

УДК 621.384.64.038.624:539.125.5.03

Фотообразование нейтронов в толстой свинцовой мишени

НОГА В. И., РАНЮК Ю. Н., ТЕЛЕГИН Ю. Н.

Цель настоящей работы — исследование выхода нейтронов из толстой свинцовой мишени, облучаемой электронными энергиями 230 и 1200 МэВ на линейных ускорителях ФТИ АН УССР. Постановка эксперимента заключалась в следующем. Пучок электронов попадал на мишень из свинца, представляющую собой цилиндр диаметром 2,5 см, толщиной от 0,2 до 8 см. Нейтроны регистрировали с помощью метода радиоактивных индикаторов [1]. Индикаторы нейтронов (образцы из алюминия) в форме дисков диаметром 3 и толщиной 0,5 см располагали на расстоянии 15 см вокруг свинцовой мишени под определенным углом относительно направления пучка электронов. Наведенную активность, образующуюся в результате реакции $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$, измеряли гамма-спектрометром, состоящим из Ge(Li)-детектора и спектрометрической установки «Лангур». Спектрометр был подключен к ЭВМ М-6000, с помощью которой осуществляли запись и обработку спектров.

При детектировании нейтронов методом наведенной активности используются различные реакции взаимодействия нейтронов с ядрами, в результате которых образуются радиоактивные нуклиды. Наиболее предпочтительны для этой цели в условиях γ -фона (n, p) -реакции, для которых фоновым является процесс фоторождения на ядре (γ, p^+). Поскольку порог фоторождения равен ~ 140 МэВ, то при меньшей энергии γ -кванты вовсе не вносят вклад в измеряемую активность индикаторов, а при $E_\gamma > 140$ МэВ этот вклад незначителен из-за малой величины сечений фоторождения λ -мезонов по сравнению с сечением (n, p) -реакции. Однако при использовании (n, p) -реакций встречаются практические трудности, связанные с необходимостью иметь моноизотопный индикатор. Используемая нами реакция $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ — одна из наиболее доступных для практического применения.

Угловые распределения выхода нейтронов, полученные для различных толщины мишени и энергии электронов, близки к изотропным, что указывает на испарение как основной механизм образования нейтронов. Вычисление интегрального потока нейтронов проводили по формуле

$$f_n = 4\pi k R / \sigma_{\text{эф}},$$

где k — коэффициент учета нейтронов энергией ниже эффективного порога реакции; R — активационный интеграл ($\text{см}^2/\text{ср} \cdot \text{эл.}$) [1]. Сечение образования нейтронов описывали одноступенчатой функцией

$$\sigma_n(E_n) = \begin{cases} 0 & \text{при } E_n < Q_{\text{эф}}; \\ \sigma_{\text{эф}} & \text{при } E_n \geq Q_{\text{эф}}. \end{cases}$$

где $Q_{\text{эф}}$ и $\sigma_{\text{эф}}$ — соответственно эффективный порог и эффективное пороговое сечение. В нашем случае $Q_{\text{эф}} = 4$ МэВ, $\sigma_{\text{эф}} = 30$ мб. При определении k спектр нейтронов представлялся выражением

$$\Phi(E_n) \sim E_n \exp(-E_n/T),$$

где E_n — кинетическая энергия нейтрона; T — константа. Для расчета T использовали экспериментальные данные о спектре нейтронов из танталовой мишени, полученные при максимальной энергии пучка тормозного излучения 140 МэВ [3]. Оценки погрешности f_n равны $\pm 30\%$. Поглощение нейтронов в свинцовой мишени не учитывали.

Из данных, приведенных на рис. 1 и аналогичных результатов других работ [4], следует, что ход зависимости $f_n(l_{\text{РВ}})$ одинаков для различной энергии электронов E_0 и характеризуется тем, что, начиная с некоторой толщины мишени, имеет место насыщение выхода нейтронов. При этом минимальное значение толщины мишени $l_{\text{мин}}$, соот-

ветствующее насыщению, зависит от величины E_0 . С ростом E_0 $l_{\text{мин}}$ смещается в область большей толщины. Это необходимо учитывать при выборе оптимальных размеров мишени для определенной начальной энергии.

Большой интерес представляет зависимость выхода нейтронов от энергии электронов, так как на практике

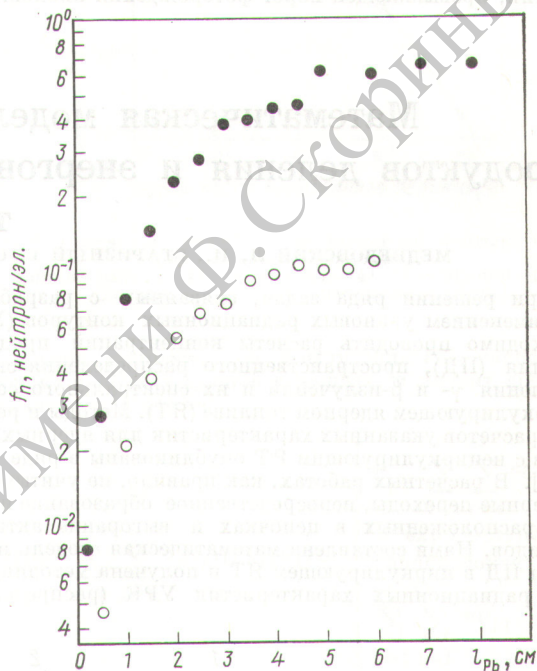


Рис. 1. Зависимость выхода нейтронов f_n от толщины мишени $l_{\text{РВ}}$ при энергии 230 (○) и 1200 МэВ (●)

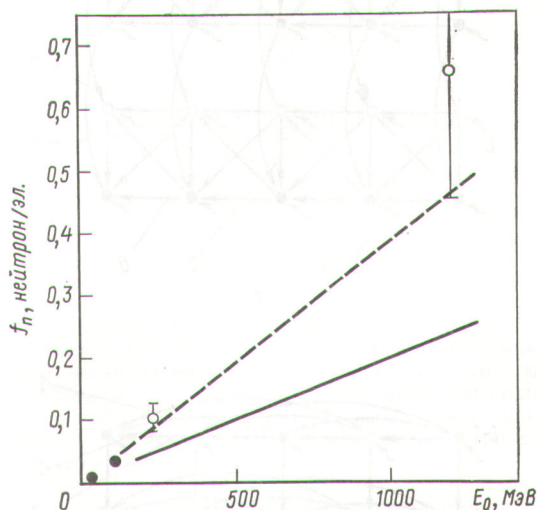


Рис. 2. Зависимость выхода нейтронов f_n от энергии электронов E_0 в условиях насыщения: ● — данные работ [3,4]; ○ — данные настоящей работы; — — — расчет [5]; — — — расчет [6]

имеется возможность варьирования этой величины, особенно, если используемые ускорители обладают высоким верхним пределом энергии. На рис. 2 представлены имеющиеся расчетные и экспериментальные данные о зависимости выхода нейтронов из свинцовой мишени от E_0 . Расчет работы [5] в пределах допустимой погрешности совпадает с экспериментальными результатами. Результаты расчета [6] значительно ниже по отношению к другим данным. Можно предположить, что это расхождение является следствием неполного учета процессов, приводящих к образованию нейтронов. Особенно это важно при энергии, превышающей порог фоторождения пионов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крамер-Агеев Е. А., Трошин В. С., Тихонов Е. Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. М., Атомиздат, 1976.
2. Burgart C. e.a. «Nucl. Sci. Engng.», 1970, v. 42, p. 421.
3. Alsmiller R., Moran M. «Nucl. Instrum. Methods», 1967, v. 48, p. 109.
4. Barber W., George W. «Phys. Rev.», 1959, v. 116, p. 1551.
5. Swanson W. SLAC-PUB-2042, 1977.
6. Levinger J. «Nucleonics», 1950, v. 6, N 5.

Поступило в Редакцию 26.06.78

УДК 621.039.55

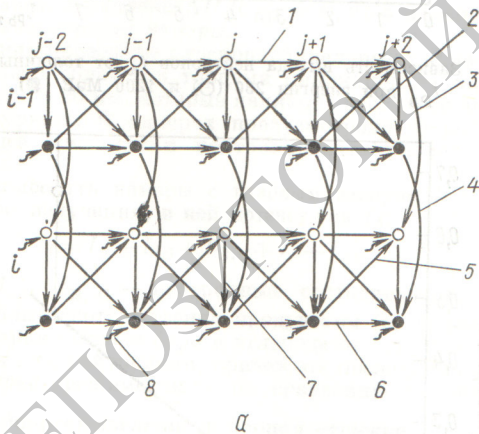
Математическая модель для расчета концентраций продуктов деления и энерговыделения в циркулирующем ядерном топливе

МЕДВЕДОВСКИЙ Л. И., СТАРИЗНЫЙ Е. С., ЧЕРКАШИН В. А., РУДОЙ В. А., СТЕПАНОВА К. И.

При решении ряда задач, связанных с разработкой и применением урановых радиационных контуров (УРК), необходимо проводить расчеты концентраций продуктов деления (ПД), пространственного распределения энерговыделения γ - и β -излучений и их спектрального состава в циркулирующем ядерном топливе (ЯТ). Методы и результаты расчетов указанных характеристик для ядерных реакторов с нециркулирующим ЯТ опубликованы в ряде работ [1—3]. В расчетных работах, как правило, не учитываются изомерные переходы, непосредственное образование нуклидов, расположенных в цепочках и выгорание активных нуклидов. Нами составлена математическая модель накопления ПД в циркулирующем ЯТ и получена методика расчета радиационных характеристик УРК (распределения

мощностей γ - и β -излучений и их спектрального состава в тракте УРК). Эта математическая модель может быть использована и при расчете радиационных характеристик ПД в импульсных ЯР, где выгорание ПД особенно велико, и для ЯР с неподвижным ЯТ.

Рассмотрим все возможные превращения ядер ПД. Ядро (в том числе изомер) может образоваться в результате непосредственного выхода при делении, захвата нейтрона изотопом с меньшей массой, распада своего изомера (если само ядро не изомер), а также распада изобара и изомера изобара с меньшими зарядами ядра. Образовавшееся ядро может захватить нейтрон, перейти в основное состояние (если само ядро изомер), в следующий по цепочке изобар, и в изомер следующего по цепочке изобара. Все эти процессы отражены в предлагаемой системе дифференциальных уравнений:



$$\begin{cases} \frac{dA_{ij}}{dt} = y_{ij}\Sigma_f\Phi - \lambda_{ij}A_{ij} - \sigma_{ij}\Phi A_{ij} + \alpha_{ij-1}\lambda_{i,j-1}A_{i,j-1} + \\ + \alpha_{ij-1}\lambda_{i,j-1}A_{i,j-1} + \beta'_{ij}\lambda'_{i,j}A'_{ij} + \sigma_{i-1j}A_{i-1j}; \\ \frac{dA'_{ij}}{dt} = y'_{ij}\Sigma_f\Phi - \lambda'_{ij}A'_{ij} - \sigma'_{ij}\Phi A'_{ij} + (1 - \alpha_{ij-1} - \\ - \beta'_{ij-1})\lambda_{i,j-1}A_{i,j-1} + (1 - \alpha_{ij-1})\lambda_{i,j-1}A_{i,j-1} + \\ + \sigma_{i-1j}\Phi A'_{i-1j}, \end{cases} \quad (1)$$

где A_{ij} — концентрация j -ядра в i -й цепи; y_{ij} — вероятность выхода при делении; Σ_f — макросечение деления ядерного топлива; Φ — плотность потока тепловых нейтронов; λ_{ij} — постоянная распада; σ_{ij} — микросечение захвата нейтронов; α и β — вероятностные коэффициенты

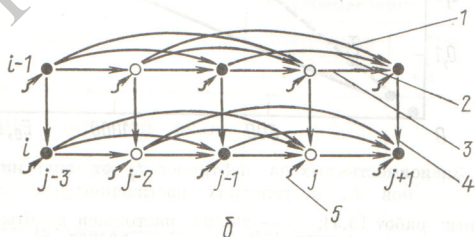


Рис. 1. Вид исходной (а) и линеаризованной цепочек (б)

(○ — изомер; ● — основное состояние);

$$\begin{aligned} \alpha: & 1 - (1 - \alpha'_{i-1j} - \beta'_{i-1j})\lambda'_{i-1j}A'_{i-1j}; \\ 2: & -\alpha'_{i-1j} + 1\lambda'_{i-1j} + 1A'_{i-1j} + 1; \quad 3: -\sigma'_{i-1j} + 2\Phi A'_{i-1j} + 2; \\ 4: & -\sigma_{i-1j+2}\Phi A_{i-1j+2}; \quad 5: -(1 - \alpha_{ij+1})\lambda_{ij+1}A_{ij+1}; \\ 6: & -\alpha_{ij+1}\lambda_{ij+1}A_{ij+1}; \quad 7: -\beta'_{ij}\lambda'_{ij}A'_{ij}; \\ 8: & -y_{ij-1}\Sigma_f\Phi; \quad 6: 1 - \lambda_{3i-1j-2}A_{i-1j-2}; \\ 2: & -\lambda_{2i-1j-1}A_{i-1j-1}; \quad 3: -\lambda_{1i-1j}A_{i-1j}; \\ 4: & -\sigma_{i-1j+1}\Phi A_{i-1j+1}; \quad 5: -Y_{ij-1}\Sigma_f\Phi \end{aligned}$$