

## Ослабление потока нейтронов высоких энергий в защите

М. М. Комочков, Б. С. Сычев

В работе [1] были представлены экспериментальные данные об ослаблении потока нейтронов в бетоне с различным объемным весом. В настоящей работе содержатся дополнительные сведения об ослаблении потока нейтронов в железе, а также излагается приближенная теория, достаточно хорошо описывающая экспериментальные данные.

Плотность потока и энергетический спектр нейтронов определялись путем решения кинетического уравнения [2] для мононаправленного потока нейтронов, падающих на полубесконечный поглотитель перпендикулярно к границе. Угловые отклонения нейтронов в процессе взаимодействия с ядрами не учитывались. Это вызвано недостаточностью данных о пространственно-энергетическом распределении вторичных частиц при взаимодействии нуклонов высокой энергии с ядрами. Кроме того, прохождение нейтронов через защиту должно определяться в основном наиболее энергичным компонентом спектра, отклоняющимся на малые углы.

В этом приближении кинетическое уравнение для функции распределения потока нейтронов  $N(E, x)$  записывается в виде

$$\frac{dN(E, x)}{dx} = -\mu(E)N(E, x) + \int_0^{E_0} n_0 \frac{d\sigma}{dE}(E', E) N(E', x) dE', \quad (1)$$

где  $\mu(E)$  — линейный коэффициент ослабления потока нейтронов;  $E_0$  — максимальная энергия нейтронов;  $n_0$  — число ядер в  $1 \text{ см}^3$ ;  $\frac{d\sigma}{dE}(E', E)$  — дифференциальное сечение испускания нейтронов, имеющих энергию  $E$ , при взаимодействии нейтрона с энергией  $E'$  с ядром. Будем считать, что  $\mu(E) = \sigma_a(E)n_0$ . Величина  $\sigma_a(E)$  — сечение неупругого взаимодействия — довольно сильно зависит от энергии нейтронов при  $E < 80 \text{ Мэв}$  и постоянна в интервале от  $80 \text{ Мэв}$  до нескольких миллиардов электронвольт [3—11]. Это обстоятельство позволяет разбить рассматриваемый интервал от  $E_{\text{мин}} = 20 \text{ Мэв}$  до  $700 \text{ Мэв}$  на два участка. Вначале рассматриваются нейтроны с энергией больше  $E_1 = 80 \text{ Мэв}$ , для которых линейный коэффициент ослабления  $\mu$  не зависит от энергии. На рис. 1 показаны (черные кружки), полученные на основании работы [12] значения  $\frac{d\sigma}{dE}(E)$  для вторичных заряженных частиц (в основном протонов) от  $(p, C)$ -соударений при начальной энергии  $E_p = 660 \text{ Мэв}$ , летящих под углами  $\theta < 30^\circ$  по отношению к направлению первичного протона. Если учесть вклад протонов, летящих

под углами  $\theta > 30^\circ$ , то значения  $d\sigma/dE$  несколько возрастут в области энергий  $100\text{—}400 \text{ Мэв}$ . На рис. 1 показаны также значения дифференциального сечения испускания каскадных протонов при  $E_p = 460 \text{ Мэв}$ , полученные с помощью соотношения

$$\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_C = \left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_{Al} \frac{\sigma_a^C}{\sigma_a^{Al}}$$

Значения дифференциального сечения испускания каскадных протонов от  $(p, Al)$ -соударений заимствованы из работы [13]. Приведенные на рис. 1 данные позво-

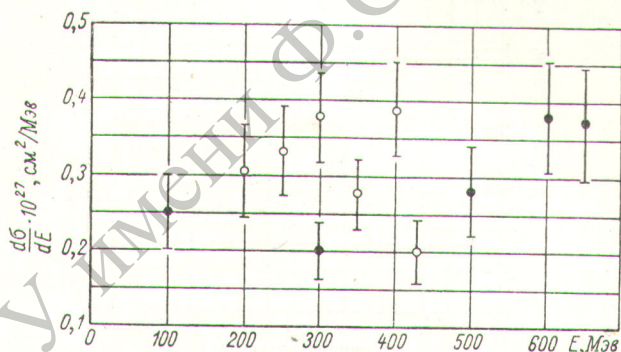


Рис. 1. Дифференциальные сечения испускания вторичных протонов при взаимодействии протонов двух различных энергий с ядрами углерода:

● —  $E_p = 660 \text{ Мэв}$  [12]; ○ —  $E_p = 460 \text{ Мэв}$  [13].

ляют считать дифференциальное сечение испускания нейтронов  $\frac{d\sigma}{dE}(E', E)$  не зависящим от энергии как первичных  $E'$ , так и вторичных  $E$  нейтронов. В этом случае получается простое решение уравнения (1) для падающего на защиту монохроматического потока нейтронов  $\delta(E_0 - E)$ :

$$N(E, x) = e^{-\mu x} \left[ \delta(E_0 - E) + \sqrt{\frac{\eta \mu x}{E_0 - E}} I_1 \left( 2 \sqrt{\eta \mu x (E_0 - E)} \right) \right], \quad (2)$$

где  $\eta \mu = n_0 \frac{d\sigma}{dE}$ ;  $I_1$  — функция Бесселя первого порядка мнимого аргумента. Поток нейтронов с энергией больше  $E_1$  на глубине  $x$  можно представить в виде

$$\varphi(x) = \int_{E_1}^{E_0} N(E, x) dE = e^{-\mu x} I_0 \left( 2 \sqrt{\eta \mu x (E_0 - E)} \right), \quad (3)$$

где  $I_0$  — функция Бесселя нулевого порядка мнимого аргумента. Значение  $\eta$  определялось из условия наи-

\* Нижняя граница рассматриваемого интервала энергий  $20 \text{ Мэв}$  определяется пороговой энергией реакции  $C^{12}(n, 2n)C^{11}$ , которая использовалась в экспериментах по определению ослабления потока нейтронов в бетоне [1].

лучшего согласия экспериментальных [1] и рассчитанных с помощью формулы (3) данных для потока нейтронов на различной глубине; при этом спектры нейтронов в экспериментах [1] заменялись набором монохроматических линий с соответствующими потоками [14—16]. При сравнении (3) с экспериментальными данными вторая часть потока нейтронов (с энергиями 20—80 Мэв) не принималась во внимание, так как скорость ослабления этой части потока на значительных глубинах, как будет видно из дальнейшего (рис. 2), полностью определяется скоростью ослабления потока нейтронов с энергиями выше 80 Мэв.]

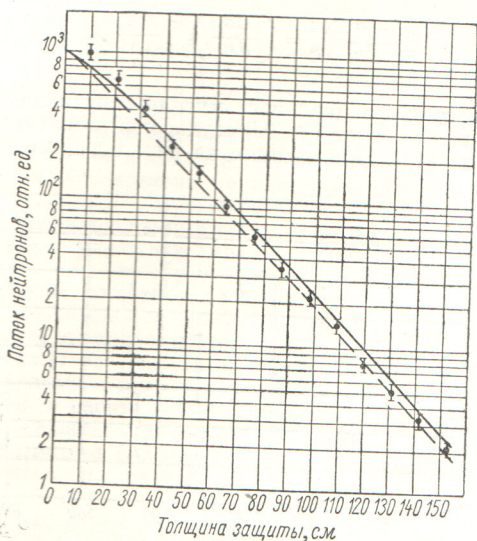


Рис. 2. Ослабление потока нейтронов в защите из стали и чугуна:  
● — экспериментальные значения; — расчет ( $E_n > 20$  Мэв); — — — расчет ( $E_n > 80$  Мэв.)

Определим функцию распределения для второй части нейтронного потока  $\psi(E, x)$ . Будем считать, что  $\psi(E, x)$  подчиняется следующему уравнению:

$$\frac{d\psi}{dx} = -\mu_{\text{пл}}(E) \psi(E, x) + \int_{E_1}^{E_0} n_0 \frac{d\sigma(E)}{dE} N(E', x) dE. \quad (4)$$

Здесь  $\mu_{\text{пл}}$  — линейный коэффициент ослабления потока нейтронов  $\psi(E, x) dE$  в условиях плохой геометрии. Другими словами, в соответствии с данными работы [17] примем, что в отсутствие нейтронов первой группы  $\psi(E, x) dE$  зависит от  $x$  экспоненциально. Дифференциальное сечение испускания нейтронов с энергиями 20—80 Мэв  $\frac{d\sigma}{dE}(E)$  для различных ядер определяется по данным работы [13] для взаимодействия протонов с ядрами алюминия (считается, что сечение не зависит от  $E'$ ). При этом следует учесть, что значения  $\mu_{\text{пл}}$  [18] определены для нейтронного потока, падающего перпендикулярно на защиту, в то время как вторичные нейтроны имеют определенное угловое распределение [13]. Поэтому необходимо выбрать составляющую потока вторичных нейтронов вдоль направления первичного потока. Воспользовавшись угловым распределением протонов с энергиями от 30—90 Мэв, обра-

зующихся при взаимодействии протонов с энергией 460 Мэв с алюминием, можно показать, что эта составляющая равна 0,6 от величины потока вторичных нейтронов. При таких допущениях решением (4) будет

$$\psi(E, x) = e^{-\mu_{\text{пл}}(E)x} n_0 0,6 \frac{d\sigma}{dE}(E) \int_0^x e^{\mu_{\text{пл}}(E)x} \varphi(x) dx. \quad (5)$$

Поток нейтронов получается путем интегрирования (5) по энергии от  $E_{\text{мин}}$  до  $E_1$ :

$$f(x) = \int_{E_{\text{мин}}}^{E_1} \psi(E, x) dE. \quad (6)$$

Очевидно, полный поток нейтронов с энергиями выше  $E_{\text{мин}}$  равен сумме (3) и (6):

$$F(x) = \varphi(x) + f(x). \quad (7)$$

На рис. 2 представлена зависимость потока нейтронов, возникающих при бомбардировке бериллиевой мишени протонами с энергией 660 Мэв, от толщины защиты из стали и чугуна. Данные рис. 2 указывают на хорошее согласие экспериментальных и расчетных значений потоков при толщине защиты более 20 см ( $\mu x \approx 1$ ). Для отдельных интервалов толщины защиты закон ослабления можно считать экспоненциальным и ввести такой широко используемый параметр, как толщина слоя половинного ослабления  $\Delta_{1/2}$ . Из наклона кривых рис. 2 для толщины  $> 20$  см получаются следующие значения:  $\Delta_{1/2}$  (эксп.) =  $15,9 \pm 0,6$  см;  $\Delta_{1/2}$  (расч.) =  $16,5 \pm 1,3$  см.

В таблице приводятся рассчитанные и измеренные [1] величины слоев половинного ослабления для обычного бетона ( $\rho = 2,35$  г/см<sup>3</sup>) при разных энергиях нейтронов, падающих на защиту.

Значения  $\Delta_{1/2}$  для различных спектров нейтронов

Энергия протонов, падающих на бериллиевую мишень, Мэв	Эксперимент [1]	Расчет
170	$29 \pm 2$	$33 \pm 2,6$
250	$34,5 \pm 2$	$36 \pm 2,9$
350	$38 \pm 2$	$38,5 \pm 3,1$
480	$43 \pm 3$	$41 \pm 3,3$
660	$42 \pm 1$	$42,3 \pm 3,3$

Необходимые для расчета величины сечений неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами элементов, входящих в состав защиты, заимствованы из работ [3—11]. Для тяжелого бетона с объемным весом 3,85 г/см<sup>3</sup> значения  $\Delta_{1/2}$  на глубине защиты 3—4,5 м, рассчитанные с помощью метода Монте-Карло [11] и уравнения (3), соответственно равны  $25,3 \pm 2,5$  и  $24,5 \pm 0,7$  см. Результаты эксперимента и расчетов, которые представлены на рис. 2, показывают, что при толщине защиты, большей длины релаксации ( $\mu x = 1$ ), поток нейтронов с энергией более 20 Мэв может быть описан следующим выражением:

$$F(x) = 1,3e^{-\mu x} I_0(2\sqrt{\mu x(E_0 - E_1)}). \quad (8)$$

При условии наилучшего согласия измеренной и рассчитанной величин  $\Delta_{1/2}$  для обычного бетона при энер-

гии 660 Мэв значение коэффициента  $\eta$  получилось равным  $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ Мэв}^{-1}$ . Трудно сказать, сохраняется ли строго постоянным значение коэффициента  $\eta$  для различных элементов, входящих в состав защиты.

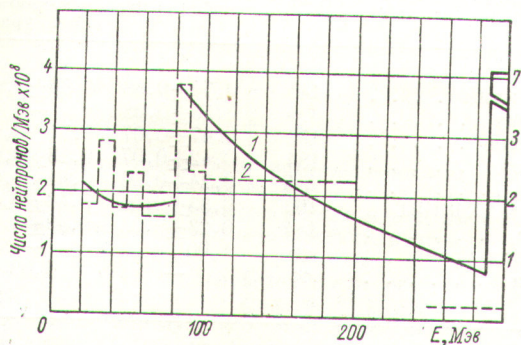


Рис. 3. Энергетический спектр нейтронов за защитой из тяжелого бетона ( $\rho=3,85 \text{ г/см}^3$ ) толщиной 460 см: 1 — данные настоящей работы; 2 — данные работы [11].

На рис. 3 показан энергетический спектр нейтронов на глубине 460 см, полученный с помощью уравнений (2) и (5) для случая, когда на защиту перпендикулярно падает монохроматический поток нейтронов с энергией 300 Мэв. Там же приведен спектр частиц (в основном нейтронов), рассчитанный методом Монте-Карло [11]. Поток нейтронов, не испытавших взаимодействия, в спектре 1 изображен столбиком. Нормировка энергетического спектра 2 проводилась из условия равенства площадей под кривыми 1 и 2 на участке 100—200 Мэв. Значительная разница в спектрах на участке 250—300 Мэв вызвана, по-видимому, тем, что значение дифференциального сечения испускания вторичных нейтронов на этом участке в настоящей работе несколько

завышено, а в работе, на которую ссылается Линденбаум [11], занижено.

Авторы благодарны В. П. Джелепову за ценные замечания и Н. А. Черникову за обсуждение методов решения кинетического уравнения.

Поступило в Редакцию 24/1 1963 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Н. Зайцев, М. М. Комочков, Б. С. Сычев. «Атомная энергия», 12, 525 (1962).
2. О. И. Лейпунский, Б. В. Новожилов, В. Н. Сахаров. Распространение гамма-квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.
3. Б. В. Гавриловский, В. И. Москалев. «Докл. АН СССР», 110, 972 (1956).
4. H. de Carvalho. Phys. Rev., 96, 398 (1954).
5. T. Coor et al. Phys. Rev., 98, 1969 (1955).
6. I. Cassels, I. Lawson. Proc. Phys. Soc., 67A, 125 (1954).
7. G. Millburn et al. Phys. Rev., 95, 1268 (1954).
8. F. Chen, C. Leavitt, A. Shapiro. Phys. Rev., 99, 857 (1955).
9. V. Nedzel. Phys. Rev., 94, 174 (1954).
10. В. С. Пантуев, М. Н. Хачатурян. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 42, 909 (1962).
11. S. Lindenbaum. Ann. Rev. Nucl. Sci., 11, 213 (1961).
12. Л. С. Ажгирей и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 1632 (1959).
13. N. Metropolis et al. Phys. Rev., 110, 185 (1958).
14. В. П. Джелепов и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 19, 573 (1955).
15. В. С. Киселев и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 35, 812 (1958).
16. W. Goodell, H. Loar, R. Durbin, W. Havens. Phys. Rev., 89, 724 (1953).
17. B. Moyer et al. AEC-D-2149 (1947).
18. M. Livingston, J. Blewett. Particle accelerators, 1962.

УДК 621.039.512

## Влияние отражателей из различных материалов на увеличение числа захватов нейтронов в карбидурановом экране быстрого реактора

В. И. Голубев, А. В. Звонарев, М. Н. Николаев, М. Ю. Орлов

Как показано в работе [1], дополнительные отражатели дают существенное увеличение числа захватов нейтронов в зоне воспроизводства из металлического урана. Цель настоящей работы — исследовать влияние дополнительных отражателей на увеличение числа захватов в зоне воспроизводства из карбида урана.

В данной работе, как и в работе [1], исследовалось влияние дополнительных отражателей для асимптотической области спектра нейтронов [2].

Измерения проводились на реакторе БР-1 [2]. Экран реактора был собран из блочков обедненного урана и графита диаметром 47 и высотой 10 мм. Блочок были собраны в столбики (через два урановых блочка один блочок из графита).

Полученная решетка имела соотношение чисел ядер урана и углерода 1 : 0,884, что близко к соотношению чисел ядер углерода и урана в карбиде урана. Собранный экран реактора имел форму правильного шестигранника со стороной 1100 и высотой 700 мм. К одной из граней экрана вплотную ставились дополнительные отражатели из бериллия, воды, железа, меди, никеля, графита или стали 1Х18Н9Т. Толщина большинства дополнительных отражателей выбиралась на основе результатов работы [1]. Использовались такие толщины, для которых было найдено, что дальнейшее увеличение толщин отражателя не дает добавки числа захватов нейтронов в урановом экране реактора. Для железного и графитового отражателей был проведен