

# Угловые распределения нейтронов за барьером из железа

А. И. КИРЮШИН, Ю. П. СУХАРЕВ

Методом Монте-Карло рассчитано угловое распределение быстрых и промежуточных нейтронов за экранами из железа от бесконечного плоского источника нейтронов спектра деления. Алгоритм расчета основан на использовании метода условных вероятностей, при котором поглощение и утечка нейтронов из слоя учитывались путем введения статистического веса. Описание алгоритма расчета приведено ранее \*.

Представлены результаты расчета угловых распределений для быстрых ( $E > 1,0 \text{ MeV}$ ) и промежуточных ( $0,1 \text{ MeV} \leq E \leq 1,0 \text{ MeV}$ ) нейтронов при толщинах

Значения параметра  $A$  углового распределения промежуточных и быстрых нейтронов

Толщина экрана, см	Изотропный источник		Косинусоидальный		Мононаправленный	
	промежуточные нейтроны	быстрые нейтроны	промежуточные нейтроны	быстрые нейтроны	промежуточные нейтроны	быстрые нейтроны
10	0,4	—	0,2	—	—	—
20	0,65	1,7	0,6	1,6	0,8	—
30	0,75	1,8	0,7	1,7	0,9	1,75
40	0,8	1,8	0,9	1,8	0,9	1,7

экрана 0,5; 1; 5; 10; 20; 30 и 40 см для изотропного, косинусоидального и мононаправленного источников нейтронов спектра деления.

Анализ результатов показал, что угловое распределение потока нейтронов за экранами малой толщины (менее 5 см) формируется пересеянными и однократно

рассеянными нейтронами. За экранами толщиной свыше 20 см угловое распределение определяется многократно рассеянными нейтронами и аппроксимируется функцией вида  $\exp(A \cos \theta)$ , где  $A$  — угловой параметр;  $\theta$  — угол вылета нейтрона из экрана.

Зависимость параметра  $A$  от толщины экрана и угловой направленности источника представлена в таблице.

Таким образом, угловые распределения потока быстрых и промежуточных нейтронов за плоскими экранами из железа при толщине более 20 см слабо зависят от толщины экрана и угловой направленности источ-

ника и аппроксимируются функцией  $\exp(A \cos \theta)$  с величиной параметра  $A$ , равной  $\sim 1,8$  и  $\sim 0,9$  для быстрых и промежуточных нейтронов соответственно.

(№ 666/6391. Поступила в Редакцию 6/V 1971 г. Полный текст 0,55 а. л., 6 рис., 2 табл., 6 библиографических ссылок.)

## Измерения потоков тепловых нейтронов в нейтронозахватной терапии

В. Е. ЗАЙЧИК, В. И. ИВАНОВ, В. М. КАЛАПНИКОВ, Ю. С. ГЯЕУХИН, В. Ф. СТЕПАНЕНКО

УДК 621.387.426

При проведении нейтронозахватной терапии (НЗТ) определение потоков тепловых нейтронов является одной из основных задач дозиметрии. Детекторы нейтронов должны обеспечивать измерение пространственного распределения потока, прямое определение среднего потока в некотором объеме (опухоль, орган или даже целый организм), а также обладать кумулятивностью показаний и способностью длительно хранить информацию.

В работе даны разработанные авторами детекторы тепловых нейтронов, отвечающие указанной специфике дозиметрических исследований при НЗТ.

Для измерения средней плотности потока тепловых нейтронов в некотором ограниченном объеме ткани внутри организма используется  $\text{Li}^6$ -кислородный активационный детектор, принцип работы которого основан на регистрации аннигиляционного излучения  $\text{F}^{18}$ , образующегося в результате реакций  $\text{Li}^6(n, \alpha) \rightarrow$

$\rightarrow \text{O}^{16}(t, n)\text{F}^{18}$ . Основой детектора является водный раствор соли  $\text{Li}^6\text{Cl}$ , близкий к ткани по концентрации водорода. При усреднении сечения реакции  $\text{O}^{16}(t, n)\text{F}^{18}$  по энергии тритона с использованием формулы Бете для удельной потери энергии заряженных частиц в средах сложного химического состава плотность потока тепловых нейтронов находится из соотношения

$$\Phi = 6,5 \cdot 10^2 \frac{n - n_\phi}{\varepsilon k m_{\text{Li}}} \text{нейтр./см}^2 \cdot \text{сек}, \quad (1)$$

где  $n$  — зарегистрированное число импульсов за время измерения;  $n_\phi$  — число фоновых импульсов за то же время измерения;  $\varepsilon$  — эффективность регистрации аннигиляционных квантов;  $k = \frac{1}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1}) \times [1 - e^{-\lambda(t_3 - t_2)}]e^{\lambda(t_2 - t_1)}$  — коэффициент, учитывающий время облучения  $t_1$ , остывания  $t_2$  и измерения  $t_3$  детектора, сек;  $m_{\text{Li}}$  — масса  $\text{Li}^6$  в растворе, г.

В качестве интегрирующих детекторов при проведении фракционированных облучений используется  $\text{Li}^6$ -датчик, принцип работы которого основан на реги-

\* А. И. Кирюшин, Ю. П. Сухарев. «Атомная энергия», 26, 455 (1969).