

УДК 539.185

Среднее число мгновенных нейтронов при делении ядер ^{237}Np нейтронами

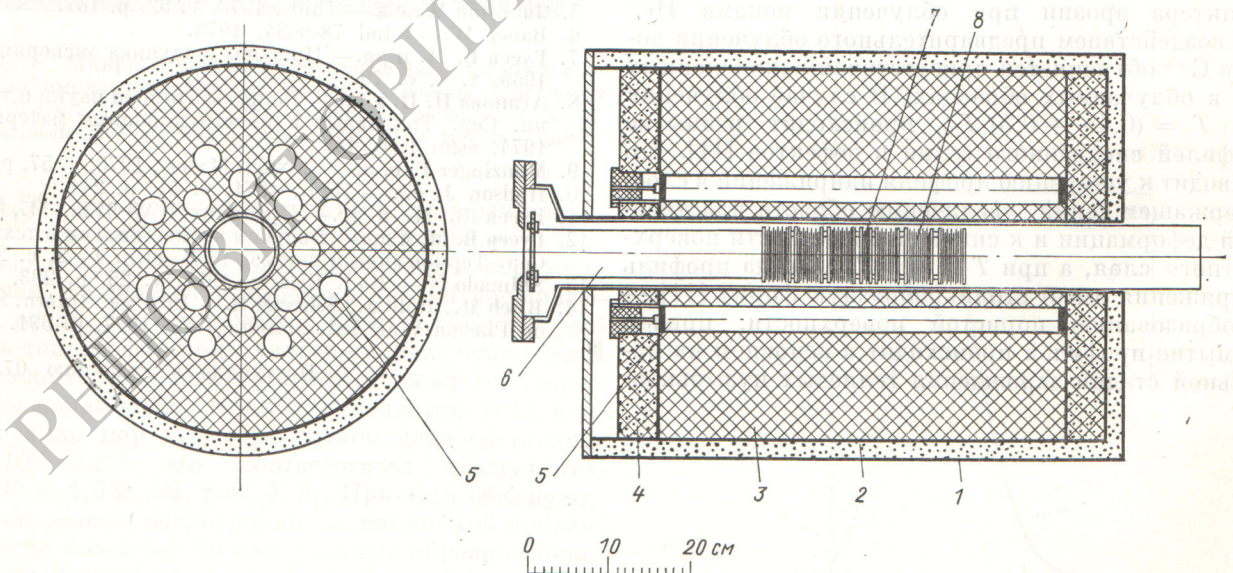
ВОРОБЬЕВА В. Г., КУЗЬМИНОВ Б. Д., МАЛИНОВСКИЙ В. В., СЕМЕНОВА Н. Н., ВАЛЯВКИН В. С., СОЛОВЬЕВ С. М.

При больших масштабах выработки ядерной энергии в реакторах происходит накопление различных актиноидных ядер, и они, помимо ядер основного топлива и сырьевого материала, вносят определенный вклад в нейтронный баланс цепной реакции. Это обстоятельство, а также необходимость определения роли актиноидных ядер на всех стадиях топливного цикла вызывают потребность изучения ядерно-физических характеристик этих ядер.

Настоящая работа посвящена измерению среднего числа мгновенных нейтронов деления $\bar{\nu}_p$ для ядер ^{237}Np . Нароботка этих ядер происходит в реакторах разных типов, содержащих ^{238}U , с той большей вероятностью, чем жестче спектр нейтронов в реакторе. Измерениям $\bar{\nu}_p$ для ^{237}Np посвящены работы [1—3], в которых деление ядер вызывалось нейтронами с широким энергетическим спектром. Их результаты характеризуют лишь усредненные значения $\bar{\nu}_p$. В работе [4] исследовалась энергетическая зависимость $\bar{\nu}_p$ в диапазоне 1—14 МэВ. В интервале ниже 4 МэВ, наиболее важном для реакторов, $\bar{\nu}_p$ измерено всего лишь для трех значений энергии нейтронов. В настоящей работе выполнены детальные измерения $\bar{\nu}_p$ для ^{237}Np в области энергии нейтронов 1—4 МэВ.

Метод измерений. Измерения $\bar{\nu}_p$ при делении ядер ^{237}Np нейтронами проводили относительно $\bar{\nu}_p = 3,733$ [5] при спонтанном делении ^{252}Cf . Ионизационные камеры со слоями ^{237}Np и ^{252}Cf размещали внутри детектора нейтронов деления на пути коллимированного пучка моноэнергетических нейтронов, вызывающих деление ядер (рис. 1). Детектор нейтронов представлял собой сборку из 16 счетчиков, наполненных ^3He и расположенных в полиэтиленовом цилиндрическом блоке. В центре блока находится полость для размещения камеры деления. Для получения нейтронов использована реакция $T(p, n)$ на ускорителе ЭГ-1 ФЭИ. Разрешение по энергии нейтронов при работе на твердой тритиевой мишени составляло 30 кэВ. Детектор нейтронов от первичного излучения защищен бетонной стеной толщиной 2 м. Формирование пучка нейтронов проводили в канале диаметром 40 мм.

Детектором осколков деления служила быстрая ионизационная камера деления, состоявшая из шести секций со слоями ^{237}Np и одной секции со слоем ^{252}Cf . Толщина слоев нептуния $1 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$. Всего в камере размещалось 108 слоев нептуния общей массой 0,76 г. Быстродействие ионизационной камеры и секционирование слоев нептуния



Р и с. 1. Детектор нейтронов и камера делений: 1 — корпус детектора нейтронов; 2 — слой карбида бора; 3 — полиэтиленовый замедлитель; 4 — борированный полиэтилен; 5 — счетчики, наполненные ^3He ; 6 — камера делений; 7 — сборка из двух пластин со слоем ^{252}Cf ; 8 — сборка из 10 пластин с двухсторонними слоями ^{237}Np

были необходимы для уменьшения наложения импульсов, создаваемых α -частицами. Импульсы камеры деления поступали на быстрый усилитель тока и затем запускали дискриминатор на туннельном диоде. На выходе усилителя импульсы от осколков деления имели время нарастания 10 нс и время спада 25 нс. Для устранения импульсов от электрических помех в каналы сигналов от секций ^{252}Cf и ^{237}Np введены схемы антисовпадений, которые управлялись мажоритарной схемой совпадений. При появлении импульсов одновременно с двух (или более) формирователей сигнал на выход не поступал. Число мгновенных нейтронов измеряли в режиме временного анализа. Импульс камеры деления служил сигналом для начала счета импульсов детектора нейтронов. Выбранный интервал времени измерений (20 мс) значительно превышал среднее время жизни мгновенных нейтронов деления в детекторе (50 мкс), что позволяло регистрировать как эффект, так и фон. Быстродействие арифметического счетчика составляло 10 МГц. Использование четырех групп памяти допускало параллельные измерения числа нейтронов N_n для ^{237}Np , ^{252}Cf и счет числа запусков N_f от соответствующих камер деления. Типичный временной спектр приведен на рис. 2.

В настоящей работе были всесторонне исследованы характеристики детектора нейтронов и ионизационной камеры. Полученные сведения использовались для внесения в результаты измерений различных поправок.

Результаты измерений. Непосредственно в эксперименте измеряли число актов деления N_f и число зарегистрированных нейтронов деления N_n для ^{237}Np и ^{252}Cf . Величина $\bar{\nu} = \frac{N_n N_f^0}{N_f N_n^0}$, где индекс нуль относится к калифорнию, характеризует отношение значений $\bar{\nu}$ для ^{237}Np и ^{252}Cf . Однако она не является точной величиной отношения. Есть ряд эффектов, роль которых учитывается коэффициентом K : $\bar{\nu} = \bar{\nu}_0 K$. Поправки, связанные с этими эффектами, невелики и могут быть представлены в виде $K = (1 + \delta_1)(1 + \delta_2) \dots (1 + \delta_i)$.

Таблица 1

Характерные значения поправок и их погрешности для области энергий нейтронов 1 — 4 МэВ, %

Поправка	Значение	Погрешность	Поправка	Значение	Погрешность
δ_1	$-(0,7 \div 1,3)$	$\pm 0,3$	δ_6	$+4,7$	$+0,9$
δ_2	$+4,4$	$\pm 0,3$	δ_7	$+0,1$	$+(0,2 \div 0,9)$
δ_3	$-0,3$	$\pm 0,3$	δ_8	$+(0,2 \div 0,9)$	$\pm (0,2 \div 0,4)$
δ_4	$-(1,0 \div 1,5)$	$\pm (0,2 \div 0,3)$	δ_9	$< 0,1$	$0,1$
δ_5	$+(0,1 \div 0,4)$	$\pm (0,01 \div 0,05)$			

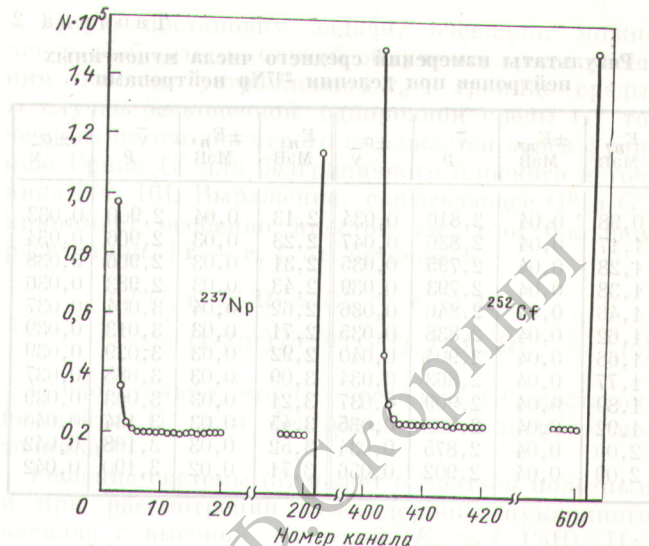


Рис. 2. Типичный временной спектр

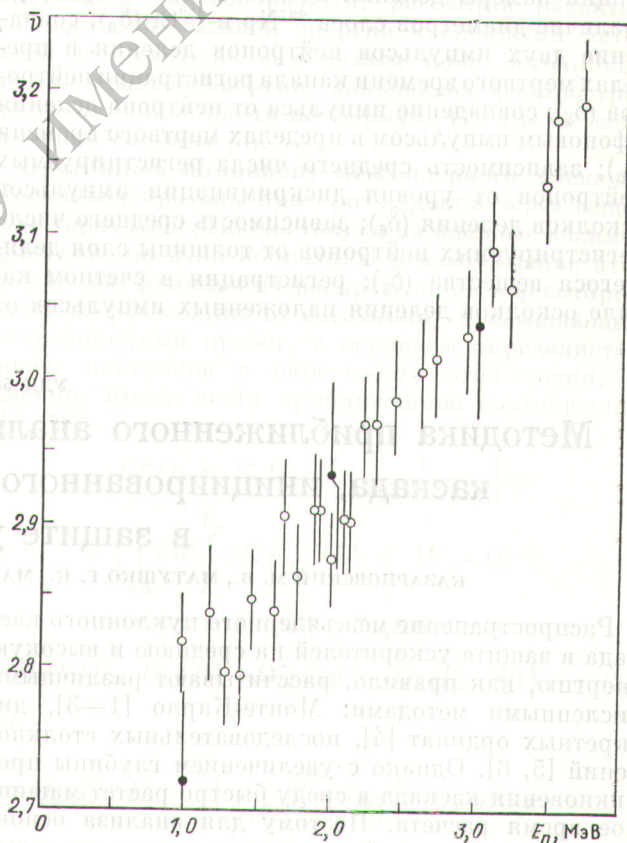


Рис. 3. Энергетическая зависимость среднего числа мгновенных нейтронов для ^{237}Np : \circ — результаты настоящей работы; \bullet — данные [4]

В табл. 1 приведены характерные значения поправок, учитывающих следующие явления: различие энергетических спектров нейтронов деления

Таблица 2

Результаты измерений среднего числа мгновенных нейтронов при делении ^{237}Np нейтронами

E_n , МэВ	$\pm E_n$, МэВ	$\bar{\nu}_p$	$\pm \sigma_{\bar{\nu}_p}$	E_n , МэВ	$\pm E_n$, МэВ	$\bar{\nu}_p$	$\pm \sigma_{\bar{\nu}_p}$
0,98	0,04	2,816	0,034	2,13	0,04	2,900	0,033
1,17	0,04	2,836	0,047	2,23	0,03	2,966	0,034
1,28	0,04	2,795	0,035	2,31	0,03	2,966	0,038
1,38	0,04	2,793	0,039	2,43	0,03	2,983	0,036
1,46	0,04	2,846	0,036	2,62	0,04	3,004	0,037
1,62	0,04	2,838	0,035	2,71	0,03	3,043	0,039
1,68	0,04	2,904	0,040	2,92	0,03	3,029	0,039
1,77	0,04	2,863	0,034	3,09	0,03	3,088	0,037
1,89	0,04	2,909	0,037	3,21	0,03	3,063	0,039
1,92	0,04	2,908	0,035	3,45	0,03	3,134	0,040
2,00	0,04	2,875	0,034	3,52	0,03	3,108	0,042
2,09	0,04	2,902	0,036	3,71	0,02	3,190	0,042

для ядер ^{237}Np и ^{252}Cf (δ_1); зависимость эффективности регистрации нейтронов от расположения секций камеры деления вдоль оси детектора (δ_2); различие диаметров слоев ^{237}Np и ^{252}Cf (δ_3); совпадение двух импульсов нейтронов деления в пределах мертвого времени канала регистрации нейтронов (δ_4); совпадение импульса от нейтрона деления с фоновым импульсом в пределах мертвого времени (δ_5); зависимость среднего числа регистрируемых нейтронов от уровня дискриминации импульсов осколков деления (δ_6); зависимость среднего числа регистрируемых нейтронов от толщины слоя делящегося вещества (δ_7); регистрация в счетном канале осколков деления наложенных импульсов от

α -частиц (δ_8); зависимость эффективности регистрации нейтронов деления от углового распределения осколков деления (δ_9).

В работе не вносилась поправка, связанная с возможным искажением энергии нейтронов при прохождении через коллиматор, так как измерение функции отклика коллиматора при работе ускорителя в непрерывном режиме не представлялось возможным. Статистические погрешности измерений после учета фона составляли 0,4—0,6%. В табл. 2 приведены числа мгновенных нейтронов при делении ядер ^{237}Np , полученные в настоящей работе, и результирующая погрешность измерений. Различия результатов измерений настоящей работы и работы [4] (рис. 3) не выходят за пределы погрешностей измерений. В первом приближении энергетическую зависимость среднего числа мгновенных нейтронов деления можно описать линейной функцией при 1—4 МэВ. Однако раздельный анализ энергетических интервалов ниже и выше 2,4 МэВ показывает, что зависимость $\bar{\nu}_p$ от E_n является более сложной функцией.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Leachman R. — In: Roc. II Intern. Conf. Geneva, 1958 v. 15, p. 331.
2. Кузьминов Б. Д., Куцаева Л. С., Бондаренко И. П. — Атомная энергия, 1958, т. 4, вып. 2, с. 187.
3. Лебедев В. И., Калашникова В. И. — Там же, 1961, т. 10, вып. 4, с. 371.
4. Veerer L. — Phys. Rev., 1978, v. C17, p. 385.
5. Neutron Standard Reference Data. Vienna, IAEA, 1974, p. 360.

Поступила в Редакцию 13.05.80

УДК 539.12.523.34

Методика приближенного аналитического расчета межъядерного каскада, инициированного нуклонами средней энергии в защите ускорителей

КАЗАРНОВСКИЙ М. В., МАТУШКО Г. К., МАТУШКО В. Л., ПАРЬЕВ Э. Я., СЕРЕЖНИКОВ С. В.

Распространение межъядерного нуклонного каскада в защите ускорителей на среднюю и высокую энергию, как правило, рассчитывают различными численными методами: Монте-Карло [1—3], дискретных ординат [4], последовательных столкновений [5, 6]. Однако с увеличением глубины проникновения каскада в среду быстро растет машинное время расчета. Поэтому для анализа основных закономерностей их распространения в веществе, а также для решения многих прикладных задач, в частности, для оценочных и оптимизационных расчетов радиационной защиты необходимы достаточно простые и надежные приближенные аналитические методы. До недавнего времени последнее направление развивалось относительно слабо (см., например, [7, 8]), причем результаты

имели, скорее, качественный характер. В этой связи авторами работ [9—17] был развит метод приближенного аналитического решения системы кинетических уравнений. Обзору основных результатов, полученных в этих работах, и посвящена настоящая статья.

Постановка задачи. В общем случае решение линейной задачи теории переноса излучения можно представить в интегральной форме от дифференциального пространственно-энергетически-углового распределения плотности потока частиц от точечного мононаправленного и моноэнергетического источника, т. е. функции Грина G^p соответствующей задачи. Эта функция представляет собой M -компонентный вектор (M — число сортов частиц, участвующих в каскаде), каждый компо-