

E. Rawson, D. Cormack. Nucleonics, 16, No. 10, 92 (1958); H. Chidders. Rev. Scient. Instrum., 30, 70 (1959); А. В. Ларичев, В. В. Ларичева. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Вып. 1. М., Госатомиздат, 1962, стр. 150.

10. A. Stanford, W. Rivers. Rev. Scient. Instrum., 29, 406 (1958).
11. Бета- и гамма-спектроскопия. Сборник под ред. К. Зигбана. М., Физматгиз, 1959.
12. R. Rand. Nucl. Instrum. and Methods, 17, 65 (1962).

Прохождение нейтронов высоких энергий в железо-водных смесях

Б. С. СЫЧЕВ, В. В. МАЛЬКОВ,
М. М. КОМОЧКОВ, Л. Н. ЗАЙЦЕВ

УДК 621.039.512.45

Экспериментальным и расчетным путем определено прохождение замедляющихся нейтронов ($E < 1 \text{ MeV}$) при прохождении нейтронов высоких энергий в железе и железо-водных смесях. Полученные данные позволяют более обоснованно конструировать защиту из тяжелых бетонов и железо-цементных смесей. Установлено, что использовать железо для защиты ускорителей без добавления водорода нецелесообразно.

При проектировании защит ускорителей на высокие энергии часто возникает необходимость в создании защиты ограниченной или минимальной толщины. Как правило, для таких защит используют тяжелые бетоны на железорудных заполнителях и скрапе или стали. В этих материалах возможно значительное наполнение промежуточных нейтронов, которое наиболее просто можно рассчитать методом теории возраста. Для определения накопления промежуточных нейтронов были проведены экспериментальные исследования ослабления потоков нейтронов высоких энергий в железо-водной среде.

Основой экспериментальной установки являлся набор стальных пластин размером $580 \times 980 \text{ mm}$ и толщиной 20 mm , помещенный в металлический бак внутренними размерами $3000 \times 1000 \times 2000 \text{ mm}$. С внешних сторон бак имел защиту из бетонных блоков от рассеянного излучения.

Экспериментальная установка находилась в зале синхротронного ОИЯИ. Лицевая поверхность установки была ориентирована перпендикулярно падающему пучку нейтронов, генерируемых протонами различных энергий на бериллиевой мишени. Более подробно геометрия опыта описана в работе [1].

Нейтроны различных энергетических групп регистрировались пороговыми детекторами (табл. 1), γ -излучение — фотоэмulsionью. Детекторы и фотоэмulsionь во время облучения устанавливались при помощи держателей через каждые $6-10 \text{ cm}$ по толщине защиты. Плотность среды и концентрация воды (водорода) в смеси изменялись путем изменения расстояний между пластинаами внутри бака, заполненного водой. В опытах при концентрации водорода $0,245 \text{ вес. \%}$ перед железо-водной смесью добавлялся слой воды толщиной около 10 cm .

Исследовалось ослабление потока нейтронов, генерируемых протонами с энергиями $170, 250, 350, 480$ и 660 MeV . На рис. 1 представлены экспериментальные данные по распределению потоков нейтронов в железе и железо-водных смесях; спектр падающих на защиту нейтронов соответствовал энергиям протонов 660 и 350 MeV . Аналогичные распределения были получены при других энергиях протонов. Ход кривых (см. рис. 1, а, б) на начальном участке толщины защиты в значительной степени определяется рассеянными в зале ускорителя нейtronами, вклад которых в падающий спектр зависит от энергии протонов на мишени: с увеличением энергии вклад рассеянного излучения увеличивается.

Характеристики детекторов

Таблица 1

Детектор	Используемая реакция	Эффективная область регистрации нейтронов	Эффективное сечение, 10^{-27} cm^2
Полистирол с добавлением терфенила и РОРОР . . . Фосфор . . . Индий в чехле из кадмия	$C^{12}(n, 2n) C^{11}$ $P^{31}(n, p) Si^{31}$ $In^{115}(n, \gamma) In^{116m}$	$E > 20 \text{ MeV}$ $2 < E < 20 \text{ MeV}$ $E \approx 1,44 \text{ eV}$	21 ~ 100 $\int \sigma_a(E) \frac{dE}{E} \approx 3 \cdot 10^6$

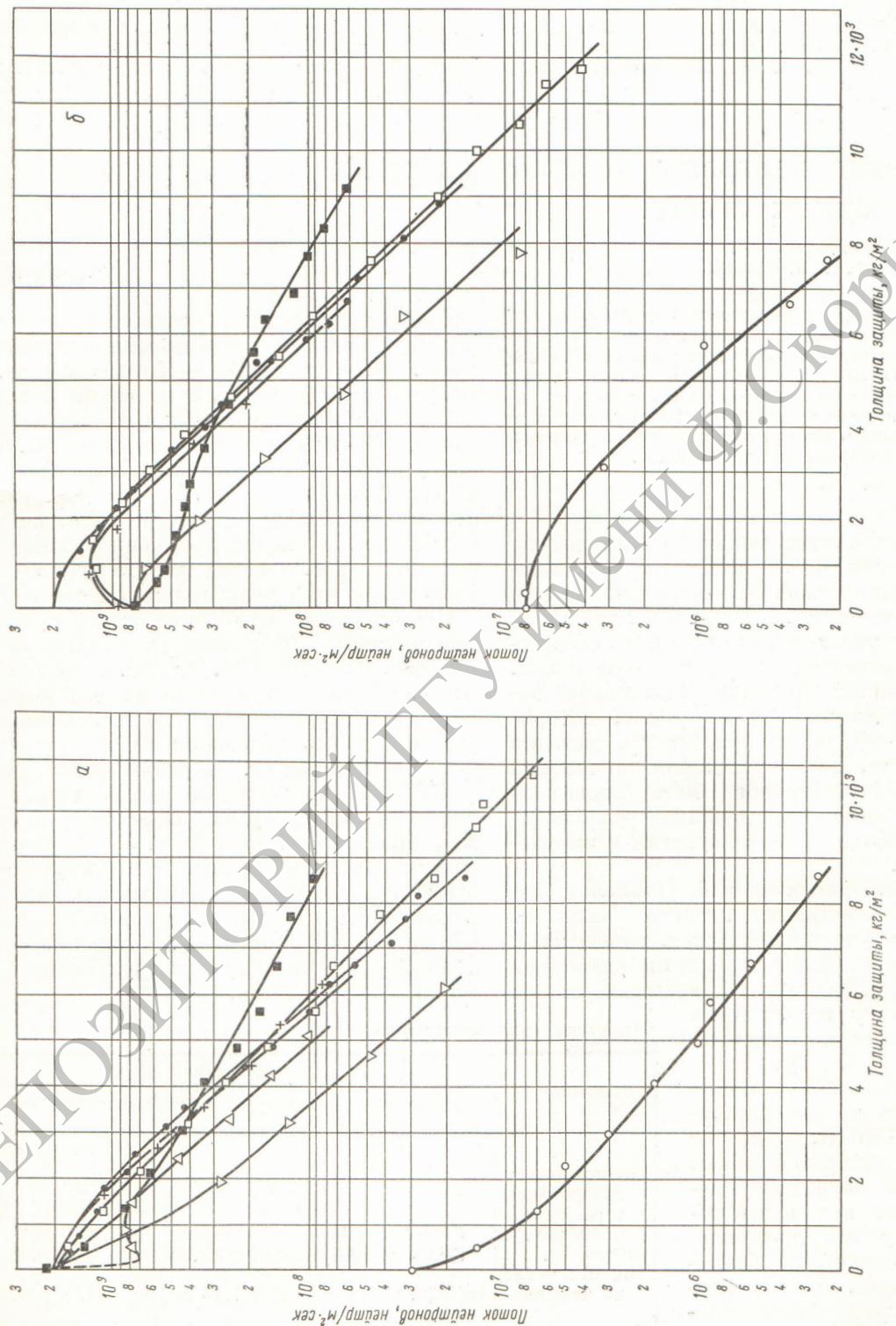


Рис. 1. Ослабление потока нейтронов, генерируемых протонами с энергией 660 МэВ (а) и 350 МэВ (б):

● — кривая ослабления потока нейтронов высоких энергий ($E > 20$ МэВ) в железе; + — кривая ослабления потока быстрых нейтронов ($E = 2 - 20$ МэВ) в железе; — кривая ослабления потока резонансных нейтронов ($E \approx 1,44$ МэВ) в водороде; □ — в железе, ○ — в водороде;

Δ — кривая ослабления потока быстрых нейтронов в водороде с концентрацией водорода 0 вес.-%; δ — концентрация водорода 0,103 вес.-%.

Длина релаксации λ_{rem} потока нейтронов высоких энергий ($E > 20 \text{ МэВ}$), $\text{кг}/\text{м}^2$

Таблица 2

Концентрация водорода, вес. %	Длина релаксации для неупругого взаимодействия λ_{in} , $\text{кг}/\text{м}^2$ (расчет)	Плотность смеси, $\text{кг}/\text{м}^3$	Энергия протонов, МэВ				
			170	250	350	480	660
0	1410	7220 ± 130	1230 ± 106	1630 ± 74	1820 ± 110	1910 ± 110	1700 ± 65
0,103	1400	7280 ± 130	—	—	1660 ± 75	—	1910 ± 210
0,245	1390	6730 ± 120	—	—	—	—	1690 ± 100
0,467	1370	6030 ± 110	1260 ± 70	—	1630 ± 90	1820 ± 70	1650 ± 130
Средневзвешенное значение величины $\lambda_{rem}/\lambda_{in}$			$0,904 \pm 0,021$	$1,16 \pm 0,05$	$1,21 \pm 0,03$	$1,34 \pm 0,01$	$1,22 \pm 0,02$

Экспоненциальный характер ослабления потока нейтронов высоких энергий ($E > 20 \text{ МэВ}$) на участке защиты от $2 \cdot 10^3$ до $10^4 \text{ кг}/\text{м}^2$ позволяет определить длину релаксации в железо-водных смесях (табл. 2). С такой же длиной релаксации ослабляются быстрые нейтроны и нейтроны промежуточных энергий в железо-водных смесях, что говорит о равновесии исследованных энергетических групп нейтронов при толщине защиты более $2 \cdot 10^3 \text{ кг}/\text{м}^2$. В чистом железе на исследованных толщинах равновесие между потоками нейтронов высоких энергий и резонансными нейтронами не устанавливается.

Расчетным путем найдено, что это равновесие наступает при толщине железа $2-2,5 \text{ м}$. В том случае, когда продольная (вдоль пучка) толщина защиты значительно превышает полную поперечную толщину экспериментальной установки ($\sim 4500 \text{ кг}/\text{м}^2$), некоторый вклад в активацию детекторов, расположенных на больших толщинах, дает рассеянное излучение. Из рис. 1 следует, что этот вклад заметен при энергии протонов 660 МэВ и практически не заметен при энергии 350 МэВ (распределение промежуточных нейтронов в смеси при концентрации водорода 0,103 вес. %).

В настоящей работе были также рассчитаны факторы накопления промежуточных нейтронов для различных концентраций водорода в железо-водных смесях. Определим для больших толщин фактор накопления промежуточных нейтронов $B(u)$ на единичный интервал летаргии u как отношение функции распределения для потока промежуточных нейтронов $F(u, x)$ к потоку нейтронов высоких энергий $\Phi(x)$ при толщине защиты x . Используя теорию возраста, получим для достаточно большой толщины защиты ($x \gg 2V\bar{\tau} \left[\frac{V\bar{\tau}}{\lambda_{rem}} + 1 \right]$) сле-

дующее выражение:

$$B(u) = \frac{\bar{\Sigma}_{in}\bar{n}}{\xi(u)\Sigma_s(u)} \exp[\Sigma_{rem}^2\tau(u) - h(u)]. \quad (1)$$

Здесь $\bar{\Sigma}_{in}$ — сечение неупругого взаимодействия нейтронов, усредненное по спектру нейтронов высоких энергий ($E > 20 \text{ МэВ}$); \bar{n} — среднее число нейтронов, испаряющихся из ядер элементов защиты при бомбардировке их нейтронами высоких энергий; $\xi(u)$ — среднелогарифмическая потеря энергии; $\Sigma_s(u)$ — сечение рассеяния промежуточных нейтронов; Σ_{rem} — сечение выведения нейтронов высоких энергий; $\tau(u)$ — возраст нейтронов; $h(u)$ — резонансный интеграл захвата замедляющихся нейтронов. Фактор накопления потока промежуточных нейтронов

$$B^{(n)} = \int_{u_0}^{u_t} B(u) du, \quad (2)$$

где u_0 соответствует энергии $0,85 \text{ МэВ}$; u_t — энергии $0,025 \text{ эв}$. Фактор накопления дозы промежуточных нейтронов запишем в виде

$$B^{(d)} = \frac{1}{\beta_B} \int_{u_0}^{u_t} \beta(u) B(u) du, \quad (3)$$

где β_B — доза на один нейtron высокой энергии; $\beta(u)$ — доза на один промежуточный нейtron с летаргией u .

В табл. 3 приведены экспериментальные и расчетные значения факторов накопления $B(u_1)$ для нейтронов с энергией $1,44 \text{ эв}$. На основе работ [2, 3] число испаряющихся из ядер нейтронов n принято равным трем. Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных величин $B(u_1)$ позволяет предположить, что для расчета факторов накопления промежуточных нейтронов

Факторы накопления промежуточных нейтронов при толщинах защиты в пределах $2 \cdot 10^3 - 10^4 \text{ кг/м}^2$

Таблица 3

Фактор накопления	Концентрация водорода в смеси, вес. %			
	0	$0,103 \pm 0,017$	$0,245 \pm 0,020$	$0,467 \pm 0,017$
$B(u_1)$ $(u_1 \rightarrow 1,44 \text{ эв})$	Расчетный	5,8	$1,1 \pm 0,17$	$0,570 \pm 0,04$
	Эксперимен- тальный	Переменная величина	$1,13 \pm 0,17$	$0,55 \pm 0,03$
	Расчетный	25,6	4,05	1,69
$B^{(\pi)}$	Расчетный	560	37	16
				8,7

нов применима теория возраста. По формулам (2) и (3) были рассчитаны дозовые и потоковые факторы накопления промежуточных нейтронов (см. табл. 3). Вычисление факторов накопления производилось на электронно-счетной машине. Весь интервал $u_0 < u < u_t$ разбивался на 78 значений. Возраст нейтронов рассчитывался по методике, изложенной в работе [4].

Как следует из таблицы, накопление промежуточных нейтронов в железе настолько велико, что использовать его для защиты без добавления легких элементов нецелесообразно. Добавление некоторого количества водородсодержащего материала позволяет создать защиту меньшей толщины, чем защита из чистой стали, несмотря на некоторое уменьшение средней плотности.

Проследим, как меняется толщина железо-водной защиты при изменении концентрации водорода. Так как вклад γ -излучения в мощность дозы и поток, а также вклад тепловых нейтронов в мощность дозы пренебрежимо мал, ослабление мощности дозы $P(x)$ и потока $\Phi(x)$ в защите можно приближенно представить выражениями

$$P(x) = P_1 e^{-\Sigma_{rem} x} (1 + B_0^{(\pi)} + B^{(\pi)}); \quad (4)$$

$$\Phi(x) = \Phi_1 e^{-\Sigma_{rem} x} (1 + B_\Sigma^{(\pi)} + B^{(\pi)}), \quad (5)$$

где P_1 и Φ_1 — соответственно мощность дозы и поток нейтронов высоких энергий ($x = 0$); $B_0^{(\pi)}$ — дозовый фактор накопления быстрых нейтронов; $B_\Sigma^{(\pi)}$ — сумма потоковых факторов накопления тепловых и быстрых нейтронов (приближенно принято, что $B_\Sigma^{(\pi)}$ не зависит от содержания водорода). Так как отсутствуют достоверные сведения об изменении спектра нейтронов в защите [2] и о зависимости дозы от энергии нейтронов высоких энергий [5], мы принимаем сечение выведения для дозы нейтронов высоких

энергий равным сечению выведения для потока нейтронов высоких энергий.

Решая уравнения (4) и (5) относительно x , находим:

$$x^{(\pi)} = \frac{\ln k^{(\pi)} + \ln (1 + B_0^{(\pi)} + B^{(\pi)})}{\Sigma_{rem}}; \quad (6)$$

$$x^{(\pi)} = \frac{\ln k^{(\pi)} + \ln (1 + B_\Sigma^{(\pi)} + B^{(\pi)})}{\Sigma_{rem}}, \quad (7)$$

где $k^{(\pi)}$ и $k^{(\pi)}$ — кратность ослабления дозы и потока нейтронов соответственно.

На рис. 2 представлены графически уравнения (6) и (7). Оптимальное количество водорода, необходимое для получения защиты минимальной толщины, зависит как от кратности ослабления k , так и от критерия, по которому необходимо рассчитать защиту (по допустимому потоку или дозе). Например, при $k = 10^7$ оптимальная концентрация водорода в железо-водной смеси при расчете по допустимому потоку составляет 0,1 вес. %, а при расчете по допустимой дозе — 0,07 вес. %. Использование водорода даже в таких небольших концентрациях позволяет существенно сократить толщину защиты и сэкономить сталь: в среднем около 5000 кг на каждый квадратный метр площади защиты.

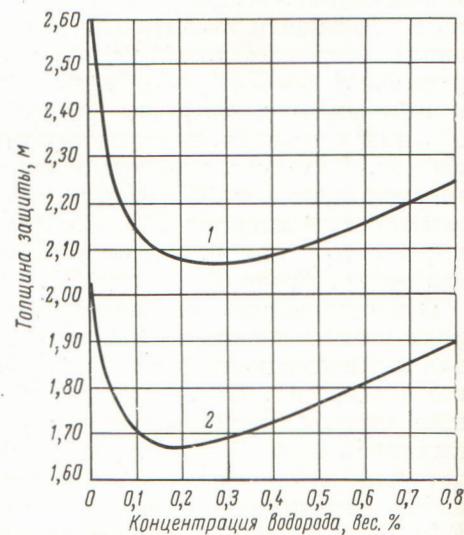


Рис. 2. Зависимость толщины железо-водной защиты от концентрации водорода для кратности ослабления, равной 200:

1 — расчет по допустимому потоку; 2 — расчет по допустимой дозе.

Так как железо-водные защиты неудобны в эксплуатации, в качестве водородсодержащей компоненты можно использовать гидратные растворы или бетоны.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В. С. Киселеву за помощь при расчете факторов накопления промежуточных нейтронов, В. П. Афанасьеву и В. М. Назарову за предоставление возможности использования калиброванных детекторов сверхбыстрых и промежуточных нейтронов.

Поступила в Редакцию 29/VI 1965 г.
В окончательной редакции 1/X 1965 г.

Исследование испарения тонких неметаллических образцов под действием осколков деления

Г. К. ГОРШКОВ, Л. Н. ЛЬВОВ

Установлено, что «тонкие» источники, изготовленные из солей и содержащие Cm^{242} и Cm^{244} , испаряются под действием осколков, спонтанно образующихся в кюрии, причем основную роль играют те осколки, которые проходят вдоль поверхности источников. Число атомов, испаряющихся с поверхности источников при вылете одного осколка, изменяется с увеличением толщины источника h и при $h_0 = 1,5 \cdot 10^{-6}$ см достигает максимального значения. Эта толщина соответствует эффективному радиусу теплового пика. При толщине источника $h > h_0$ каждый осколок, проходящий вдоль поверхности источника, испаряет около $5 \cdot 10^7$ атомов, а осколок, который проходит под некоторым углом к поверхности, — около 10^3 атомов. Показано, что кривая зависимости числа испаренных атомов от толщины источника достигает насыщения при $h \approx 7 \cdot 10^{-6}$ см.

Осколки деления, как показал Зейтц и др. [1], двигаясь в кристаллической решетке твердого тела, теряют свою энергию на первичные столкновения и вторичные эффекты, среди которых особое значение имеют тепловые пики (или пики смещения). Процесс приводит к разогреву области, которая, как это принимают, имеет форму цилиндра и содержит 10^5 — 10^6 атомов. Известно большое число экспериментов, подтверждающих существование тепловых пиков. Среди них наибольший интерес представляет исследование испарения урана и плутония под действием осколков [2]. Осколки образовывались в металлах при облучении их нейтронами, полученными из реактора. Было установлено, что в случае урана на каждый осколок, прошедший через металлическую поверхность, приходится в среднем $1,2 \cdot 10^3$ испаренных атомов. Позже в работе [3] эта величина ($2 \cdot 10^3$)

ЛИТЕРАТУРА

- Л. Н. Зайцев и др. «Атомная энергия», 12, 525 (1962).
- М. М. Комочкиков, Б. С. Сычев. «Атомная энергия», 15, 325 (1963).
- П. А. Перфилов и др. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1962.
- Б. Прайс и др. Защита от ядерных излучений. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
- Санитарные правила № 333—60. М., Госатомиздат, 1960.

была подтверждена как на чистом, так и на окисленном уране.

Настоящая работа проведена с целью выяснения возможности аналогичного испарения солей и установления роли осколков, проходящих вдоль поверхности образца. Очевидно, для решения второй задачи нужно было исследовать относительно тонкие слои вещества.

В опытах использовались смесь солей кюрия, являющегося спонтанным источником осколков деления, и неактивных металлов. Кюрий, как показали измерения на α -спектрометре, имел следующий изотопный состав: 97,7% Cm^{244} ; 1,9% Cm^{243} ; 0,3% Cm^{242} . Источники изготавливались из растворов указанных солей с весовым содержанием кюрия, равным 1/30 от общего количества. Раствор наносился на алюминиевые фольги толщиной 4—5 мк. Количество смеси на фольгах определялось по α -счету на пропорциональном счетчике и по прямому счету числа осколков (приведенные ниже мощности источников представляют собой среднее значение этих измерений). Один микрограмм нанесенного на подложку вещества соответствовал $1 \cdot 10^7$ частиц/мин в геометрии 2π . Толщина слоя каждого источника вычислялась по его мощности с учетом примесей. Площадь нанесенного слоя у всех источников была порядка $0,2 \text{ см}^2$. Равномерность толщины слоя измерялась с помощью коллиматорного устройства и составляла 5—8%.

В качестве коллекторов атомов, испаренных с поверхности источника, использовались пленки Al_2O_3 , которые механически прочны, не