

дели. Для сравнения с экспериментом был рассчитан пространственно-энергетический спектр тепловых нейтронов в ячейке с учетом термализационных эффектов. Расчет был проведен для ячейки с водой и без воды в рабочих каналах. По модели свободного газа расчет выполнен лишь для ячейки без воды. При этом область тепловых энергий начиная с 0,67 эв разбивалась на 15 групп. Расчеты проводились в P_3 -приближении. Источники тепловых нейтронов в энергетических группах, обусловленные замедлением надтепловых нейтронов, рассчитывались по газовой модели в предположении, что спектр замедления фермиевский [7].

С экспериментальными спектрами сравнивались расчетные спектры на внешней границе ячейки и спектры на границе между зонами с графитом и ураном.

Расчетные значения «сшивались» с экспериментальными в области замедления на границе между ячейками. Таким образом, сравнивались не только энергетические, но и пространственные распределения. Результаты расчета, полученные с учетом термализационных эффектов, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Авторы выражают благодарность Л. А. Маталину за разработку и изготовление временного анализатора, П. С. Клемашеву за разработку конструкции механического прерывателя, В. В. Орлову и А. Г. Новикову за полезные замечания.

Поступила в Редакцию 27/IV 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

- К. Кэмпбелл, Р. Фримантл, М. Пул. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 477.
- D. Park, J. Beyster, X. Wikner. Nucl. Sci. and Engng, 13, 306 (1962).
- M. Coates, D. Gathor. Atomic Energy Research Establishment, Harwell, Berkshire, 1961.
- В. И. Мостовой и др. «Атомная энергия», 13, 547 (1962).
- Ю. Ю. Глазков и др. «Атомная энергия», 10, 381 (1961).
- В. И. Мостовой, М. И. Певзнер, А. П. Цитович. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Гренева, 1955)». Т. 4. М., Изд-во АН СССР, 1957, стр. 19.
- Г. И. Марчук и др. «Атомная энергия», 13, 534 (1962).

УДК 621.039.512 :

546.45

Размножение нейтронов деления в бериллии*

И. Ф. Жежерун, И. П. Садиков, В. А. Тарабанько, А. А. Чернышов

В условиях сферической геометрии изучалось размножение нейтронов деления в бериллии за счет реакций $\text{Be}^9(n, 2n)$, $\text{Be}^9(\gamma, n)$ и $\text{Be}^9(n, \alpha)$. Показано, что при толщине сферического слоя бериллия 12–15 г/см² коэффициент размножения достигает максимального значения $1,10 \pm 0,015$.

Введение

При конструировании ядерных реакторов, в которых замедлителем нейтронов является бериллий или его соединения, следует учитывать реакции $\text{Be}^9(n, 2n)$, $\text{Be}^9(n, \alpha)$ и $\text{Be}^9(\gamma, n)$, дающие в сумме положительный вклад в баланс нейтронов. Однако отсутствие достаточно подробных сведений о сечениях этих реакций

* Работа выполнена в 1957 г. в ордена Ленина Институте атомной энергии.

После выполнения этой работы в литературе появилось много расчетных данных с использованием сечений $\sigma_{n, 2n}$ и $\sigma_{n, \alpha}$, дающих для $K_{n, 2n}$ значения в пределах 1,03–1,19 (см., например, Nucl. Sci. and Engng, 10, 83, 1961).

не позволяет рассчитать K_{Be} с требуемой точностью. Поэтому непосредственное измерение величины K_{Be} представляет определенный интерес.

В данной работе для определения коэффициента размножения нейтронов деления в бериллии использовался метод сферической геометрии: измерялось относительное увеличение мощности источника нейтронов деления при окружении его сферическим слоем бериллия. С увеличением толщины слоя мощность источника возрастает, стремясь к некоторому пределу, обусловленному замедлением нейтронов ниже порога реакции $\text{Be}^9(n, 2n)$. Полученный таким образом предельный коэффициент размножения K_{Be} будет, очевидно, соответствовать коэффициенту размножения на бериллии в реакторах, в которых можно пренебречь неупругим замедлением на ядрах урана (в частности, в гомогенных реакторах на тепловых нейтронах с обогащенным ураном).

Постановка опыта и проведение измерений

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Источником нейтронов деления служил урановый конвертер, облучавшийся пучком тепловых нейтронов реактора. Он помещался в центре шара из исследуемого материала. Конвертер был изготовлен из порошка

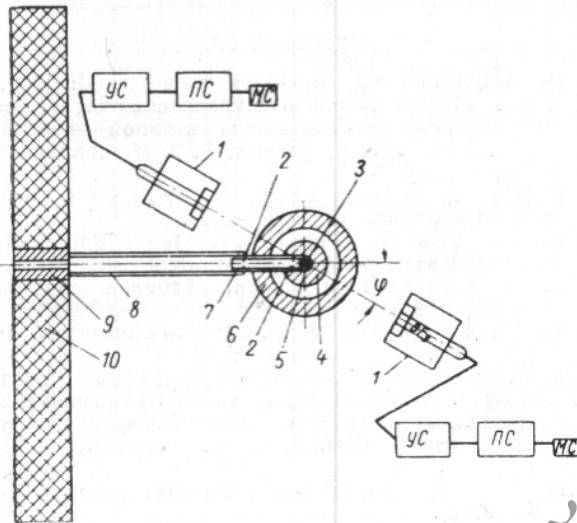


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:
1 — детектор нейтронов с вторичной аппаратурой (усилитель, пересчет и механический счетчик); 2 — кадмиевые диафрагмы; 3 — конвертер (U^{235}); 4 — исследуемая сфера; 5 — кадмиевый чехол; 6 — сферический слой из дерева; 7 — алюминиевая труба, поддерживающая конвертер; 8 — кадмиевая труба; 9 — коллиматор; 10 — защита (парафин с бором).

UH_3O_8 (с обогащением по U^{235} до 96 %), заключенного в тонкостенный алюминиевый контейнер полусферической формы, на который надевался кадмиевый чехол так, что тепловые нейтроны могли попадать на конвертер только со стороны пучка.

Детекторы нейтронов «всеволновые» счетчики [1] располагались на расстоянии 80 см от конвертера и могли перемещаться вокруг него в горизонтальной плоскости. Хотя конвертер давал практически изотропный поток нейтронов, наличие в шаре отверстия для пучка вызывало заметную азимутальную асимметрию потока. Это приводило к необходимости измерять скорость счета детектора N_ϕ под различными углами относительно направления падающего пучка и последующего интегрирования по всей области изменения ϕ ($0—180^\circ$). Для углов $25^\circ > |\phi| > 155^\circ$ измерения N_ϕ с конвертером были невозможны, и ход N_ϕ в этой области аппроксимировался по измерениям с Рo — Вe-источником, помещенным на место конвертера.

Для определения фона пучок нейтронов перекрывался кадмиевым экраном толщиной 0,1 мм. Толщина кадмия подбиралась такой, чтобы он пропускал нейтроны, не поглощенные конвертером.

Применение рассеивающей сферы из дерева толщиной 14 см, окружавшей исследуемые шары, исключало необходимость введения поправок на конечную величину расстояния от источника до детектора [2]. Эффективность этой меры подтверждена экспериментально.

При увеличении размера шара замедление нейтронов в его материале может привести к изменению скорости счета, не связанныму с размножением нейтронов. Это обусловлено некоторой зависимостью эффективности детектора от энергии [1] и поглощением нейтронов в материале шара и рассеивающей сферы. Чтобы учесть этот эффект, измеряли также скорость счета с графитовыми шарами различных размеров. (Графит обладает близкими к бериллию замедляющими свойствами, но не вызывает размножения нейтронов деления.) Интегральная скорость счета N измерялась для пяти бериллиевых и пяти графитовых шаров.

Результаты измерений и их обсуждение

Изменение скорости счета с углом иллюстрируется рис. 2, где приведены полученные значения N_ϕ для голого конвертера и шаров, нормированные для наглядности к единице при $\phi = 90^\circ$.

Интегральная скорость счета N для всех шаров приведена в табл. 1. По данным таблицы

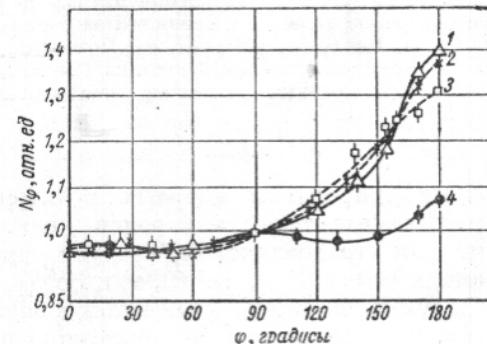


Рис. 2. Зависимость скорости счета N_ϕ от угла ϕ для сфер из бериллия:
1, 2, 3 — шары радиусом 15; 5,75 и 3,35 см соответственно;
4 — конвертер без шаров.

коэффициент размножения K_{Be} можно получить после вычисления средней энергии нейтронов, прошедших через сферические слои

бериллия и графита, как отношение $\frac{N_C(\bar{E})}{N_{Be}(\bar{E})}$ для соответствующих \bar{E} . На рис. 3 представлена зависимость $K_{Be}(\bar{E})$ (кривая 3), найденная таким образом по кривым 1, 2, [$N_{Be}(\bar{E})$] и

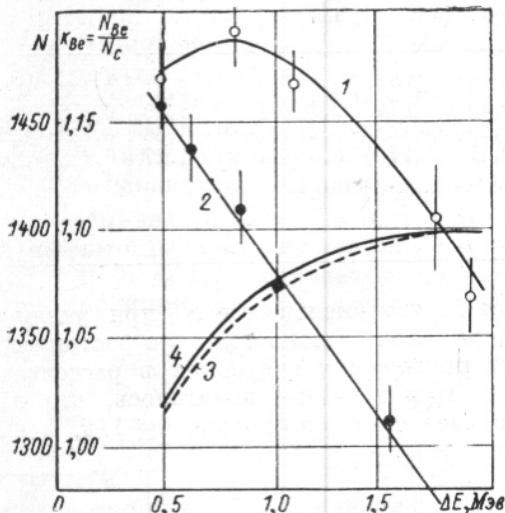


Рис. 3. Зависимость интегральной скорости счета N от средней энергии прошедших через сферический слой нейтронов:

1 — слой из бериллия; 2 — слой из графита; 3 — коэффициент размножения $K_{Be}(\bar{E})$; 4 — значение K_{Be} с учетом поправки на влияние отверстий в бериллиевом шаре.

$N_C(\bar{E})$]. Кривая 4 получена из кривой 3 путем введения небольших поправок на влияние отверстий в шарах.

Средняя энергия \bar{E} , равная разности средней энергии нейтронов спектра деления $\bar{E}_0 = 2 \text{ МэВ}$ и среднего сброса энергии $\Delta\bar{E}$ при упругих и неупругих столкновениях нейтронов, вычислялась с помощью сечений упругих σ_s и неупругих σ_{in} столкновений, средней логарифмической потери энергии ξ и косинуса угла рассеяния μ (табл. 2). Потеря энергии ΔE_{in} при неупругом столкновении определялась по формуле

$$\Delta E_{in} = E_n - E_h, \quad (1)$$

где E_n — энергия нейтрона после столкновения. Эта энергия принималась равной для бериллия 0,8 МэВ и для углерода 1,0 МэВ.

Потеря энергии ΔE_s при упругом столкновении, как известно, равна

$$\Delta E_s = E(1 - e^{-\frac{\xi}{\mu}}). \quad (2)$$

Полное число столкновений $\frac{l}{\lambda_{tr}}$ при прохождении сферического слоя определялось расчетным путем (l — средний путь, проходимый нейтроном в слое вещества с учетом «запутывания» при упругих и неупругих столкновениях).

Сечение переноса σ_{tr} для бериллия и графита, принимавшееся равным $\sigma_{tr} = \sigma_s$

Таблица 1

Интегральная скорость счета нейтронов от источника спектра деления, прошедших различные слои бериллия и графита

Материал	Внешний радиус шарового слоя R , см	Внутренний радиус шарового слоя r , см	Плотность Q , г/см ³	Толщина слоя $(R-r) Q$, г/см ²	Интегральная скорость счета N
Графит	6,35	1,5	1,53	7,42	1458 ± 20
	7,5	1,5	1,63	9,78	1438 ± 17
	10,0	1,5	1,6	13,6	1400 ± 18
	18,5	10	1,49	12,66	1376 ± 16
	18,5	1,5	1,54	26,26	1312 ± 15
Бериллий	3,35	1,5	1,84	3,4	1471 ± 17
	4,6	1,5	1,83	5,67	1492 ± 17
	5,75	1,5	1,83	7,78	1466 ± 15
	15	1,5	1,24*	16,74	1406 ± 25
	24	1,5	1,08*	24,30	$1350 \pm 15^{**}$

* Средняя плотность комбинированного слоя, составленного из бериллиевого шара (плотностью 1.83 г/см³), и слоев порошкообразного бериллия, заключенных в сферическую алюминиевую оболочку.

** Значение, очевидно, несколько занижено из-за поглощения нейтронов в алюминиевых оболочках.

Таблица 2

Исходные данные, использованные при расчете среднего пути \bar{l} и средней энергии нейтронов \bar{E}

Группы	Область энергий, $M_{\text{эв}}$	Доля нейтронов группы i в спектре деления	Средняя энергия нейтронов i группы \bar{E}_i , $M_{\text{эв}}$	Данные для бериллия					Данные для графита				
				σ_s , барн	σ_{in} , барн	σ_{tr} , барн	ξ	μ^*	σ_s , барн	σ_{in} , барн	σ_{tr} , барн	ξ	μ
I	0—1	0,307	0,551	4,5	0	4,17	0,205	0,074	3,6	0	3,4	0,458	0,0556
II	1—2	0,294	1,468	3	0	2,78	0,205	0,074	2,1	0	1,99	0,458	0,0556
III	2—4	0,289	2,811	0,7	1,5	2,07	0,19	0,18	1,2	0,6	1,68	0,45	0,1
IV	4 и выше	0,107	5,322	0,58	1,3	1,72	0,17	0,27	0,4	0,9	1,27	0,158	0,08

* $\mu = \overline{\cos \theta}$.

$\times (1 - \mu) + \sigma_{in}$, существенно меняется в области энергий 0—10 $M_{\text{эв}}$ как за счет изменения сечений σ_s и σ_{in} , так и вследствие анизотропии рассеяния. В связи с этим спектр нейтронов деления разбивался на четыре группы (см. табл. 2), а полный сброс энергии $\Delta\bar{E}$ определялся как сумма сбросов ΔE по группам

$$\Delta\bar{E} = \sum_{i=1}^4 a_i \Delta E_i = \bar{E}_0 - \sum_{i=1}^4 a_i \bar{E}_i = \bar{E}_0 - \left\{ a_1 \bar{E}_0 e^{-n_1^s \xi} + a_2 \bar{E}_2 e^{-n_2^s \xi} + \right. \\ + a_3 \bar{E}_3 \left[e^{-n_3^s \xi} e^{-n_3^{in}} + \frac{E_n}{\bar{E}_3} (1 - e^{-n_3^{in}}) \delta_3 \right] + \\ + a_4 \bar{E}_4 \left[e^{-n_4^s \xi} e^{-n_4^{in}} + \frac{E_n}{\bar{E}_4} (1 - e^{-n_4^{in}}) \delta_4 \right] \right\}, \quad (3)$$

где $n_i^s = \frac{\bar{l}_i}{\lambda_i^s}$, $n_i^{in} = \frac{\bar{l}_i}{\lambda_i^{in}}$ — число упругих и неупругих столкновений на пути \bar{l}_i ; $1 - e^{-n_i^{in}}$ — вероятность неупругого столкновения; $\delta_i = e^{-n_i^s \xi} (1 - n_i^{in})$ — приближенный множитель, учитывающий замедление нейтрона при упругих столкновениях после его неупругого рассеяния.

Формула (3) дает приближенное значение $\Delta\bar{E}$, поэтому полученная таким образом величина K_{Be} (см. рис. 3, кривая 3 или рис. 4, кривая 2) содержит некоторую неопределенность. Для ее оценки были выполнены еще два варианта расчета $\Delta\bar{E}$. В одном из них (рис. 4, кривая 4) сечение σ_{tr} [3] принималось равным σ_s , а в другом (см. рис. 4, кривая 1) — указанные в табл. 2 σ_{tr} завышались на 15%. Кроме того, величина K_{Be} определялась также в предпо-

ложении, что уменьшение N_C при увеличении размера шара связано только с ростом вероятности поглощения нейтронов в рассеивающей сфере. При этом предполагалось, что дерево поглощает нейтроны по закону $1/v$, и вычис-

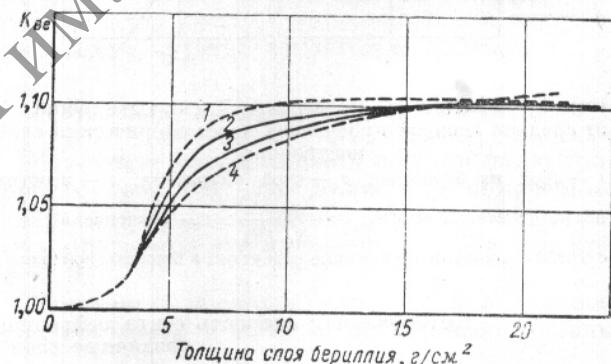


Рис. 4. Влияние неточности расчета \bar{E} на величину K_{Be} . Варианты расчета \bar{E} : 1 — все сечения завышены на 15% по сравнению с их значениями в табл. 2; 2 — по данным табл. 2; 3 — расчет K_{Be} с учетом только поглощения нейтронов в рассеивающей среде; 4 — при $\sigma_{tr} = \sigma_s$.

лялось среднее сечение поглощения нейтронов $\bar{\sigma}_a$, прошедших через данный шар, с учетом их замедления. С помощью зависимостей $N_C(\bar{\sigma}_a)$ и $N_{\text{Be}}(\bar{\sigma}_a)$ вычислялось значение $K_{\text{Be}} = \frac{N_{\text{Be}}(\bar{\sigma}_a)}{N_C(\bar{\sigma}_a)}$ для соответствующих $\bar{\sigma}_a$.

Как видно из рис. 4, все варианты расчета дают некоторое различие в ходе K_{Be} , не превышающее, однако, ошибок эксперимента. Нечувствительность K_{Be} к неточности расчетов $\Delta\bar{E}$ связана, очевидно, с близостью замедляющих свойств бериллия и графита.

Таким образом, наиболее вероятную зависимость величины K_{Be} от толщины слоя, по-видимому, представляет кривая 2 рис. 4, причем уже при $12-15 \text{ г/см}^2$ K_{Be} достигает максимального значения, равного $1,10$, со статистической ошибкой $\pm 0,015$. Погрешность на отступление от «всеволновости» детектора нейтронов, как уже отмечалось, исключалась путем использования наряду с бериллиевыми шарами графитовых шаров и сферического слоя из дерева. Величина $K_{\text{Be}} = 1,10 \pm 0,015$ в неизначительной степени обусловлена также реакцией $\text{Be}^9(\gamma, n)$ на мгновенных γ -лучах и γ -лучах от короткоживущих осколков деления.

Пользуясь значениями K_{Be} и \bar{l} для шара минимального размера, можно оценить сечение реакции $\sigma_{n,2n}$ на нейтронах деления с помощью приближенного соотношения

$$\sigma_{n,2n} = \frac{K_{\text{Be}} - 1}{n\bar{l}} + \sigma_{n,\alpha}, \quad (4)$$

где n — число ядер Берилля в 1 см^3 ; $\sigma_{n,\alpha}$ — сечение реакции $\text{Be}^9(n, \alpha)$, равное для нейтронов спектра деления 10^{-2} барн [4].

Используя значение K_{Be} с возможной ошибкой, получим для $\sigma_{n,2n}$ величину $0,07 \text{ барн}$.

$0,14 \text{ барн}$. Нижнее значение близко к данным работы [5], верхнее — совпадает со значениями, которые могут быть получены на основании данных работ [6, 7]. Следует отметить, что по данным работы [8] сечение реакции $(n, 2n)$ на бериллии составляет $\sim 0,03 \text{ барн}$.

Авторы выражают благодарность В. И. Мостовому за интерес к работе и ценную дискуссию, А. Т. Дмитриашу за техническую помощь, [Н. В. Макарову] и А. Т. Лоповок за содействие в подготовке и проведении измерений.

Поступила в редакцию 24/XI 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Hanson, J. McKibben. Phys. Rev., 72, 673 (1947).
2. N. Bete. Los Alamos Sci. Lab. Report LA-1428 (1952).
3. Дж. Юз. Атлас нейтронных сечений. М., АН СССР, 1955 г.
4. Дж. Юз. Нейтронные исследования на ядерных каталах. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
5. Б. Г. Дубовский, А. В. Камаев, Е. Ф. Макаров. «Атомная энергия», 2, 279 (1957).
6. G. Fischer. Phys. Rev., 108, 99 (1957).
7. M. Sachs. Phys. Rev., 103, 671 (1956).
8. С. С. Васильев и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 33, 527 (1957).

УДК 539.10748.6

Фотонейтронная лаборатория для работ с источниками высокой активности

Ю. Я. Стависский, А. И. Абрамов, Т. С. Беланова, А. А. Ваньков, В. П. Королева

Описана лаборатория, предназначенная для физических измерений с фотонейтронными источниками активностью до 1000 кюри. Лаборатория оборудована автоматической установкой для дистанционной работы с источниками, включая их сборку, транспортировку, установку в рабочее положение и т. д., а также экспериментальными устройствами для измерения нейтронных сечений и пропусканию в сферической геометрии.

Введение

Как известно, фотонейтронные источники отличаются монохроматичностью испускаемых нейтронов, сферической симметрией потока и высокой стабильностью. Наиболее полно эти преимущества проявляются при измерениях сечений в сферической геометрии. В большинстве работ использовались источники, активность которых по γ -лучам не превышала нескольких кюри. Это обуславливается тем, что

с источниками такой силы еще можно было работать без каких-либо сложных установок дистанционного действия. Однако необходимость измерения небольших эффектов (например, при измерениях сечений захвата нейтронов такими элементами, как железо и никель) вынуждает переходить к источникам активностью в десятки и сотни кюри.

Для работ с источниками столь высоких активностей в Физико-энергетическом институте была создана специальная лаборатория, оборудованная установкой для дистанционной работы с источниками* и комплексом аппаратуры для физических измерений. В основном эта лаборатория предназначена для проведения раз-

* Прототип этой установки был разработан в 1954 г. А. И. Абрамовым и В. Н. Андреевым.