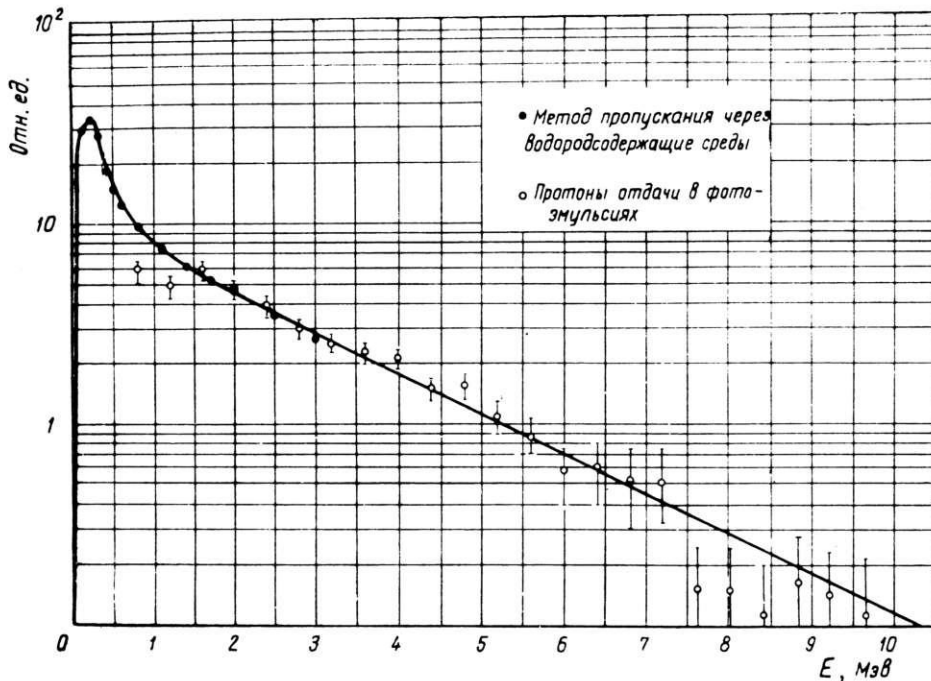




Спектр быстрых нейтронов в пучке, выведенном из активной зоны реактора БР-2.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Лейпунский, Д. И. Блохинцев и др., Атомная энергия II, 497 (1957).
2. В. И. Калашникова, В. И. Лебедев, Л. А. Микаэлян, М. И. Певзнер, Атомная энергия I, № 3, 11 (1956).
3. K. W. Geiger, D. C. Rose, Canad. J. Phys. 32, 498 (1954).
4. В. И. Калашникова, В. И. Лебедев, П. Е. Спивак, Атомная энергия II, 18 (1957).
5. R. L. Henkel, J. E. Brolley, Phys. Rev. 103, 1292 (1956).
6. J. E. Brolley, W. C. Dickinson, R. L. Henkel, Phys. Rev. 99, 159 (1955).
7. J. S. Fraser, Phys. Rev. 88, 536 (1952).

Среднее число мгновенных нейтронов при делении U^{233} , U^{235} , Pu^{239} нейтронами с энергией 4 и 15 Мэв*)

Г. Н. Смиренин, И. И. Бондаренко, Л. С. Куцаева, Х. Д. Мищенко,
Л. И. Прохорова, Б. П. Шеметенко

Знание зависимости ν от энергии нейтронов E , вызывающих деление, представляет интерес с точки зрения исследования процесса деления, а также имеет практическое значение для расчета реакторов на быстрых нейтронах.

В последнее время опубликован ряд работ [1]—[6], посвященных изучению этого вопроса. Зависимость $\nu(E)$ была рассчитана в 1953 г. Усачевым и Трубицыным [3], а также Фаулером (см. [1]) на основе предположения о независимости кинетической энергии осколков деления от энергии нейтронов, производящих деление.

Результаты этих расчетов согласуются между собой и свидетельствуют о том, что с увеличением

энергии нейтронов E должен наблюдаться рост ν по линейному закону

$$\nu(E) = \nu_T + aE,$$

где ν_T —среднее число нейтронов, испускаемых при делении тепловыми нейтронами. Коэффициент a , определяющий приращение ν при увеличении энергии нейтронов на 1 Мэв, по данным расчетов работы [1] для U^{235} составляет $0,125 \text{ Мэв}^{-1}$ ($T=1,4 \text{ Мэв}$), по данным работы [3]— $0,145 \text{ Мэв}^{-1}$ ($T=1 \text{ Мэв}$). Это отличие обусловлено в основном разницей температур возбужденных осколков T , принимавшихся авторами.

Зависимость $\nu(E)$ изучалась также экспериментально. В работах [1], [4] ν для спонтанного деления Pu^{240} сравнивалось с ν для деления Pu^{239} тепловыми

*) Работа была выполнена в 1955—1956 гг.

нейтронами. В опытах с нейтронами с энергиями $E=0,7$ и 1 Мэв для U^{235} [1], [2] и с нейтронами спектра деления для U^{233} , U^{235} , Pu^{239} [5], [6] измерялась величина $\chi(E)/\chi_T$. Результаты этих экспериментов подтверждают ожидаемое возрастание χ с увеличением энергии нейтронов.

В настоящей работе измерялось отношение χ/χ_T при делении U^{233} , U^{235} и Pu^{239} нейтронами с энергиями 4 и 15 Мэв. Для получения нейтронов с энергией $4,0 \pm 0,3$ Мэв использовалась реакция $D(d, n) He^3$, для получения нейтронов с энергией $15,0 \pm 0,5$ Мэв — реакция $T(d, n) He^4$. Для получения тепловых нейтронов вплотную к мишени ставился парафиновый блок.

Измерения производились с помощью двойной ионизационной камеры деления, помещавшейся непосредственно в поток нейтронов. Первичные нейтроны производили деления в обеих половинах камеры. Вторичный нейтрон, возникший при делении в одной из половин камеры, мог произвести деление в другой половине камеры. Такие случаи регистрировались схемой совпадений. Число совпадений пропорционально χ . Из измерений числа совпадений на одно деление в камере на быстрых и тепловых нейтронах определялось отношение χ/χ_T .

Для увеличения эффективности регистрации вторичных нейтронов расстояние между слоями делящегося вещества было уменьшено тем, что они наносились на обе стороны тонкой платиновой фольги толщиной ~ 30 мк. Максимальное сближение слоев делящегося вещества и значительная толщина их (~ 2 мг/см²) позволили с таким простым экспериментальным устройством, как двойная камера деления, обеспечить эффективность регистрации вторичных нейтронов $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ и дали возможность применить схему совпадений с разрешающим временем $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ сек.

Для создания необходимой интенсивности делений в камере (~ 300 сек.⁻¹) приходилось на каждую сторону фольги наносить значительные количества делящихся веществ (50 мг U^{235} , 35 мг U^{233} , 20 мг Pu^{239}). Уменьшением длительности импульса путем добавления 5–10% CO_2 к аргону, применением пониженного давления рабочего газа в камере (50–200 мм рт. ст.) и подбором наиболее благоприятной геометрии электродов удалось, несмотря на значительную толщину слоев и их высокую α -активность, получить удовлетворительные счетные характеристики для всех исследованных веществ.

При разрешающем времени схемы совпадений, равном $2 \cdot 10^{-7}$ сек., и интенсивности делений в камере, равной 300 сек.⁻¹, счет совпадений составлял

3–5 мин.⁻¹. Фон случайных совпадений не превышал 30–40% от регистрируемого числа совпадений. Случайные совпадения исключались с помощью линии задержки. В процессе измерений для каждого из исследованных веществ набиралось по 5–8 тысяч совпадений на быстрых и тепловых нейтронах.

В величины χ/χ_T , полученные в опыте, были внесены поправки:

1) на различие в эффективности регистрации вторичных нейтронов в измерениях с быстрыми и тепловыми нейтронами, возникающее вследствие асимметрии углового распределения осколков — быстрый падающий нейтрон [7], [8] и зависимости спектра нейтронов деления [9], [10] от энергии возбуждения делящегося ядра;

2) на присутствие в потоке быстрых нейтронов, нейтронов, неупруго рассеянных стенками ионизационной камеры, на наличие фона надкадмиевых нейтронов в помещении, а также на присутствие в потоке тепловых нейтронов быстрых нейтронов, прошедших сквозь парафиновый блок;

3) на примесь U^{238} в использованных слоях урана.

В таблице приведены окончательные результаты измерений $\chi(E)/\chi_T$ с учетом рассмотренных поправок, данные по χ_T [11] и вычисленные по ним значения $\chi(E)$ и $\frac{\Delta\chi}{\Delta E} = \frac{\chi(E) - \chi_T}{E}$.

Величины $\Delta\chi/\Delta E$ свидетельствуют о том, что линейная зависимость $\chi(E)$, предсказанная в работах [1], [3], выполняется в пределах ошибок опыта вплоть до $E=15$ Мэв, несмотря на то, что при этой энергии идет реакция (n, n') с испарением нейтрона из возбужденного составного ядра до его деления. Этот факт объясняется тем, что увеличение χ за счет вылета неупруго рассеянного нейтрона компенсируется уменьшением возбуждения остаточного ядра, а также тем, что χ для соседних изотопов отличается незначительно [12].

Величина $a = \Delta\chi/\Delta E$ для U^{235} несколько больше, чем для U^{233} и Pu^{239} . Это обусловлено, по-видимому, тем, что при делении U^{235} средняя энергия связи последнего нейтрона в осколках меньше, а спектр нейтронов деления мягче [9].

Авторы выражают глубокую благодарность действительному члену АН УССР А. И. Лейпунскому и О. Д. Казачковскому за внимание и постоянный интерес к работе, А. Н. Сербинову, В. А. Романову и всей группе обслуживающего персонала нейтронного генератора за помощь при проведении измерений и четкую работу установки.

Поступило в редакцию 8 VII 1957 г.

Результаты измерений $\chi(E)$ и $\Delta\chi/\Delta E$

Таблица

Делящийся изотоп	χ_T	E , Мэв	$\chi(E)/\chi_T$	$\chi(E)$	$\Delta\chi/\Delta E$
U^{233}	$2,55 \pm 0,06$	4	$1,20 \pm 0,04$	$3,06 \pm 0,12$	$0,127 \pm 0,025$
		15	$1,73 \pm 0,06$	$4,42 \pm 0,17$	$0,124 \pm 0,011$
U^{235}	$2,47 \pm 0,05$	4	$1,22 \pm 0,04$	$3,01 \pm 0,12$	$0,136 \pm 0,025$
		15	$1,82 \pm 0,07$	$4,51 \pm 0,19$	$0,135 \pm 0,012$
Pu^{239}	$2,91 \pm 0,06$	4	$1,18 \pm 0,03$	$3,43 \pm 0,11$	$0,131 \pm 0,022$
		15	$1,62 \pm 0,06$	$4,71 \pm 0,20$	$0,121 \pm 0,013$

ЛИТЕРАТУРА

1. R. B. Leachman, Proc. Intern. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, Geneva, 1955, U. N., N. Y., 1956, v. 2, p. 193.
2. R. B. Leachman, Phys. Rev. **101**, 1005 (1956).
3. Л. Н. Усачев, В. П. Трубицын, Отчет АН СССР, 1953 г.
4. В. И. Калашникова, В. П. Захарова, А. В. Краснушкин, В. П. Лебедев, М. И. Певзнер, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (заседания отд. физ.-матем. наук). Изд. АН СССР, Москва, 1955, стр. 161.
5. В. И. Калашникова, В. П. Лебедев, П. Е. Спивак, Атомная энергия **II**, 18 (1957).
6. J. M. Auclair, H. H. Landon, M. Jacob, Physica **22**, 1187 (1956).
7. J. E. Brolley, W. C. Dickinson, R. L. Henkel, Phys. Rev. **99**, 159 (1957).
8. R. L. Henkel, J. E. Brolley, Bull. Am. Phys. Soc., ser. II, **2**, 308 (1957).
9. В. П. Ковалев, В. Н. Андреев, М. И. Николаев, А. Г. Гусейнов, ЖЭТФ **33**, 1069 (1957).
10. J. A. Grundl, J. R. Neuer, Bull. Amer. Phys. Soc., ser. II, **1**, 95 (1956).
11. J. A. Harvey, J. E. Sanders, Progress in Nuclear Energy, ser. I, **1**, 1, London, Pergamon Press, 1956.
12. Б. Д. Кузьминов, Г. Н. Смиренин, ЖЭТФ **34**, 503 (1958).

Сечение деления Th^{232} и Np^{237} нейтронами с энергией 14,6 Мэв

А. Н. Протопопов, Ю. А. Селицкий, С. М. Соловьев

Единственным источником, из которого можно почерпнуть сведения о сечениях деления Th^{232} и Np^{237} нейтронами с энергией 14 Мэв, является атлас нейтронных сечений [1]. Однако приведенные в атласе сечения взяты из неопубликованных работ и не содержат указаний на погрешность измерения. Целью настоящей работы являлось уточнение этих данных.

Для получения быстрых нейтронов использовалась реакция $\text{T}(\text{d}, \text{n})\text{He}^4$, при которой дейтроны, ускоренные до энергии 175 кэв, бомбардировали толстую циркониево-трифевую мишень, расположенную под углом 45° к направлению пучка дейтронов. Эффективная энергия дейтронов с учетом замедления в мишени и зависимости сечения реакции от энергии дейтронов равнялась 118 кэв [2]. Поток нейтронов оценивался путем регистрации пропорциональных счетчиком α -частиц, летящих под углом 90° к направлению дейтронов.

Делящееся вещество электролитическим путем осаждалось на платиновый диск. Мишень из него диаметром 20 мм помещалась в ионизационную камеру на расстоянии 6,2 см от источника нейтронов. Нейтроны, вызывающие деление, имели энергию 14,6 Мэв.

С целью упрощения расчетов и получения большей точности пучок дейтронов диафрагмировался таким образом, что его диаметр на трифевой мишени не превышал 5 мм, и источник нейтронов можно было считать точечным. В этом случае с учетом анизотропии распределения α -частиц и нейтронов в лабораторной системе координат [2] сечение деления σ определяется следующей формулой [3]:

$$\sigma = \frac{4\pi r_0^2 k \omega_\alpha N_f}{\ln\left(1 + \frac{r_0^2}{R_0^2}\right) N N_\alpha}, \quad (1)$$

где r_0 — радиус делящегося слоя; R_0 — расстояние от источника нейтронов до мишени; ω_α — телесный угол, в котором регистрируются α -частицы; k — коэффициент, учитывающий угловое распределение α -частиц и нейтронов; N — количество атомов делящегося изотопа; N_f — число делений в активном слое; N_α — количество α -частиц, зарегистрированных счетчиком.

С особой тщательностью проводилось определение веса делящегося изотопа и степени его чистоты. При определении веса ториевой мишени с целью увеличения удельной активности к Th^{232} примешивалось ничтожное весовое количество Th^{230} , период полураспада которого $\tau = 8,0 \cdot 10^4$ лет.

После проверки химической чистоты при помощи спектрального анализа препарат прокаливался до температуры 1400°C , что обеспечивало полный переход тория в окись тория ThO_2 , и взвешивался с точностью до 0,5%. Затем окись растворялась с последующим разбавлением дистиллированной водой. Вес раствора также определялся с большой точностью. Для определения удельной активности смеси изотопов тория, т. е. количества сосчитанных α -частиц на единицу веса тория, пробы из раствора наносились на платиновые диски и взвешивались на автоматических весах. Диски с высохшими пробами прокаливались, и их активность измерялась в ионизационной камере. В результате усреднения по шести пробам различного веса величина удельной активности тория оказалась равной $36,7 \pm \pm 0,3$ имп/мин·мкг в телесном угле 2π . Количество тория в мишени было найдено путем сопоставления его удельной активности с активностью тория, электролитически осажженного из спиртового раствора нитрата тория. Это количество оказалось равным 248 ± 3 мкг.

Вес мишени из Np^{237} определялся по α -активности с предварительной проверкой α -спектра и периоду полураспада $\tau = (2,2 \pm 0,1) \cdot 10^6$ лет, приведенному в работе [4]. (Количество атомов нептуния в мишени составляло $(5,57 \pm 0,03) \cdot 10^{16}$.)

При определении сечения деления какого-либо изотопа необходимо учитывать тот факт, что деления вызываются как нейтронами от самого источника, так и нейтронами, рассеянными на окружающих предметах. Доля фоновых делений обусловлена расстоянием между мишенью и источником нейтронов и характером зависимости сечения деления от энергии нейтронов. Деление Th^{232} и Np^{237} происходит только под действием быстрых нейтронов, поэтому можно было ожидать, что влияние рассеянных нейтронов будет невелико.