

Тельно слабее, чем по закону косинуса. Это подтверждается данными о прохождении через слой полиэтилена нейтронов с энергиями 0,22 Мэв и 24 кэв. При толщине $1 \div 2 \leq x \leq 6 \div 10$ см для $E_n = 0,22$ Мэв длина релаксации весьма слабо зависит от угла β (промежуточные толщины). Для $E_n = 24$ кэв при толщинах более ~4 см длина релаксации дозы не зависит от угла β , т. е. спектр является установившимся; идет в основном процесс диффузии нейтронов (длина диффузии ~2 см). При распространении нейтронов (длина диффузии ~2 см). При распространении нейтронов (длина диффузии ~2 см). При распространении нейтронов (длина диффузии ~2 см). Это можно объяснить значительным ростом альбеда нейтронов с увеличением толщины слоя железа во всем исследуемом диапазоне толщин.

Поступило в Редакцию 4/V 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Г. Г о л ь д ш т е й н. Основы защиты реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
2. Д. Л. Б р о д е р, А. А. К у т у з о в, В. В. Л е в и н. «Инж.-физ. ж.», V, № 47, (1962).
3. В. Н. А в а е в и др. «Атомная энергия», 15, 17 (1963).
4. И. Б. К е и р и м - М а р к у с и др. Там же, стр. 386.
5. С. М. Е р м а к о в, В. Г. З о л о т у х и н, Э. Е. П е т р о в. Там же, стр. 253.
6. Защита ядерных реакторов. Под ред. Т. Роквелла. М., Изд-во иностр. лит., 1958.

УДК 539.125.52

Ослабление тканевой дозы нейтронов тонкими слоями водородсодержащих материалов

Г. В. Мирошников

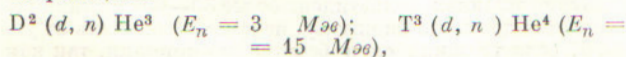
В настоящее время для расчета защиты от нейтронов широко используется полуэмпирический метод сечений выведения $\Sigma_{\text{выв}}$. Применимость этого метода ограничивается случаем толстых слоев защиты, когда имеет место некоторое динамическое равновесие энергетического распределения нейтронов. Например, при измерениях дозиметром тканевой дозы нейтронов за защитой металл — вода толщина воды, при которой длина релаксации дозы начинает совпадать со значением $1/\Sigma_{\text{выв}}$, составляет не менее 25—30 см [1]. При меньших толщинах использование $\Sigma_{\text{выв}}$ приводит к значительным ошибкам. В этом случае необходимо уменьшить значения сечений выведения, что следует из табл. 1, в которой приведены значения $1/\Sigma_{\text{выв}}$ [2, 3] и длины релаксации дозы L_d по экспериментальным данным настоящей работы.

Таблица 1

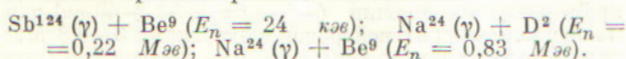
Длины релаксации дозы L_d и $1/\Sigma_{\text{выв}}$ [2, 3]

Энергия нейтронов, Мэв	3		4		15
	Настоящая	[2, 3]	[2, 3]	[2, 3]	Настоящая
Толщина защиты, см:					
вода	7,6		5,29	13,2	18,4
полиэтилен	6,4		5,5	13,9	18,4

Защитные свойства материалов исследовались с помощью моноэнергетических нейтронов, получаемых по реакциям



а также фотонейтронных источников:



Тканевая доза нейтронов измерялась следующими типами дозиметров: дозиметр на основе ионизационной камеры с полиэтиленовыми стенками и этиленовым наполнением [4], дозиметр типа РУС-5 и «всесолнечный радиометр» [5].

Ионизационный дозиметр нейтронов состоит из двух камер (одна из которых имеет графитовые стенки и аргонное наполнение, другая — полиэтиленовые стенки и этиленовое наполнение), скомпенсированных по γ -излучению. Дозиметр типа РУС-5 представляет собой парафиновый шар диаметром 30 см, внутри которого концентрически расположена кадмиевая сфера диаметром 15 см. Всесолнечный радиометр представляет собой полиэтиленовый шар диаметром 21 см. В центральной части шаровых замедлителей обоих приборов расположены детекторы медленных нейтронов.

С помощью ионизационного дозиметра измерялась максимальная тканевая доза нейтронов за защитой, начальная энергия которых составляла 15 Мэв. Максимальные и среднетканевые дозы нейтронов с энергиями 3; 0,83; 0,22 Мэв измерялись дозиметром типа РУС-5. В этом случае кривые эффективности приборов хорошо согласуются с «дозной» кривой, построенной по данным работы [6]. Всесолнечный радиометр применяли для измерений за защитой максимальных и среднетканевых доз нейтронов с начальной энергией 24 кэв (ниже этой энергии доза на один нейтрон и эффективность радиометра слабо зависят от энергии и практически подобны друг другу).

Измерения проводились в барьерной геометрии. Исследуемые материалы (плиты размером $1000 \times 1000 \times 10$ мм) располагались на расстоянии около 2 м от источников нейтронов. При этом имело место почти нормальное падение нейтронов на преграду. Дозиметры устанавливались за плитами вилотную к ним. Исследовались следующие водородсодержащие материалы: вода (H_2O) $d = 1$ г/см³; полиэтилен $(C_2H_4)_n$ $d = 0,93$ г/см³; плексиглас $(C_5H_8O_2)$ $d = 1,2$ г/см³; винилпласт (C_2H_3Cl) $d = 1,6$ г/см³; стеклопластик на эпоксидной смоле $d = 1,7$ г/см³ (табл. 2). Статистическая ошибка измерений ослабления не превышала ~3%.

Атомарный состав стеклопластика на окисидной смоле

Элемент	H	C	O	Si	B	Ca	Al	Mg	Na
Число атомов в 1 см ³ × 10 ⁻²²	2,95	2,29	2,54	0,55	0,171	0,175	0,169	0,061	0,04

Таблица 3

Экспериментальные значения L_d (см) и c_d для различных элементов

Энергия нейтронов, Мэв	Полиэтилен		Стеклопластик		Вода		Винипласт		Плексиглас	
	L_d	c_d	L_d	c_d	L_d	c_d	L_d	c_d	L_d	c_d
15	18,4 ± 0,4	1,18 ± 0,02	18,4 ± 0,4	1,18 ± 0,02	1,40 ± 0,03	—	19,2 ± 0,4	1,30 ± 0,03	17,5 ± 0,3	1,15 ± 0,03
3	6,4 ± 0,2	1,30 ± 0,04	7,6 ± 0,15	1,20 ± 0,05	1,20 ± 0,04	—	9,7 ± 0,2	1,35 ± 0,04	8,3 ± 0,16	1,10 ± 0,02
0,83	3,4 ± 0,1	1,10 ± 0,04	3,40 ± 0,07	1,23 ± 0,04	1,00 ± 0,05	—	5,5 ± 0,1	1,30 ± 0,04	4,20 ± 0,1	1,05 ± 0,03
0,22	2,30 ± 0,05	1,16 ± 0,04	2,61 ± 0,07	1,3 ± 0,05	1,00 ± 0,05	—	3,85 ± 0,07	1,28 ± 0,03	3,20 ± 0,06	1,00 ± 0,3
0,24	2,00 ± 0,10	1,33 ± 0,06	4,40 ± 0,16	1,3 ± 0,04	—	—	3,80 ± 0,08	1,20 ± 0,04	2,80 ± 0,05	1,25 ± 0,04

Результаты измерений представлены на рисунке, здесь же показаны результаты расчета (методом Монте-Карло [7]) ослабления дозы нейтронов слоями полиэтилена. Экспериментальные и расчетные кривые ослабления дозы имеют приблизительно экспоненциальный характер и согласуются между собой как по наклону, так и по относительному расположению кривых. Как видно из рисунка, кривые ослабления дозы после небольшого участка могут быть представлены в виде

$$\frac{D(x, E)}{D_0(E)} = c_d e^{-\frac{x}{L_d(E)}}$$

где $D(x, E)$ и $D_0(E)$ — мощности дозы нейтронов за защитой толщиной x и в отсутствие защиты соответственно; c_d — величина, близкая к единице; $L_d(E)$ — длина релаксации дозы нейтронов. Экспериментальные значения L_d и c_d для всех исследованных материалов в зависимости от энергии нейтронов представлены в табл. 3.

Как известно, для нейтронов с энергиями 3 и 15 Мэв при малых толщинах ($< 30 \div 40$ см) спектр неравновесный, поэтому с увеличением толщины длина релаксации дозы должна монотонно убывать, стремясь к значению $1/\Sigma_{\text{выб}}$ на больших толщинах.

Однако по данным расчетов методом Монте-Карло [7, 8] и по экспериментальным данным (см. рисунок) длина релаксации дозы в интервале толщин от 4—8 до 20—30 см слабо зависит от толщины и может быть принята постоянной с ошибкой не более 3—5% (см. табл. 3). Как следует из табл. 1, для $E_n = 15$ Мэв длина релаксации дозы больше значения $1/\Sigma_{\text{выб}}$ примерно на 40%, а для 3 Мэв — на 15—20%. Следовательно, в последнем случае в указанном интервале толщин спектр более равновесный.

Для нейтронов с энергией 0,8 Мэв отличия длины релаксации дозы от значения $1/\Sigma_{\text{выб}}$ будет, по-видимому, меньше, так как спектр нейтронов в этом случае придет в равновесное состояние при меньших толщинах.

Экспериментально полученные длины релаксации дозы для нейтронов с начальными энергиями 0,22 и 0,024 Мэв несопоставимы со значениями $1/\Sigma_{\text{выб}}$, так как полумэмпирический метод сечений выведения применим только для быстрых нейтронов [9].

Представляет интерес сравнение длины релаксации дозы при $E_n = 24$ кэв с диффузионными длинами (табл. 4).

При расчете длин диффузии были использованы значения транспортного сечения водорода ($32,7 \pm 1,0$ барн) в водородсодержащих веществах [10].

Для воды, полиэтилена и плексигласа наблюдается хорошее совпадение длин релаксации дозы и диффузии. Следовательно, ослабление дозы нейтронов в этих материалах обусловлено в основном процессом диффузии нейтронов. Этого и следовало ожидать, так как $\tau \ll L^2$ (τ — возраст нейтронов) и после некоторой небольшой толщины поток тепловых нейтронов (Φ_T) удовлетворяет решению диффузионного уравнения

$$\Phi_T = ce^{-\frac{x}{L}}$$

Для винипласта и стеклопластика $\tau \gg L^2$, поэтому поток тепловых нейтронов удовлетворяет решению возрастного уравнения. Длина релаксации дозы в этом случае в основном должна зависеть от замедляющих

Таблица 4

Длины релаксации дозы L_d ($E_n = 24$ кэв) и длины диффузии L тепловых нейтронов

Среда	Полиэтилен	Плексиглас	Вода	Винипласт	Стеклопластик
L , см	$2,12 \pm 0,07$	$2,9 \pm 0,15$	$2,86 \pm 0,06$	$0,67 \pm 0,07$	$\frac{1}{\Sigma_a} = 0,75^*$
L_d , см	$2,00 \pm 0,06$	$2,80 \pm 0,05$	$2,61 \pm 0,07$ ($E_n = 0,22$ Мэв)	$3,80 \pm 0,08$	$4,40 \pm 0,16$

* Σ_a — макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов.

свойств среды, с диффузионной длиной она совпадать не будет.

Поступило в Редакцию 4/V 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. С и н и ц ы н, С. Г. Ц ы п и н. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». Под ред. Д. Л. Бродера и др. М., Госатомиздат, 1963, стр. 75.
2. Д. Л. Б р о д е р и др. В кн. «Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Докл. советских ученых. Т. 2. М., Госатомиздат, 1959, стр. 674.
3. Д. Л. Б р о д е р, А. А. К у т у з о в, В. В. Л е в и н. «Инж.-физ. ж.», V, № 2, 47 (1962).

4. G. Hurst. Brit. J. Radiol., 27, 353 (1954).
5. И. Б. Кеирим-Маркус и др. «Атомная энергия», 15, 386 (1963).
6. W. Snyder, J. Neufeld. Brit. J. Radiol., 28, 342 (1955).
7. С. М. Ермаков, В. Г. Золотухин, Э. Е. Петров. «Атомная энергия», 15, 253 (1963).
8. Защита ядерных реакторов. Под ред. Роквелла. М., Изд-во иностр. лит., 1958, стр. 112.
9. Б. Прайс, К. Хортон, К. Спинни. Защита от ядерных излучений. Под ред. С. Г. Цыпина. М., Изд-во иностр. лит., 1959, стр. 262.
10. Л. Н. Юрова и др. В сб. «Нейтронная физика». Под ред. П. А. Крупничкого. М., Госатомиздат, 1961, стр. 193.

УДК 551.577.7

Фракционирование радиоактивных изотопов в горячих частицах

Я. И. Газиев, С. Г. Малахов, Л. Е. Назаров

Продукты деления, образующиеся при ядерных взрывах, распределяются в радиоактивных частицах в зависимости от их размеров неодинаково [1, 2]. Указанное явление получило название фракционирования. Высказано предположение [3], что активность тугоплавких изотопов распределяется пропорционально кубу, а летучих — пропорционально квадрату радиуса радиоактивных частиц*. Показано также, что β -активность горячих аэрозольных частиц, имеющих одинаковый возраст, зависит от их размеров [4]. Отсюда нужно было ожидать связи фракционирования радиоактивных изотопов в горячих частицах с их β -активностью.

Нами в Подмоскowie с сентября по декабрь 1962 г. были проведены исследования особенностей распределения Ce^{141} , Ru^{103} и $Zr^{95} + Nb^{95}$ в горячих частицах различной активности. У поверхности земли с помощью

фильтро-вентиляционной установки и на высоте 5000 м с самолета на фильтр ФПП-15 отбирали пробы радиоактивных аэрозолей. После автордиографии частицы извлекали из фильтра и с помощью торцового счетчика с погрешностью, не превышающей 25%, определяли величину их β -активности A . Все извлеченные горячие частицы были сгруппированы по величине β -активности, после чего методом γ -спектрометрии в каждой группе частиц определяли содержание $Ce^{141} + Ce^{144}$, Ru^{103} , $Zr^{95} + Nb^{95}$. Ошибки измерений содержания Ru^{103} в пробах аэрозолей и частиц не превышали $\pm 20\%$, а Ce^{141} , Ce^{144} и $Zr^{95} + Nb^{95}$ не превышали $\pm 10\%$. Максимальные ошибки определений отношений активности, результаты которых приведены в таблице, были равны $\pm 15\%$ для $\frac{A(Zr^{95} + Nb^{95})}{A(Ce^{141} + Ce^{144})}$, $\pm 25\%$ для $\frac{A(Zr^{95} + Nb^{95})}{A(Ru^{103})}$ и $\frac{A(Ru^{103})}{A(Ce^{141})}$. Для сравнения в таблице указаны также соответствующие отношения для всей пробы аэрозоля, из которой были извлечены горячие частицы.

* Более правильно было бы говорить здесь об изотопах, имеющих высокие и низкие температуры конденсации окислов.