

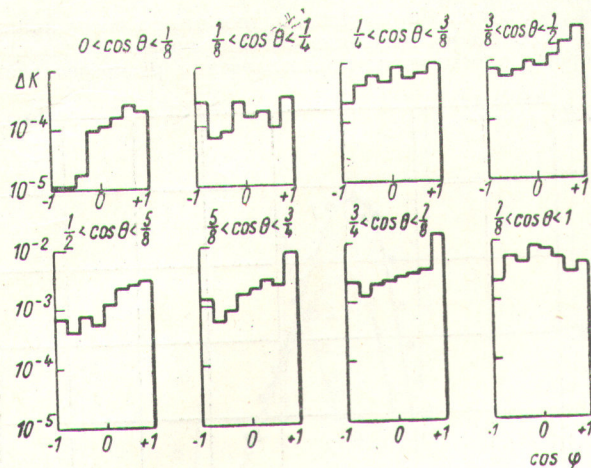


Рис. 4. Угловое распределение относительной дозы нейтронов на выходе из пластины для случая $H=5$ см, $E_0 = 2$ Мэв и $\theta_0 = 30^\circ$.

альбеда β . На этих графиках учтен вклад тепловых нейтронов согласно формуле (2), преобразованной для случая нейтронов, выходящих через противоположную сторону пластины. Было найдено, что при числе историй 4096 среднеквадратичная погрешность результатов для толщин 5 и 10 см не превышает 5%, а для толщины 15 см несколько больше.

Поступило в Редакцию 14/XII 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Прайс, К. Хортон, К. Спинни. Защита от ядерных излучений. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
2. С. М. Ермаков, В. Г. Золотухин, В. Б. Кольшин. Сб. «Теория и методы расчета ядерных реакторов». Под ред. Г. И. Марчука. М., Госатомиздат, 1962, стр. 155.

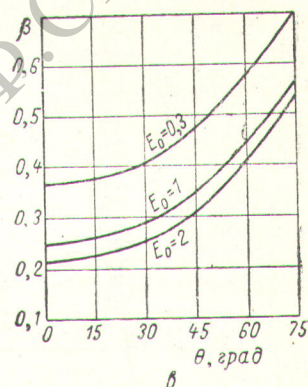
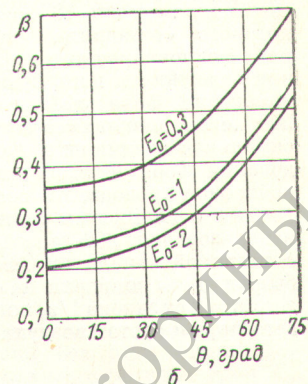
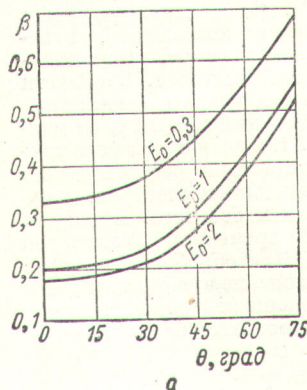


Рис. 5. «Штучное» альбеда для пластин толщиной 5, 10, 15 см (на рисунке а, б, в соответственно).

3. M. Calos, H. Goldstein. Neutron Cross Section Data of Carbon. Report NDA 12-16, 1956.
4. Н. П. Бусленко и др. Метод статистических испытаний (метод Монте-Карло). М., Физматгиз, 1962.
5. M. Berger, J. Cooper. J. Res. Nat. Bur. Standards, 63A, 101 (1959).
6. C. Petric, M. Storm, P. Zweifel. Nucl. Sci. and Engng, 2, No. 6, 728 (1957).

УДК 621.039.51

Релаксация температуры нейтронного газа

Е. Я. Доцльницын, А. Г. Новиков, И. П. Стаханов, А. С. Степанов

Для экспериментального изучения температуры нейтронного газа были измерены спектры тепловых нейтронов, устанавливающиеся в воде на различных расстояниях от сферического источника, спектр которого выделялся из пучка реактора методом кадмиевой разности и представлял собой максвелловское распределение с температурой, значительно превышающей температуру воды.

В качестве замедляющей среды использовалась дистиллированная вода, заполнявшая цилиндрический бак диаметром 50 и высотой 60 см. Коллимированный пучок нейтронов из реактора вводился в бак по трубке ($D = 30$ мм), которая заканчивалась в центре свинцовым шаром ($D = 40$ мм), имитировавшим сферический источник. Измерения с индикаторами показали, что распределение нейтронов вокруг шара отличается от

сферически симметричного только в прямом направлении ($\sim 20\%$). Спектр нейтронов, устанавливающийся в воде, выводился по каналу прямоугольного сечения (15×30 мм) под углом 70° к направлению падающего пучка. На выходе из бака помещался коллиматор, препятствовавший попаданию в детектор нейтронов, испускаемых стенками выводного канала. Геометрия опыта показана на рис. 1.

Механический селектор, с помощью которого измерялись спектры, имел прерыватель из гетинакса диаметром 150 мм с одной бочкообразной щелью размерами 5×30 мм на входе и выходе пучка и 10×30 мм в центре ротора. С обеих сторон ротора устанавливались коллиматоры из латуни со щелью 5×30 мм. Разрешающая способность селектора при пролетной базе 3 м и скорости вращения ротора 3000 об/мин

составляла около 40 мксек/м. Фон, основную часть которого составляла диффузная компонента, измерялся одновременно с эффектом введением отрицательной задержки в цепь стартового импульса. В области измерений фона эффект пренебрежимо мал: при 2000 мксек/м вклад его составлял не более 0,1% от максимальной величины эффекта. Предварительные исследования фона и проверка отсутствия рециркуляционных нейтронов проводились сопоставлением спектров, измеренных с кадмиевым фильтром и без него. В опытах использовался 256-канальный временной анализатор с шириной канала 16 мксек. При обработке спектров были учтены поправки на отклонение чувствительности детектора от закона $1/v$, поглощение нейтронов стенками детектора и азотом воздуха на пролетной базе, поправки

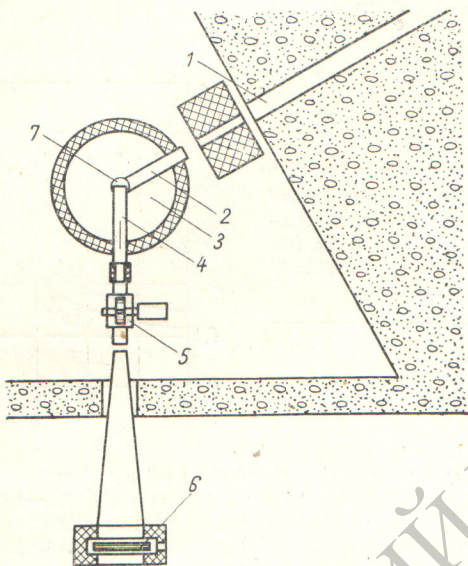


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — канал для вывода нейтронов из реактора; 2 — вводная трубка; 3 — бак с водой; 4 — выводная трубка; 5 — механический селектор; 6 — детектор; 7 — свинцовый шар.

на функцию пропускания механического прерывателя и градиент скалярного потока нейтронов. Поправки на разрешение селектора не вводились: в области правого ската максвелловского распределения, по которому определялась температура нейтронного газа, поправка на разрешение спектрометра не имеет существенного значения.

Как показано в работе [1], возмущения, вносимые в распределение нейтронов выводным каналом указанных выше размеров, практически не сказываются на результатах измерений.

Часть нейтронов, испускаемых стенками выводного канала и рассеивающихся в области дна канала, с температурой ниже температуры источника незначительно изменяет поток в направлении по оси канала к селектору. Соответствующая оценка, проведенная по результатам измерений распределения тепловых нейтронов в баке с водой, указывает, что доля этих нейтронов в потоке из дна канала менее 2%. Это не может вызвать заметных искажений первоначального спектра нейтронов. Спектры, обусловленные действием тепловой компоненты пучка нейтронов реактора и измеренные на различных расстояниях от шара, показаны

на рис. 2 и 3. Из рисунков видно, что на расстояниях $r - r_0 > 20$ мм экспериментальные кривые достаточно хорошо описываются максвелловским распределением

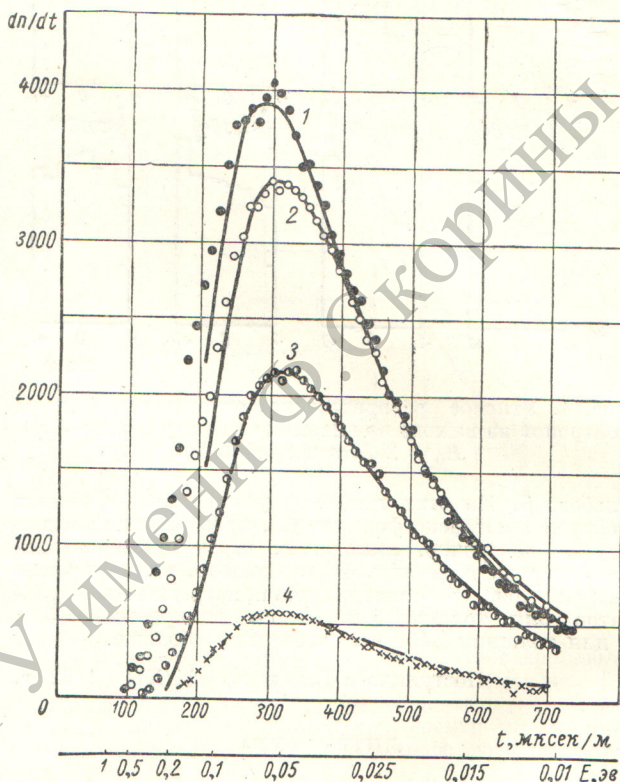


Рис. 2. Спектры нейтронов на различных расстояниях от шара (t — время пролета нейтронов, мксек/м; dn/dt — плотность нейтронов в единичном интервале пролетного времени):

●, ○, × — для значений $r - r_0$, равных соответственно 5; 10; 20 мм (экспериментальные точки); 1 — 4 — максвелловское распределение при значениях T , равных соответственно 360, 317, 303 и 306 °K.

с температурой среды (в пределах экспериментальных ошибок). На меньших расстояниях от шара в распределении нейтронов начинает сказываться анизотропия, обусловленная потоком «горячих» нейтронов от шара. Поэтому для значений $r - r_0$, равных 10, 5 и 0 мм, максвелловское распределение строилось по холодному скату, т. е. аппроксимировалась лишь изотропная часть функции распределения. Таким образом были получены температуры нейтронов $317 \pm 15^\circ \text{K}$ для $r - r_0 = 10$ мм; $360 \pm 18^\circ \text{K}$ для $r - r_0 = 5$ мм; $500 \pm 28^\circ \text{K}$ для $r - r_0 = 0$. При анализе экспериментальных данных использовался следующий метод. Для нахождения температуры нейтронного газа на различных расстояниях от источника тепловых нейтронов в слабо поглощающей среде представим решение кинетического уравнения

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \gamma f = \int [g(\mathbf{v}', \mathbf{v}) f(\mathbf{v}') - g(\mathbf{v}, \mathbf{v}') f(\mathbf{v})] d\mathbf{v} \quad (1)$$

в виде разложения по симметризованным полиномам Эрмита [2]. Параметр этого разложения — температура нейтронного газа T выбирается так, чтобы функция

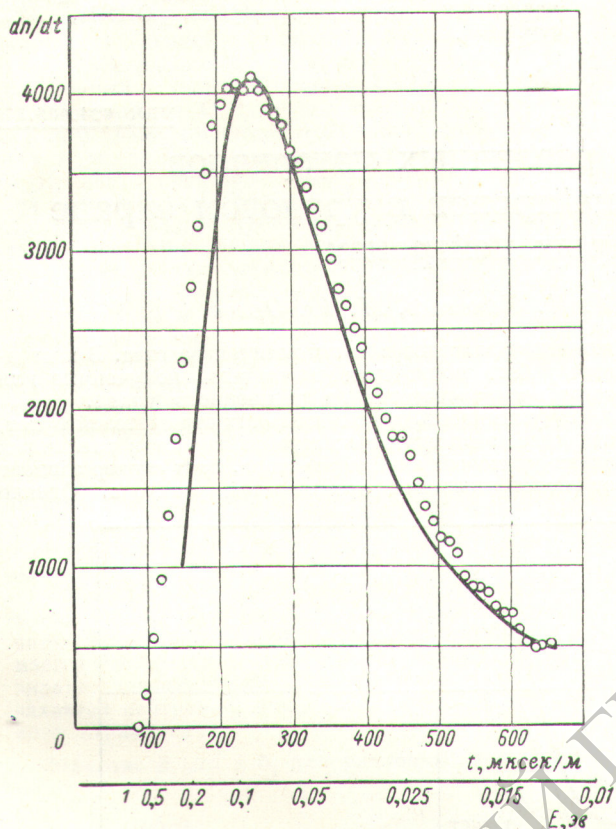


Рис. 3. Спектр нейтронов на поверхности шара: $\circ$ — экспериментальные точки; — — — максвелловское распределение при $T = 500^\circ \text{K}$.

распределения достаточно хорошо аппроксимировалась двумя первыми членами:

$$T = \frac{m}{3k\lambda} \text{Sp} J_{ik}, \quad (2)$$

где J_{ik} — второй момент функции распределения. Интегрируя (1) по пространству скоростей, получим систему уравнений для T , n (плотности нейтронного газа) и I (потока нейтронов):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial I_i}{\partial x_i} + \gamma n &= 0; \\ \frac{\partial nT}{\partial t} + \frac{5}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} n I_i + \gamma n T &= \frac{T - T'}{T} n T \frac{1}{\tau}; \\ I_i &= -\frac{k}{m} \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{\partial nT}{\partial x_i}, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где T' — температура среды; γ — коэффициент поглощения.

Кинетические коэффициенты λ и τ определены следующим образом:

$$\lambda = \frac{4}{3} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi}} n' \frac{1}{\beta} \int dx dx' e^{-x'^2} \times \\ \times [\sigma_0(x' \rightarrow x) x'^5 - \sigma_1(x' \rightarrow x) x x'^4]; \quad (4)$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi}} n' \frac{1}{\beta} \int dx dx' e^{-x'^2} \times \\ \times (x^2 - x'^2)^2 x'^3 \sigma_0(x' \rightarrow x), \quad (5)$$

где n' — плотность молекул среды; $x = \beta v$ — безразмерная скорость ($\beta^2 = \frac{m}{2kT'}$); σ_0 и σ_1 — нулевой и первый моменты индикатрисы рассеяния. Решая систему (3) для стационарной задачи без поглощения для сферического источника нейтронов с температурой T_0 , получим

$$|T' - T| = |T' - T_0| \exp \left[-\frac{1}{L^2} \left\{ \frac{r^2 - r_0^2}{2} + \frac{r^3 - r_0^3}{3R} \right\} \right], \quad (6)$$

где r_0 — радиус источника; R — радиус, характеризующий общие размеры системы;

$$L = \left[\frac{5}{3} \cdot \frac{\tau}{\lambda} \left(\frac{kT'}{m} \right) \right]^{1/2} \quad (7)$$

длина релаксации температуры нейтронного газа. Используя экспериментальные данные, приведенные на рис. 4, и соотношение (6), можно определить значение L на участке 0—10 мм. Оно оказалось равным

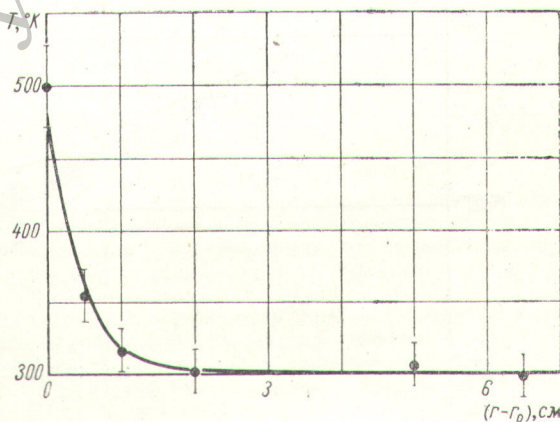


Рис. 4. Зависимость температуры нейтронного газа от расстояния до шара $r - r_0$:

● — экспериментальные точки; — — — кривая, рассчитанная по формуле (6) с $L = 1$ см.

$1 \pm 0,2$ см. При вычислении кинетических коэффициентов по модели В. Ф. Турчина [3], в которой учитываются химическая связь атомов в молекуле и диффузия молекул в жидкости, $L = 1,1$ см. Расчет L , проведенный с использованием модели тяжелого газа (масса молекулы воды принята равной 18, средняя температура нейтронов на участке 0—10 мм $\bar{T} = 380^\circ \text{K}$, сечение рассеяния нейтронов на молекуле воды равно 98 барн) дает значение $L = 0,8$ см.

Поступило в Редакцию 14/VIII 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Уолтон и др. Измерение спектров нейтронов в воде, полиэтилене и гидриде циркония. Доклад на симпозиуме по неупругому рассеянию нейтронов в твердых телах и жидкостях. Вена, МАГАТЭ, 1960.
2. Grad. Commun. Pure and Appl. Math., 2, 331 (1949).
3. В. Ф. Турчин, В. В. Смелов, Г. А. Ильясова. Материалы рабочего совещания по физике медленных нейтронов. Дубна, ОИЯИ, 1962, стр. 175.

УДК 621.039.572

Влияние отражателей из различных материалов на увеличение числа захватов нейтронов в урановом экране реактора на быстрых нейтронах

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

В реакторах-размножителях на быстрых нейтронах для уменьшения утечки нейтронов из зоны воспроизводства целесообразно окружать последнюю дополнительным отражателем. В связи с этим встает вопрос о выборе наиболее подходящего материала, который должен иметь возможно большее сечение рассеяния, сравнительно небольшое сечение поглощения

и число захватов в зонах воспроизводства. В настоящей работе приводятся результаты, полученные для зоны воспроизводства из обедненного урана.

Эффективность дополнительных отражателей будет, очевидно, зависеть от спектра нейтронов в различных слоях уранового экрана реактора. Этот спектр зависит от конструктивных особенностей реактора. Однако

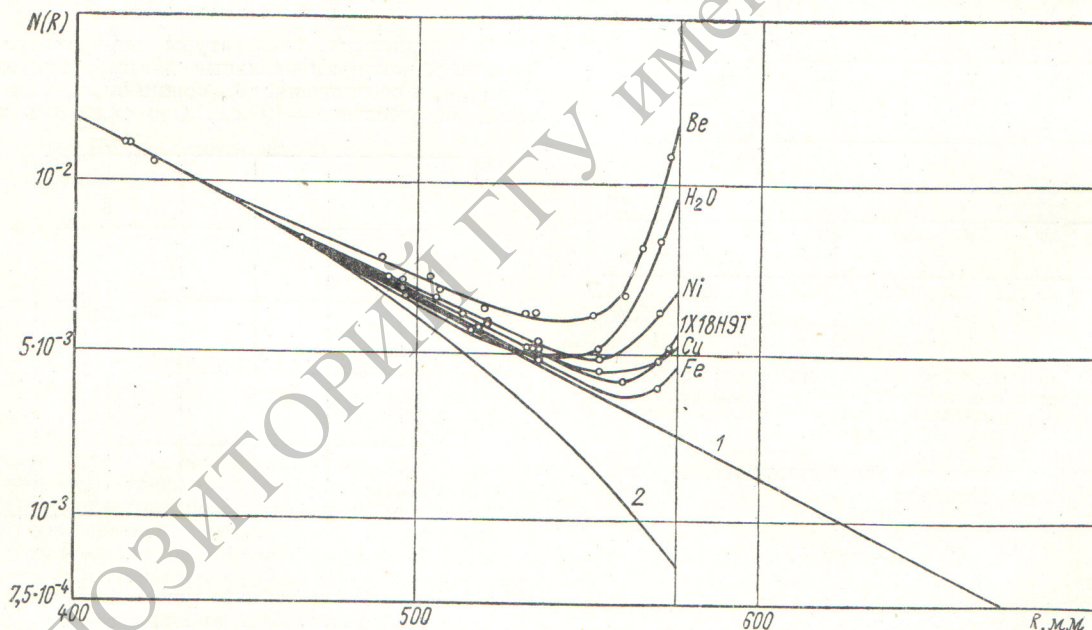


Рис. 1. Распределение плотности захватов нейтронов N в экране из U^{238} реактора БР-1 при наличии дополнительных отражателей:

1 — для бесконечного уранового экрана; 2 — для уранового экрана реактора БР-1 без дополнительного отражателя.

и обладать удовлетворительными замедляющими свойствами. Он должен также обладать достаточно высокими технологическими качествами и не быть слишком дорогим. Решение этого вопроса расчетным путем связано с рядом трудностей и во всяком случае нуждается в экспериментальной проверке. Поэтому нами был начат цикл экспериментов по изучению влияния дополнительных отражателей различного типа на увеличе-

при достаточно большой толщине экрана спектр будет близок к так называемому асимптотическому спектру*. В связи с этим целесообразно было сравнить влияние дополнительных отражателей именно в асимптотической области.

* А. И. Лейпунский и др. «Атомная энергия», 5, 277 (1958).