение размеров твэлов с нелегированным закаленным ураном имеет большое значение, так как дает возможность управлять изменением формы сердечников твэлов путем регулирования степени текстуры в уране и условий испытаний.

В настоящей работе проводится анализ текстур, возникающих в уране при его термообработке, и устанавливается количественная связь между степенью текстуры и коэффициентом радиационного роста урана. Исследование проведено в связи с разработкой пруткового твэла [7].