

2) для линейного источника

$$\eta = \frac{P}{P_0} = \frac{2K_{эфф} N_{Be} J_0^2 \left(\xi_1 \frac{r_1}{R^*} \right) \left(\frac{H_0}{2} + \frac{H^*}{2\pi} \sin \frac{\pi H_0}{2H^*} \right)}{\pi \nu \omega R^{*2} H^* (1 - K_{эфф}) J_1^2(\xi_1) H_1} \sum_{k=1}^3 \frac{\sigma_k(\gamma n) \bar{J}_{\gamma k}(t) \gamma_k}{E_k \mu_{a.з. k}}, \quad (10)$$

где H_1 — длина линейного источника, расположенного симметрично относительно центральной плоскости;

3) для объемного источника, распределенного по собственной функции реактора,

$$\eta = \frac{P}{P_0} = \frac{K_{эфф} N_{Be}}{\nu \omega V_{a.з. k} (1 - K_{эфф})} \sum_{k=1}^3 \frac{\sigma_k(\gamma n) \bar{J}_{\gamma k}(t) \gamma_k}{E_k \mu_{a.з. k}}. \quad (11)$$

Методика расчета фотонейтронного источника проверялась на реакторе Первой атомной электростанции. Перед очередным пуском реактора при подкритичности $\Delta K = 0,093$ в одну из центральных ячеек вводилось в виде стержня 8 кг окиси бериллия. Нейтронный поток в эксперименте измерялся прибором с чувствительностью 10^{-12} а/дел.; датчиками служили высокочувствительная компенсированная ионизационная камера КНК-54 и камера деления.

Введение окиси бериллия в активную зону реактора увеличило нейтронный поток в 2,3÷2,5 раза, при этом расхождение расчетных и экспериментальных данных не превысило 10%. Для повышения эффективности

фотонейтронного источника бериллий в активной зоне целесообразно располагать в местах наибольшего потока γ -квантов осколков деления.

Поступило в Редакцию 9/VI 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Глесстон, М. Эдлунд. Основы теории ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
2. Т. Роквелл. Защита ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
3. V. Grosset, K. Henry. Reports RP/m 72, 1956.

621.039.51

Энергетическое распределение рассеянных нейтронов в воде

В. А. Дулин, Ю. А. Казанский, И. В. Шугар

Настоящая работа посвящена экспериментальному определению спектра нейтронов в воде на расстояниях 20—90 см от источника нейтронов с энергией ~15 Мэв.

Источником нейтронов служила реакция $N^3(N^2, n)Ne^4$ при энергии дейтронов 400 кэв. Измерения проводились по направлению пучка дейтронов в условиях бесконечной геометрии. Использовался однокристалльный сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов с дискриминацией γ -излучения по времени высвечивания [1]. При измерениях на больших расстояниях от источника соотношение между потоками нейтронов и γ -излучения доходило до 0,02. Для обеспечения удовлетворительной статистики при измерении нейтронных спектров необходимо было иметь скорость счета импульсов не менее 50 имп/сек. При этом скорость счета импульсов от γ -излучения составляла $\sim 2,5 \cdot 10^8$ имп/сек. Устанавливался и периодически контролировался такой уровень дискриминации, чтобы степень ослабления γ -излучения с энергией ~2,5 Мэв равнялась $\sim 3 \cdot 10^{-4}$. Спектроскопический порог составлял при этом 1,9 Мэв.

Амплитудные распределения измерялись на 128-канальном анализаторе [2]. Измерения проводились при двух различных коэффициентах усиления. Энергетическая шкала спектрометра при малом усилении устанавливалась по амплитудному распределению

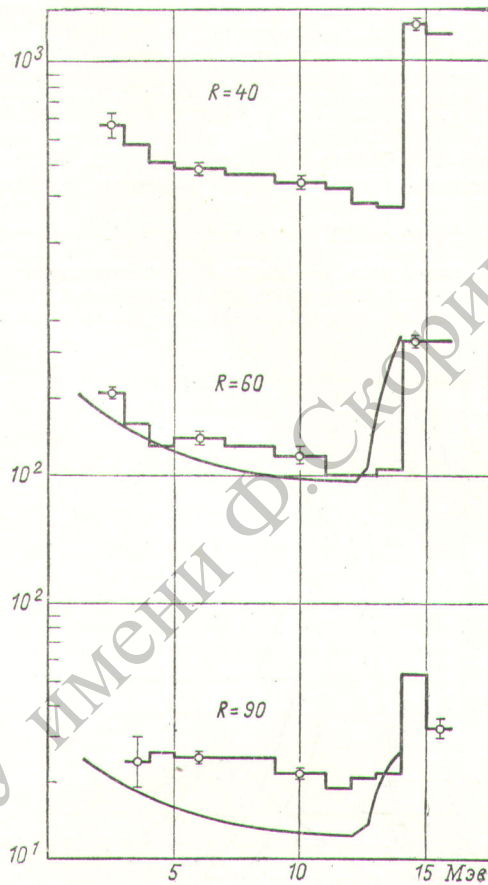
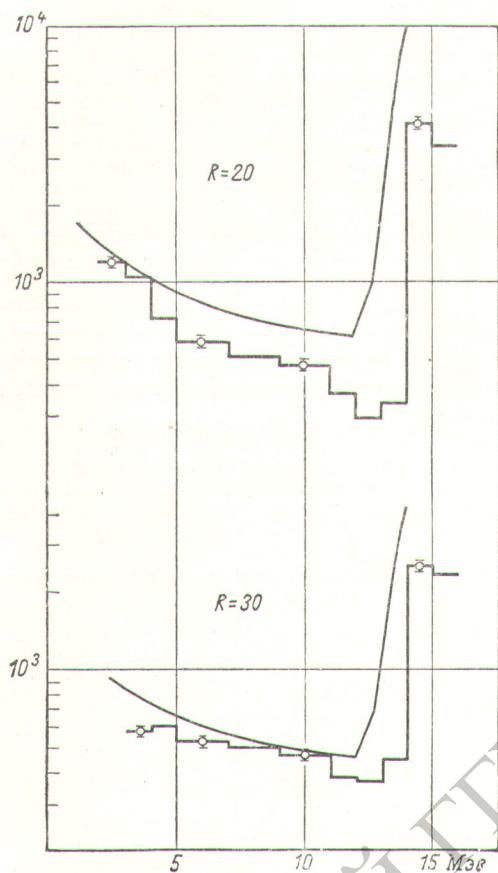
нейтронов с энергией 15 Мэв, а при большом усилении — по γ -излучению ThC'' ($E_\gamma = 2,62$ Мэв), что соответствует энергии нейтронов 6,1 Мэв. Спектры нейтронов при разных усилениях совпадали в пределах ошибок.

Измеренные амплитудные распределения $\Phi_i[V(E)]$ преобразовывались в спектр нейтронов $N(E_n)$ по формуле

$$N(E_n) = - \frac{E_n}{1 - \exp[-\Sigma(E_n) d]} \times \\ \times \frac{d}{dE} \left\{ \Phi[V(E)] \cdot \frac{dV}{dE} \right\}_{E=E_n},$$

где $\Sigma(E_n)$ — макроскопическое сечение рассеяния нейтронов на водороде кристалла; d — толщина кристалла; $V(E)$ — зависимость амплитуды импульса от энергии.

Для всех значений расстояния R_i амплитудные распределения измерялись четыре — шесть раз. На рисунке приведены отнесенные к единичному энергетическому интервалу спектры нейтронов, умноженные на $(R_i/20)^2$ (гистограммы). Показаны среднеквадратичные ошибки. Для сравнения приведены результаты расчетов методом моментов энергетического спектра нейтронов от точечного изотропного источника с энергией 14 Мэв [3] (плавная кривая). Расчетная кривая и результаты измерений нормированы по площади при



Гистограммы измеренных энергетических распределений.

$R=20$ см. Как видно из рисунка, измеренные спектры хорошо совпадают с расчетными. Расхождение в абсолютной величине выходит за пределы ошибок измерений; оно может быть объяснено различной первичной энергией нейтронов.

Из измеренных спектров можно определить длину релаксации для группы нейтронов с энергией 14–16 Мэв. На расстояниях 30–60 и 60–90 см она равна $15,0 \pm 0,8$ и $14,7 \pm 0,9$ см соответственно, что хорошо согласуется с измерениями длины релаксации индикатором Cu^{63} ($n, 2n$) Cu^{62} , проведенными Б. И. Синицыным.

Авторы благодарят С. Г. Цыпина за полезные дискуссии и В. Г. Двухшерстнова за помощь в работе.

Поступило в Редакцию 18/VII 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Дулин и др. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 35 (1961).
2. Л. А. Маталин и др. Там же, № 1, 64 (1957).
3. Защита транспортных установок с ядерным двигателем. Сб. переводов под ред. В. В. Орлова и С. Г. Цыпина, М., Изд-во иностр. лит., 1961.

621.039.58

О тормозном излучении β -частиц и защите от него

В. С. Елисеев

В различных областях народного хозяйства широкое применение находят β -излучатели, активность которых в ряде случаев достигает сотен милликюри.

Для защиты обслуживающего персонала от облучения применяют защитные экраны из плексигласа, алюминия, стекла, пластмасс и других материалов толщиной, рав-