

2. G. Goertzel. Estimation of Doppler Effect in Intermediate and Fast Neutron Reactors, A/conf, 8/P/613, USA, 1955.
3. И. В. Гордеев и др. «Атомная энергия», 3, 252 (1957).
4. H. B e t h e , G. P l a c z e k. Phys. Rev., 51, 450 (1937).
5. W. L a m b. Phys. Rev., 55, 190 (1939).
6. Л. Дреснер. Резонансное поглощение в ядерных реакторах. М., Госатомиздат, 1962.
7. В. И. Фаддеева, Н. М. Терентьев. Таблицы функций интеграла вероятности от комплексного аргумента. М., Гостехиздат, 1954.

Ослабление потоков нейтронов высоких энергий гетерогенными защитами

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

УДК 621.039.512.45

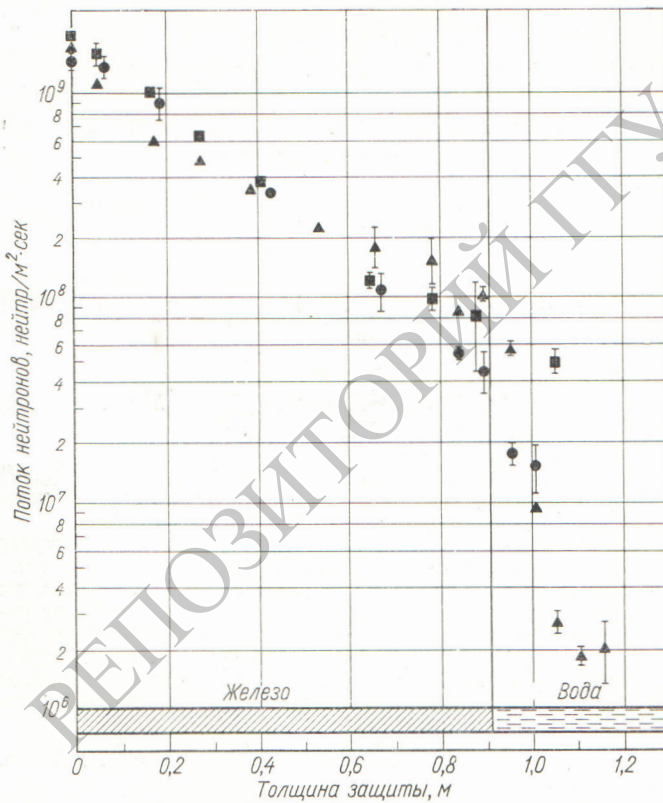
В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований распределения потоков нейтронов различных энергетических групп в слоистых защитах.

Экспериментальные исследования проводились на синхротронном ОИЯИ в потоке нейтронов, получающихся при бомбардировке бериллиевой мишени протонами с энергией 660 Мэв. Геометрия опыта описана в работе [1]. Потоки нейтронов регистрировались пороговыми детекторами из In^{115} , P^{31} и C^{12} , краткая харак-

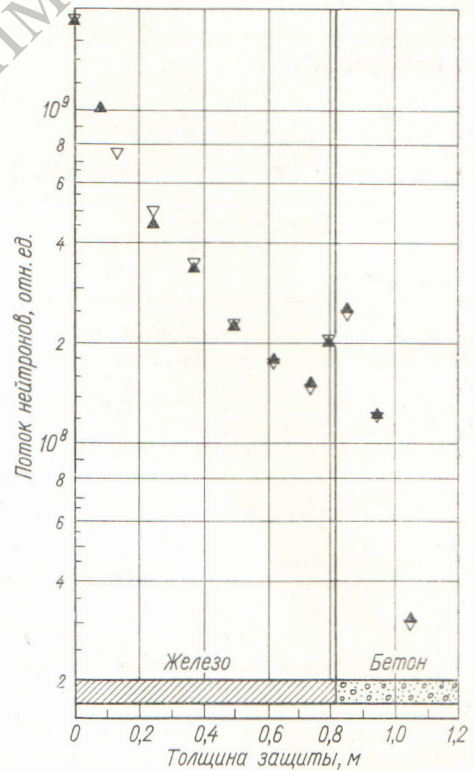
теристика которых дана в работе [2]. В опытах использовалась также рентгеновская пленка индивидуальных дозиметров γ -излучения.

Защита компоновалась из следующих материалов: железо — вода; железо — тяжелый бетон*; вода — железо — вода. Кривые ослабления потоков нейтронов показаны на рис. 1—3. На рис. 3 приведено также распределение в защите мощности дозы γ -излучения.

* Состав бетона приведен в работе [3].



Р и с. 1. Распределение потоков нейтронов в защите железо—вода:
■ — распределение потока нейтронов высоких энергий ($E > 20$ Мэв); ● — быстрых нейтронов ($1,5 < E < 20$ Мэв); ▲ — резонансных нейтронов ($E \approx 1,44$ Мэв).



Р и с. 2. Распределение потоков нейтронов в защите железо — тяжелый бетон:
▽, ▲ — распределение потока резонансных нейтронов по данным двух опытов.

Анализируя экспериментальные данные, представленные на рис. 1—3, можно заключить, что в пределах экспериментальных ошибок наличие предыдущего слоя не сказывается на характере ослабления потоков нейтронов высоких энергий в последующем слое.

Статистические данные для многих защитных материалов [4] указывают на линейную зависимость между сечением неупругого взаимодействия Σ_{in} нейтронов высоких энергий ($E > 100$ Мэв) и плотностью ρ (г/см³) с точностью ~5%:

$$\Sigma_{in} = 0,59(1,5 + \rho) \text{ м}^{-1}. \quad (1)$$

Сечение выведения нейтронов высоких энергий Σ_{rem} пропорционально Σ_{in} [2, 3, 5]:

$$\Sigma_{rem} \approx \frac{\Sigma_{in}}{\alpha}, \quad (2)$$

причем параметр α меняется от 0,9 до 1,4 в зависимости от спектра нейтронов и мало зависит от материала защиты. В однородной защите на достаточной большой толщине [2, 5] справедливо соотношение

$$\frac{\Phi_6}{\Phi_B} \approx \bar{n} \frac{\Sigma_{in}}{\Sigma_{rem}^6}, \quad (3)$$

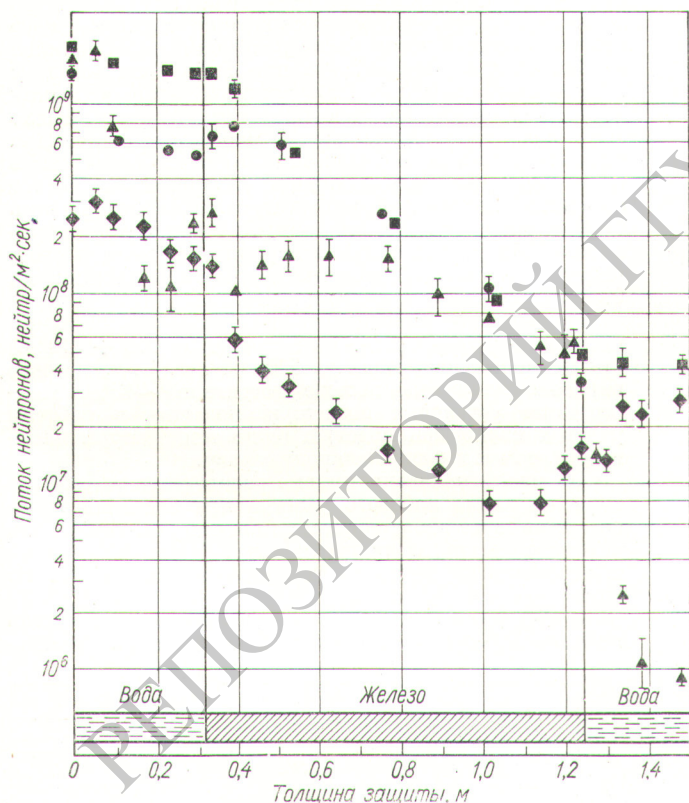


Рис. 3. Распределение потоков нейтронов в защите вода—железо—вода:

■ — распределение потока нейтронов высоких энергий; ● — быстрых нейтронов; ▲ — резонансных нейтронов; ◆ — распределение мощности дозы γ -излучения, 10^{-6} мкр/сек.

где Φ_6 и Φ_B — соответственно потоки быстрых нейтронов и нейтронов высоких энергий; \bar{n} — среднее число испарительных нейтронов, вылетающих из возбужденных ядер; Σ_{rem}^6 — сечение выведения быстрых нейтронов.

Величина $\bar{n} \Sigma_{in} / \Sigma_{rem}^6$ растет с увеличением атомного веса материала защиты. Оценки показывают, что эта величина колеблется от ~0,1 для воды до 1 для железа. Различие величин $\bar{n} \Sigma_{in} / \Sigma_{rem}^6$ для каждого слоя удельно объясняет поведение потока быстрых нейтронов.

Всплески значений потока резонансных нейтронов на границе двух материалов обусловлены различием их замедляющих свойств, а также деформацией спектра промежуточных нейтронов по мере удаления от границы.

Ослабление потока резонансных нейтронов в материалах за железом после небольших переходных участков можно считать приближенно экспоненциальным. Переходные участки и длины релаксации примерно равны и составляют $\lambda_1 \approx 3$ см в воде и $\lambda_2 \approx 9$ см в тяжелом бетоне. Возрасты промежуточных нейтронов до энергии 1,44 эв ($E_0 = 1,5$ Мэв) для этих материалов соответственно равны $\tau_1 \approx 30$ см² и $\tau_2 \approx 120$ см² [5].

Исходя из приведенных значений τ и λ , можно сделать вывод, что величина $\sqrt{\tau}$ с некоторым приближением характеризует ослабление потока промежуточных нейтронов во втором слое. Увеличение показаний рентгеновской пленки в слое воды, следующем за слоем железа (см. рис. 3), обусловлено жесткой компонентой рассеянного захватного γ -излучения.

Значительное накопление промежуточных нейтронов в тяжелых материалах, особенно в стали, обуславливает целесообразность выполнения последнего слоя защиты из водосодержащего материала.

Авторы выражают благодарность З. Цисеку и А. П. Череватенко за помощь при проведении экспериментов.

Поступило в Редакцию 22/II 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Н. Зайцев и др. «Атомная энергия», 12, 525(1962).
2. Б. С. Сычев и др. «Атомная энергия», 20, 323 (1966).
3. Б. С. Сычев и др. «Атомная энергия», 20, 355 (1966).
4. Л. Н. Зайцев и др. «Атомная энергия», 19, 303 (1965).
5. Д. Л. Бродер и др. Бетон в защите ядерных установок. М., Атомиздат, 1966.