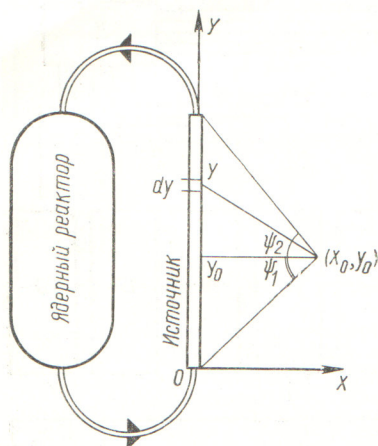


Схема к расчету.



мощностью описывается квадратным трехчленом. Такое представление возможно с достаточной для практических целей точностью. В этом случае поток энергии от линейного источника УРК (см. рисунок) в точке (x_0, y_0) , расположенной в среде с коэффициентом линейного ослабления μ , с учетом фактора накопления в аналитической форме [2] определится интегралом

$$I = \frac{1}{v} \int_{t_{p.y}}^{t_{\text{вых}}} \frac{a_0 + a_1 t + a_2 t^2}{(t - t_0)^2 + \tau^2} \sum_{j=1}^2 A_j \times \exp[-\mu_j v \sqrt{(t - t_0)^2 + \tau^2}] dt, \quad (1)$$

где v — скорость движения топлива в облучателе; $t_{p.y}$, t_0 , t , $t_{\text{вых}}$ — времена доставки топлива от реактора соответственно в точки 0 (вход в облучатель), y_0 , y и в точку выхода из облучателя; $\tau = \frac{x_0}{v}$; $\mu_j = (1 + \alpha_j) \mu$; A_j и α_j — числовые коэффициенты [2]; a_i — постоянные коэффициенты.

Если источник находится в вакууме, то в интеграле (1) экспоненциальные члены отсутствуют. Два интеграла в уравнении (1) легко выражаются через известные табулированные функции, третий взят нами приближенно.

Полученные соотношения позволяют рассчитывать поля поглощенных доз в облучателях различных геометрий с конечным числом линейных источников УРК (цилиндр, плоскость, решетка и др.).

(№ 293/4874. Статья поступила в Редакцию 22/IV 1968 г. аннотация — 25/XII 1968 г. Полный текст 0,4 а. л., 3 рис., 9 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Х. Брегер и др. Основы радиационнохимического аппаратостроения. М., Атомиздат, 1967.
2. Защита ядерных реакторов. Перев. с англ. под ред. С. Г. Цыпина. М., Изд-во иностр. лит., 1958.

Прохождение быстрых нейтронов через среды с ограниченными поперечными размерами

Г. М. БОЗИН, С. Ф. ДЕГТЯРЕВ, В. К. ТИХОНОВ, С. Г. ЦЫПИН

УДК 621.039.538:539.125.52

Приведены результаты экспериментов по прохождению потока нейтронов с энергией $E \geq 1$ Мэв через цилиндрические образцы из Рb, В₄С, Al и LiH. Толщина t и диаметр образцов d изменялись в интервале 0—60 и 4—70 см соответственно.

Измерены пространственно-энергетические распределения нейтронов в интервале энергий 0,8—8 Мэв в свинце и пространственные распределения потока нейтронов с энергией $E \geq 1$ Мэв для перечисленных выше остальных элементов. Использовался плоский мононаправленный источник нейтронов со спектром реактора [1]. Диаметр коллимированного пучка нейтронов на 1 см меньше диаметра образца. Поток быстрых нейтронов регистрировался сцинтилляционным счетчиком с таблеткой из ZnS (Ag) в смеси с плексигласом (диаметр таблетки 4 см, толщина 0,4 см) и спектрометром быстрых нейтронов [2].

Ослабление потока нейтронов различных энергетических групп в зависимости от диаметра и толщины цилиндрических образцов из свинца представлено на рисунке.

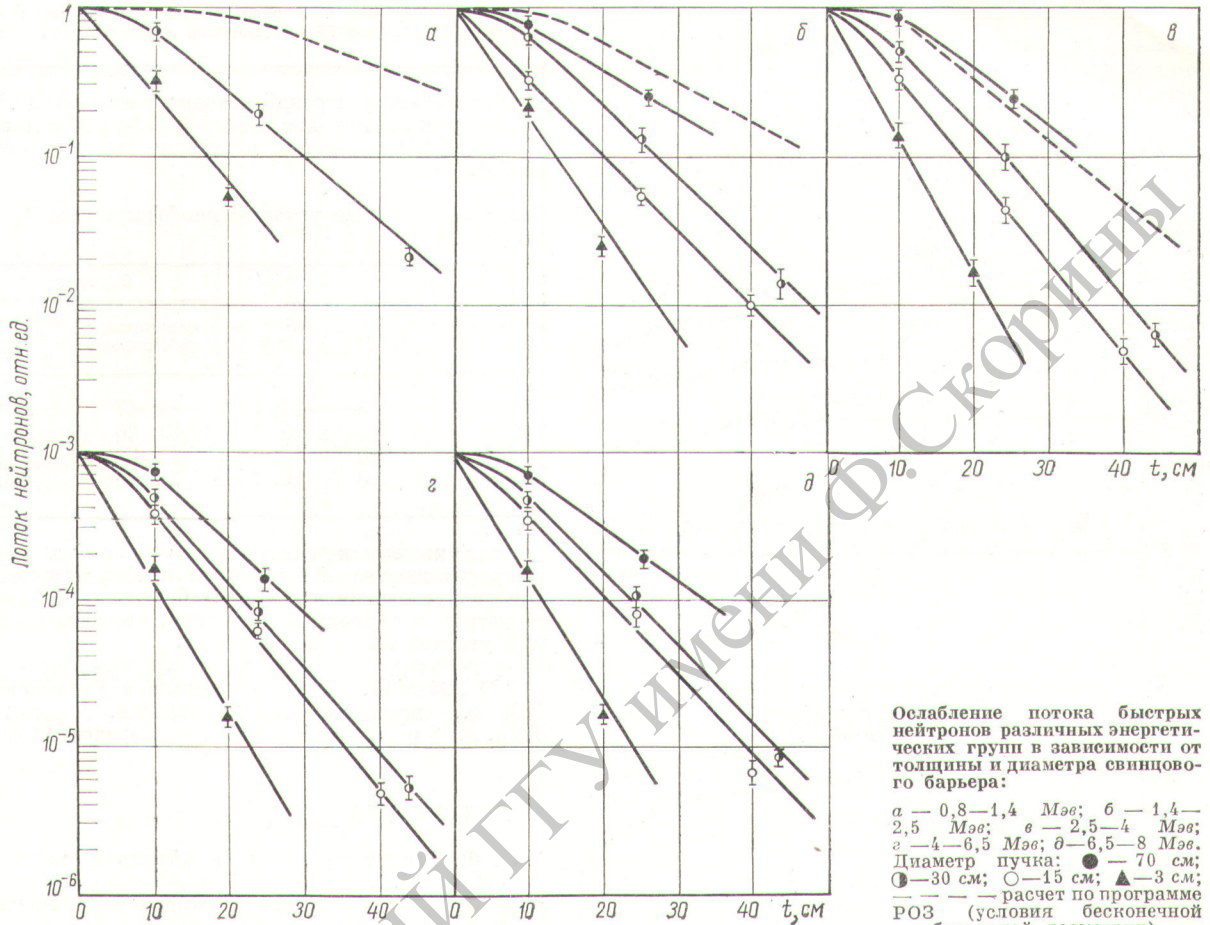
С уменьшением диаметра цилиндра величина ослабления увеличивается вследствие уменьшения числа рассеянных в образце нейтронов, попадающих в детектор.

Для $t > 5 \div 10$ см ослабление потока нейтронов различных энергетических групп можно описать одной экспонентой с длиной релаксации $\lambda_{огр}(d)$. Из анализа полученных результатов для потока нейтронов с $E \geq 1$ Мэв была получена зависимость для $\lambda_{огр}(d)$ в цилиндрических образцах ограниченных размеров:

$$\lambda_{бар} - \lambda_{огр}(d) = (\lambda_{бар} - \lambda_t) e^{-bd}.$$

Здесь λ_t — длина релаксации потока быстрых нейтронов с энергией $E \geq 1$ Мэв, определяемая с помощью кривой ослабления в условиях хорошей геометрии (из эксперимента или расчета); $\lambda_{бар}$ — длина релаксации для той же энергетической группы в условиях плохой геометрии для бесконечного барьера; b — полуэмпирический коэффициент, зависящий от материала и равный 0,077; 0,028; 0,032 и 0,0095 см⁻¹ для LiH, В₄С, Al и Рb соответственно.

Коэффициент b приближенно равен обратной величине радиуса образца (для данного материала), при котором достигаются условия бесконечной барьерной геометрии. Значение b для гидрида лития наиболее существенно отличается от величины этого коэффициента у остальных элементов, что свидетельствует о сильной «непрозрачности» водородсодержащих материалов для нейтронов с $E \geq 1$ Мэв.



ЛИТЕРАТУРА

1. С. Ф. Дегтярев и др. «Атомная энергия», 21, 392 (1966).
2. В. А. Дулин и др. «Приборы и техн. эксперим.», № 2, 35 (1961).

Угловые и энергетические распределения потока быстрых нейтронов за средами с ограниченными поперечными размерами

С. Ф. ДЕГТЯРЕВ, В. В. ТАРАСОВ, В. К. ТИХОНОВ, С. Г. ЦЫПИН

УДК 621.039.538:539.125.52

Приведены результаты измерений угловых распределений потока быстрых нейтронов с энергией $E \geq 1$ Мэв и энергетических распределений в интервале 0,8—8 Мэв нейтронов, выходящих из цилиндрических барьеров (Pb, Fe, LiH и H₂O) диаметром 16 см и толщиной t , равной 10; 20; 30 см, под разными углами. Использовался плоский мононаправленный источник нейтронов со спектром реактора [1].

Измерялся средний поток нейтронов, выходящий с «видимого» пятна торцевой поверхности исследуемого барьера. Измерения проводились в диапазоне углов

$\theta = 0 \div 50$. Детекторы нейтронов описаны в работах [1, 2].

Угловые и энергетические распределения за барьером из железа представлены на рисунке. С увеличением толщины образца и угла θ происходит значительное «смягчение» первоначального спектра нейтронов за счет неупругого рассеяния. Как и в случае бесконечной среды [3], угловые распределения в интервале углов $10 \leq \theta \leq 50^\circ$ можно описать выражением вида $\exp[-\theta/\theta_0(E)]$, причем константа $\theta_0(E)$ слабо зависит от толщины образца в измеренном диапазоне толщин.