

17  
K63



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

---

М.М. Комочков, Б.С. Сычев

1167

ОСЛАБЛЕНИЕ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ЗАЩИТЕ

*Ат. энергия, 1963, т 15, в 4, с 325-327.*

М.М. Комочков, Б.С. Сычев

1187

ОСЛАБЛЕНИЕ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ЗАЩИТЕ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1983 год

В работе /1/ были представлены экспериментальные данные об ослаблении потока нейтронов в бетоне с различным объемным весом. Настоящая работа содержит дополнительные сведения об ослаблении потока нейтронов в железе, а также дает приближенную теорию, которая достаточно хорошо описывает экспериментальные данные и спектры нейтронов на различной глубине защиты.

Плотность потока и энергетический спектр нейтронов определялись путем решения кинетического уравнения /2/ для мононаправленного потока нейтронов, падающих перпендикулярно на полубесконечный поглотитель. Угловые отклонения нейтронов в процессе взаимодействия с ядрами не учитывались. Такое допущение вызвано, с одной стороны, недостаточностью данных о пространственно-энергетическом распределении вторичных частиц при взаимодействии нуклонов высокой энергии с ядрами, а с другой, тем, что прохождение нейтронов через защиту должно определяться в основном наиболее энергичным компонентом энергетического спектра вторичных нейтронов, имеющего малые углы отклонения.

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

$$\frac{\partial N(E, x)}{\partial x} = \mu(E)N(E, x) + \int_E^{E_0} n_0 \frac{d\sigma}{dE}(E', E) \cdot N(E', x) dE, \quad (1)$$

где  $\mu(E)$  - линейный коэффициент ослабления потока нейтронов;  $E_0$  - максимальная энергия нейтронов;  $n_0$  - число ядер в  $\text{см}^3$ ;  $\frac{d\sigma}{dE}(E, E')$  - дифференциальное сечение испускания нейтронов, имеющих энергию  $E$ , при взаимодействии нейтрона с энергией  $E'$  с ядром. Для решения уравнения (1) конкретизируем функции  $\mu(E)$  и  $\frac{d\sigma}{dE}(E', E)$ . Будем считать, что линейный коэффициент ослабления  $\mu(E)$  полностью определяется сечением неупругого взаимодействия  $\sigma_a(E)$ , т.е. что  $\mu(E) = \sigma_a(E)n_0$ . Величина  $\sigma_a(E)$ , оставаясь постоянной в широком интервале энергий нейтронов  $E$  от 80 Мэв до нескольких Бэв, в значительной степени зависит от энергии нейтронов для  $E < 80 \text{ Мэв}^{/3-11/}$ . Это обстоятельство позволяет рассматриваемый интервал энергий нейтронов от  $E_{\text{min}} = 20^x \text{ Мэв}$  до 700 Мэв разбить на два участка. В начале будем рассматривать нейтроны с энергией больше

x). Нижняя граница рассматриваемого интервала энергий - 20 Мэв определяется пороговой энергией реакции  $\text{C}^{12}(n, 2n)\text{C}^{11}$ , использовавшейся в экспериментах по определению ослабления потока нейтронов в бетоне /1/, с данными которых будет проводиться сравнение результатов настоящего расчета.

$E_1 = 80$  Мэв, для которых линейный коэффициент ослабления  $\mu$  не зависит от энергии. Для определения зависимости дифференциального сечения испускания нейтронов  $\frac{d\sigma}{dE}(E', E)$  воспользуемся данными работ /12/ и /13/. С помощью экспериментальных данных работы /12/ получены значения  $\frac{d\sigma}{dE}(E)$  для вторичных заряженных частиц (в основном протонов), летящих под углами  $\theta < 30^\circ$  по отношению к направлению первичного протона от  $p + C$  соударений при  $E_p = 660$  Мэв, которые изображены на рис. 1. Если учесть вклад протонов, летящих под углами  $\theta < 30^\circ$ , то значения  $\frac{d\sigma}{dE}$  несколько возрастут в области энергий от 100 Мэв до 400 Мэв. На рис. 1 также даны значения дифференциального сечения испускания каскадных протонов при  $E_p = 460$  Мэв. Эти данные были получены с помощью следующего соотношения:

$$\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_c = \left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_{Al} \cdot \frac{\sigma_c}{\sigma_{Al}}$$

Значения дифференциального сечения испускания каскадных протонов от  $p + Al$  соударений были заимствованы из работы /13/. Приведенные на рис. 1 данные с учетом вклада протонов, рассеянных на угол  $\theta > 30^\circ$ , позволяют считать дифференциальное сечение испускания нейтронов  $\frac{d\sigma}{dE}(E', E)$  не зависящим от энергии как первичных ( $E'$ ), так и вторичных нейтронов ( $E$ ). В этом случае получаем сравнительно простое решение уравнения (1) для падающего на защиту монохроматического потока нейтронов  $\delta(E_0 - E)$ :

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

где  $\eta \mu = n_0 \frac{d\sigma}{dE}$ ,  $I_1$  - функция Бесселя 1-го порядка мнимого аргумента. Поток нейтронов с энергией, большей чем  $E_1$ , на глубине  $x$  будет:

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

где  $I_0$  - функция Бесселя нулевого порядка мнимого аргумента. Значение  $\eta$  находилось из условия наилучшего согласия экспериментальных /1/ и рассчитанных с помощью формулы (3) данных для потока нейтронов на различной глубине, при этом спектры нейтронов /14-16/, имевшие место в экспериментах /1/, заменялись набором монохроматических линий с соответствующими потоками. При сравнении мы не принимали во внимание вторую часть потока нейтронов с энергиями от 20 Мэв до 80 Мэв, так как скорость ослабления этой части потока с глубиной  $x$  на значительных глубинах, как будет видно из дальнейшего, полностью определяется скоростью ослабления потока нейтронов с энергиями выше 80 Мэв. Определим функцию распределения для второй части нейтронного потока  $\Psi(E, x)$ .

Будем считать, что  $\Psi(E, x)$  подчиняется следующему уравнению:

$$\frac{\partial \Psi(E, x)}{\partial x} = \mu_{ш}(E) \Psi(E, x) + \int_{E_1}^{E_0} n_0 \frac{d\sigma(E')}{dE} \cdot N(E', x) dE'. \quad (4)$$

Здесь  $\mu_{ш}$  - линейный коэффициент ослабления потока нейтронов  $\Psi(E, x) dE$  в условиях плохой геометрии. Другими словами, в соответствии с данными работы /17/, принимаем экспоненциальную зависимость  $\Psi(E, x) dE$  от  $x$  в отсутствие нейтронов первой группы. Обозначение остальных символов - прежнее. Дифференциальное сечение испускания

нейтронов с энергиями от 20 до 80 Мэв  $\frac{d\sigma}{dE}(E)$  для различных ядер будем находить по данным работы /13/ для взаимодействия протонов с ядрами алюминия, полагая что оно не зависит от  $E'$ . При этом следует учесть, что значения  $\mu_{ш}$  /18/ определены для нейтронного потока, перпендикулярно падающего на защиту, в то время как вторичные нейтроны распределены определенным образом /13/ в угле  $4\pi$ . Поэтому необходимо выбрать составляющую потока вторичных нейтронов вдоль направления первичной частицы. Воспользовавшись угловым распределением протонов с энергиями от 30 до 90 Мэв, образующихся при взаимодействии протонов с энергией 460 Мэв с алюминием, мы нашли, что эта составляющая равна 0,57 от полной величины потока вторичных нейтронов. При таких допущениях решением (4) будет:

$$\Psi(E, x) = e^{-\mu_{ш}(E)x} n_0 \cdot 0,57 \frac{d\sigma}{dE}(E) \int_0^x e^{\mu_{ш}(E)x'} \phi(x') dx'. \quad (5)$$

Поток нейтронов найдем интегрированием (5) по энергии от  $E_{min}$  до  $E_1$ :

$$f(x) = \int_{E_{min}}^{E_1} \Psi(E, x) dE. \quad (6)$$

Очевидно, что полный поток нейтронов с энергиями, выше  $E_{min}$  будет суммой (3) и (6):

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

На рис. 2 представлены зависимости потоков нейтронов от толщины защиты из стали и чугуна, на которую падают нейтроны, возникающие при бомбардировке бериллиевой мишени протонами с энергией 660 Мэв. При расчете объемный вес защиты принимался равным  $7,5 \pm 0,3$  г/см<sup>3</sup>, а сечение неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами железа - равным  $0,68 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>. Пунктирная кривая (рис. 2) представляет зависимость потока нейтронов с энергиями более 80 Мэв от толщины защиты, вычисленную с помощью уравнения (3) для ряда монохроматических линий при учете вклада каждой линии в энергетический спектр нейтронов, падающих на защиту /15/. Ошибки, приведенные на расчетной кривой, обусловлены неопределенностью объемного веса защиты (+4%) и ошибкой в величине сечения неупругого взаимодействия (+4%). Кривая, изображенная сплошной линией, получена с помощью равенства (7) и соответствует зависимости потока нейтронов с энергиями более 20 Мэв от толщины защиты. Ошибки в этом случае имеют ту же величину, что и для данных, представленных пунктирной линией. На рис. 2 представлены также экспериментальные точки, указывающие поток нейтронов с энергиями более 20 Мэв, о величине которого можно было судить по наведенной радиоактивности  $S$  /11/13/ в твердых сцинтилляторах. Данные рис. 2 с учетом приводимых ошибок говорят о хорошем согласии экспериментальных и расчетных данных величин потоков нейтронов при толщинах защиты более 20 см ( $\mu_{ш} x \approx 1$ ). Как и следовало ожидать, наклон кривой ослабления потока нейтронов с энергиями более 20 Мэв (сплошная линия на рис. 2) определяется ослаблением потока нейтронов, имеющих энергии более 80 Мэв (пунктирная линия). Для отдельных широких участков толщины защиты закон ослабления можно считать экспоненциальным и ввести такой широко используемый параметр, как толщина слоя половинного ослабления  $\Delta \frac{1}{2}$ . Наклоны кривых рис. 2 на рассматриваемом участке толщины дают следующие значения слоев половинного ослабления:  $\Delta \frac{1}{2}$  (экспер.) =  $15,9 \pm 0,6$  см;  $\Delta \frac{1}{2}$  (расч.) =  $16,5 \pm 1,3$  см.

В таблице приводятся рассчитанные и измеренные <sup>/11/</sup> величины слоев половинного ослабления для обычного бетона ( $\rho = 2,35 \text{ г/см}^3$ ) при различных спектрах нейтронов, падающих на защиту.

Величина слоя половинного ослабления для различных спектров нейтронов

Энергия протонов, падающих на бериллиевую мишень, Мэв	170	250	350	480	660
$\Delta \frac{1}{2}$ Эксперимент <sup>/11/</sup>	29 $\pm$ 2	34,5 $\pm$ 2	38 $\pm$ 2	43 $\pm$ 3	42 $\pm$ 1
Расчет	33 $\pm$ 2,6	36 $\pm$ 2,9	38,5 $\pm$ 3,1	41 $\pm$ 3,3	42,3 $\pm$ 3,3

Необходимые для расчета величины сечений неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами элементов, входящих в состав защиты, находились с помощью кривой рис. 3, построенной на основе данных работ <sup>/3-11/</sup>. Для тяжелого бетона с объемным весом  $3,85 \text{ г/см}^3$ , состав которого приведен в работе <sup>/11/</sup>, величины  $\Delta \frac{1}{2}$  на глубине защиты 3-4,5 м, рассчитанные с помощью метода Монте-Карло <sup>/11/</sup> и уравнения (3), соответственно равны  $25,3 \pm 2,5 \text{ см}$  и  $24,5 \pm 0,7 \text{ см}$ . Установлено, что величина слоя половинного ослабления в диапазоне толщины от  $\mu x = 1$  до  $\mu x = 16$  изменяется на 14%. Результаты эксперимента и расчетов, которые представлены на рис. 2, показывают, что при толщине защиты, превышающей одну длину релаксации ( $\mu x = 1$ ), поток нейтронов с энергией более 20 Мэв может быть описан следующим выражением:

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

При условии наилучшего согласия измеренной и рассчитанной величин  $\Delta \frac{1}{2}$  для обычного бетона при энергии 660 Мэв, значение коэффициента  $\eta$  получилось равным  $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ Мэв}^{-1}$ . Существующие экспериментальные ошибки в определении сечения неупругого взаимодействия, объемного веса защиты, а также статистические ошибки при определении величин потока нейтронов в защите из различных веществ, не позволяют установить, сохраняется ли точно постоянным значение коэффициента  $\eta$  для различных элементов, входящих в состав защиты.

Энергетический спектр нейтронов на заданной глубине, полученный с помощью уравнений (2) и (5), сопоставляется на рис. 4 со спектром частиц (в основном нейтронов), рассчитанным методом Монте-Карло <sup>/11/</sup>. Сравнение проводится для толщины 460 см, когда на защиту перпендикулярно падает монохроматический поток нейтронов с энергией 300 Мэв. Поток нейтронов, которые не испытали взаимодействия, в спектре 1 изображен для наглядности в виде столбика. Нормирование энергетического спектра 2 проводилось из условия равенства площадей под кривыми 1 и 2 на участке от 100 до 200 Мэв. Значительная разница в спектрах на участке от 250 до 300 Мэв вызвана, по-видимому, тем, что значение дифференциального сечения испускания вторичных нейтронов на отмеченном участке в настоящей работе несколько завышено, тогда как значение этого сечения в работе, на которую ссылается Линденбаум <sup>/11/</sup>, занижено.

Отношение потока нейтронов с энергиями от 20 до 80 Мэв к потоку нейтронов с энергиями выше 80 Мэв, как это видно из рис. 2, плавно увеличивается от нуля до 0,3 при изменении толщины защиты до  $\mu x = 3$ , оставаясь затем постоянным с возрастанием толщины защиты.

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

#### Л и т е р а т у р а

1. Л.Н. Зайцев, М.М. Комочков, Б.С. Сычев. Атомная энергия, 12, вып. 6, 525 (1962).
2. О.И. Лейпунский, Б.В. Новожилов, В.Н. Сахаров. Распространение гамма-квантов в веществе. Гос. издат. физико-матем. литер., 1960.
3. Б.В. Гавриловский, В.И. Москалев. ДАН, 110, 972 (1956).
4. H.G. de Carvalho, Phys. Rev. 96, 398 (1954).
5. T. Coor, D.A. Hill, W.F. Hornyak, L.W. Smith and G. Snow, Phys. Rev. 98, 1969 (1955).
6. I.M. Cassels and I.D. Lawson, Proc. Phys. Soc. (London) 67A, 11, 125 (1954).
7. G.P. Millburn, W. Birnbaum, W.E. Crandall and L. Schecter, Phys. Rev. 95, 1268 (1954).
8. F.F. Chen, C.P. Leavitt and A.M. Shapiro, Phys. Rev. 99, 857 (1955).
9. V.A. Nedzel, Phys. Rev. 94, 174 (1954).
10. В.С. Пантуев, М.Н. Хачатурян. ЖЭТФ, 42, 909 (1962).
11. S.J. Lindenbaum, Ann. Rev. Nucl. Sci. II, 213 (1961).
12. Л.С. Ажгирей, И.К. Взорев, В.П. Зрелов, М.Г. Мещеряков, Б.С. Неганов, Р.М. Рындиц, А.Ф. Шабудин. ЖЭТФ, 36, 1632 (1959).
13. N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, Anthony Turkevich, J.M. Miller, and G. Friedlander, Phys. Rev. 110, 185 (1958).
14. В.П. Джелепов, Ю.М. Казаринов, Б.М. Головин, В.Б. Флягин, В.И. Сатаров. Изв. АН СССР, серия физич., 19, 573 (1955).
15. В.С. Киселев, К.О. Оганесян, Р.А. Позе, В.Б. Флягин. ЖЭТФ, 35, 812 (1958).
16. W.F. Goodell, H.H. Loar, R.P. Durbin, W.W. Havens, Phys. Rev. 89, 724 (1953).
17. B.J. Moyer, R. Hilderbrand, N. Knabe, T.J. Pamley, H. York, AEC-2149 (1947).
18. M.S. Livingston, J.P. Blewett. Particle Accelerators, 1962.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 января 1963 года.

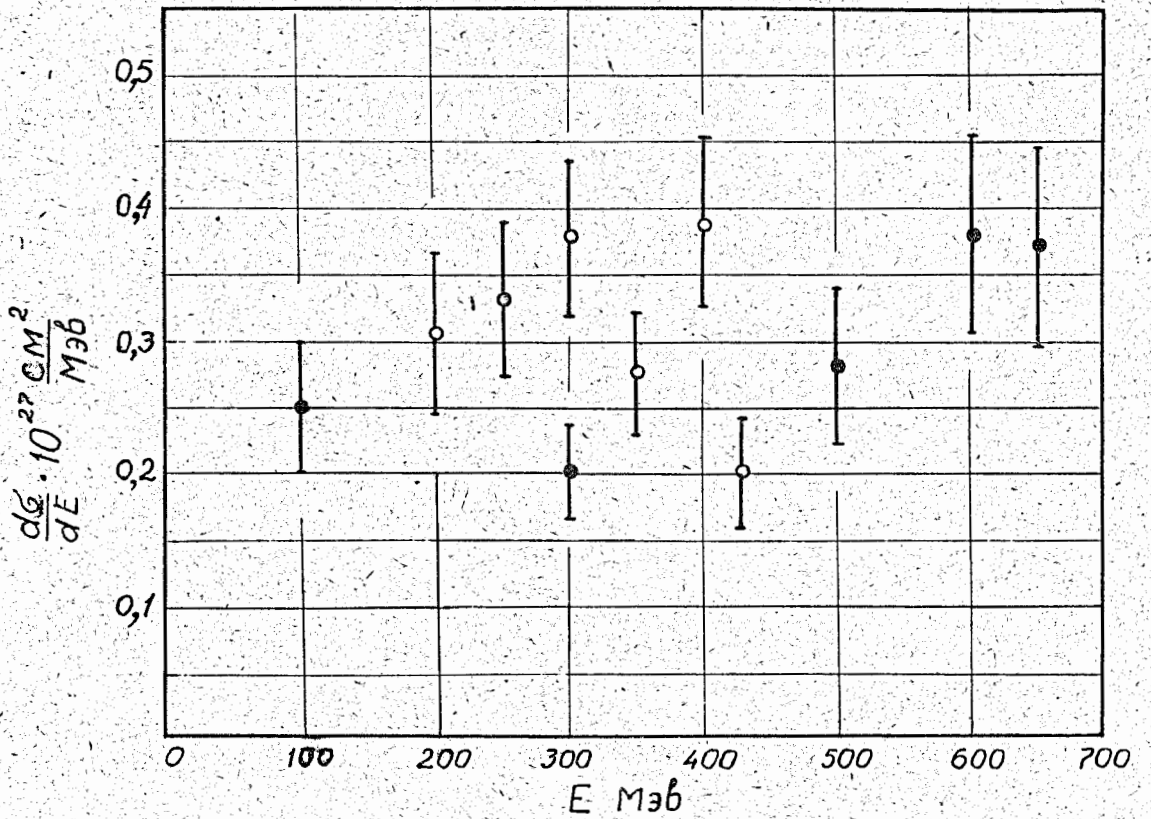


Рис. 1. Дифференциальные сечения испускания вторичных протонов при взаимодействии протонов двух различных энергий с ядрами углерода.

○ -  $E_p = 460$  МэВ /13/  
 ● -  $E_p = 680$  МэВ /12/



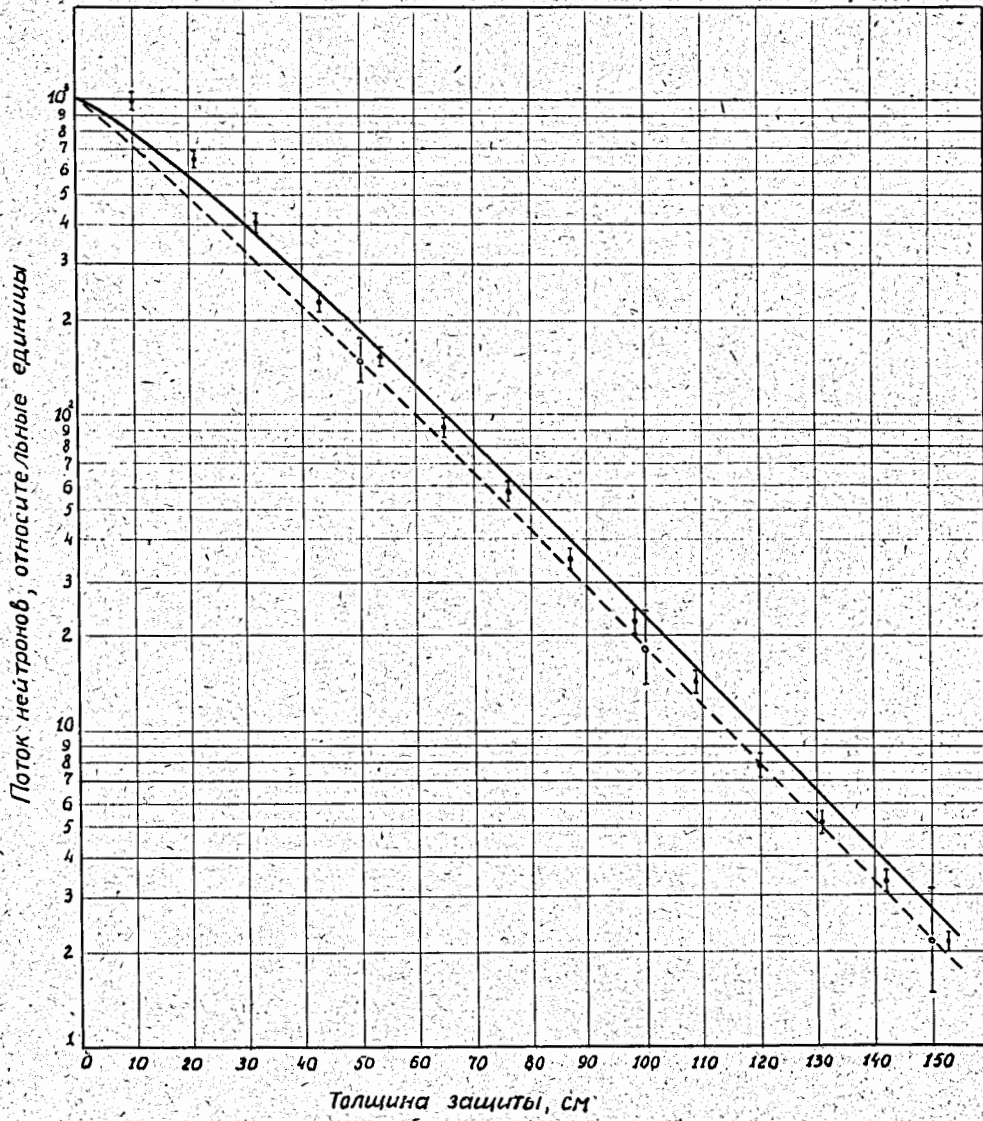


Рис. 2. Ослабление потока нейтронов в защите из стали и чугуна.

● — экспериментальные точки.

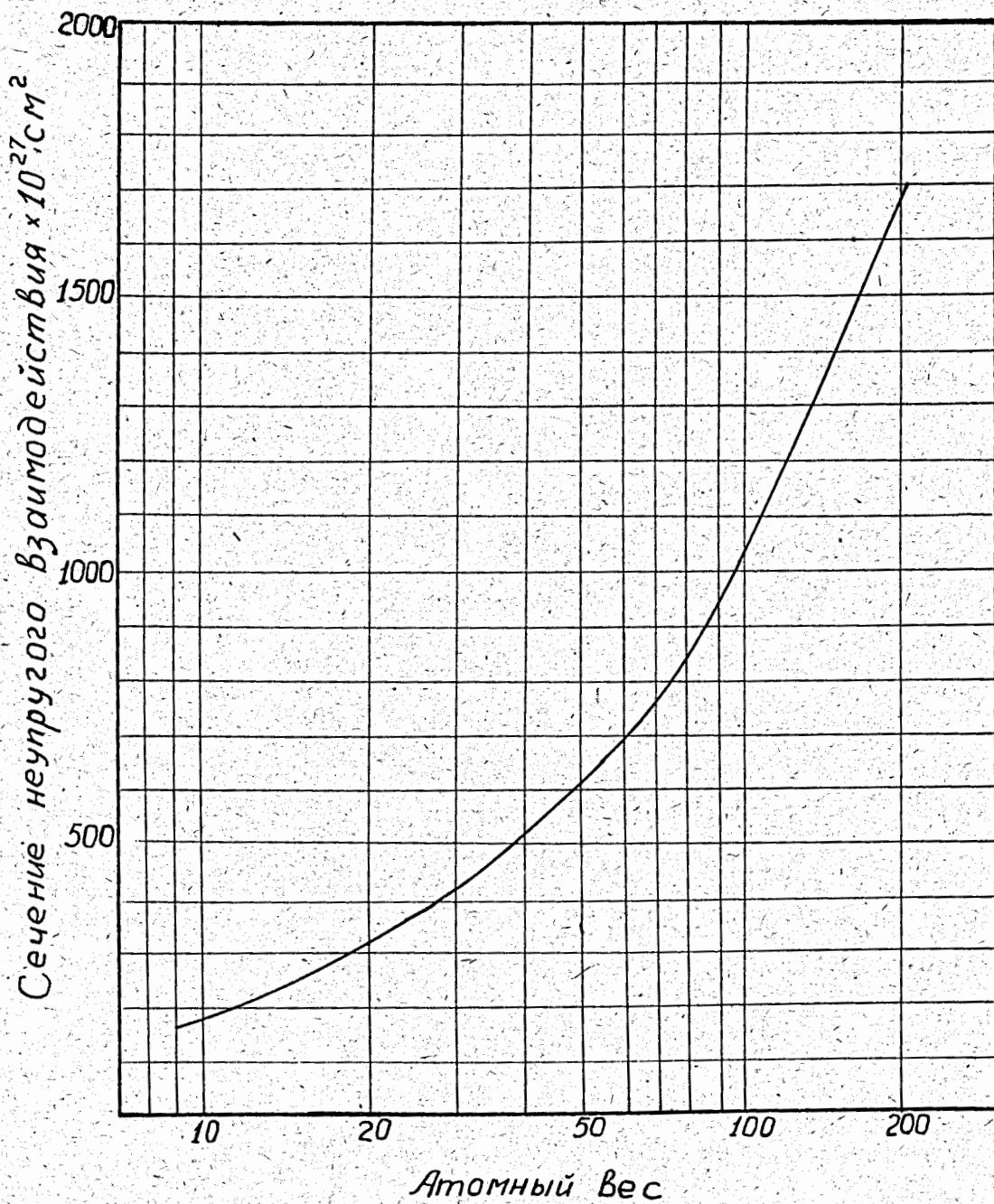


Рис. 3. Зависимость сечения неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами элементов от атомного веса /3-11/

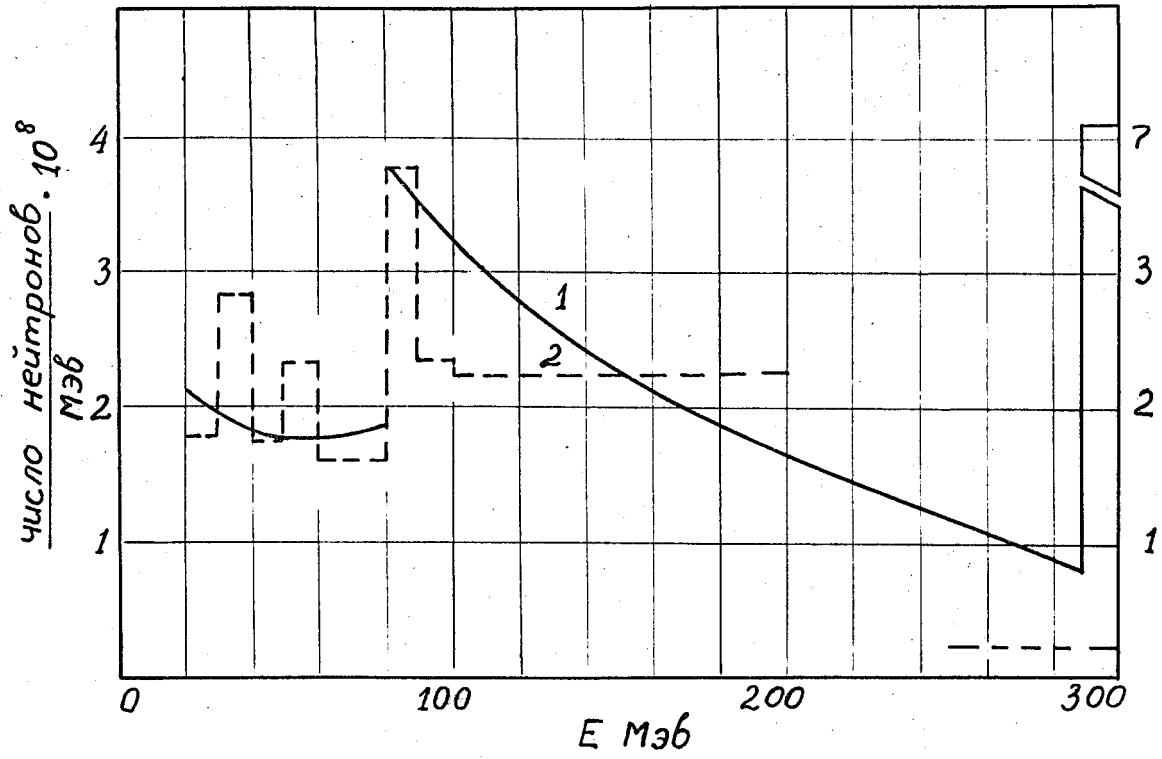


Рис. 4. Энергетический спектр нейтронов за защитой из тяжелого бетона ( $\rho = 3,85 \text{ г/см}^3$ ) толщиной 460 см.

- 1 - данные настоящей работы
- 2 - данные работы /11/.