

Измерение сечений деления U^{235} и Pu^{239} на нейтронном спектрометре по времени замедления

А. Е. САМСОНОВ, Ю. Я. СТАВИССКИЙ, В. А. ТОЛСТИКОВ, В. Б. ЧЕЛНОКОВ

УДК 539.125.5.164.07

На нейтронном спектрометре по времени замедления в свинце [1, 2] измерены сечения деления U^{235} и Pu^{239} . Энергетический диапазон спектрометра позволяет получить относительный ход энергетической зависимости сечений от ~ 50 кэв до тепловых энергий. Нормировка кривых энергетической зависимости сечений проведена по тепловым сечениям деления.

Метод измерения сечений

В основном измерительном канале свинцового замедлителя (рис. 1) измеряется зависимость скорости счета делительной камеры, содержащей слой исследуемого вещества, от времени замедления $J_f(t)$ и плотности нейтронов $J_B(t)$ с помощью детектора, эффективность которого пропорциональна $1/v$ (BF₃-счетчик). Тогда, как показано в работе [2]:

$$\frac{J_f(t)}{J_B(t)} = \text{const} \int N(E, t) v \sigma_f(E) dE = k_f \langle \sigma_f(E) \sqrt{E} \rangle = k_f \sigma_f(\bar{E}) \sqrt{\bar{E}} (1 + \delta), \quad (1)$$

где v — средняя скорость нейтронов в момент времени замедления t ; $\sigma_f(E)$ — сечение деления для ядер исследуемого вещества; $\langle \sigma_f(E) \sqrt{E} \rangle$ — усреднение по спектру нейтронов $N(E, t)$ в замедлителе в момент времени t ; — небольшая поправка, учитывающая замену $\langle \sigma_f(E) \sqrt{E} \rangle \rightarrow \sigma_f(\bar{E}) \sqrt{\bar{E}}$ и зависящая от ширины энергетического спектра нейтронов $N(E, t)$ и энергетического хода исследуемого сечения $\sigma_f(E)$; k_f — нормировочный коэффициент.

Средняя энергия нейтронов \bar{E} (кэв) и время замедления t (мксек) связаны соотношением [2]:

$$\bar{E} = \frac{183}{(t + 0,3)^2}. \quad (2)$$

Если поправкой δ можно пренебречь, то выражение для определения зависимости исследуемого сечения от энергии нейтронов имеет вид:

$$\sigma_f(\bar{E}) = \frac{J_f(t)}{J_B(t)} \cdot \frac{1}{k_f \sqrt{\bar{E}}}. \quad (3)$$

Нормировка энергетической зависимости сечений [2] может быть проведена по разрешенным резонансам с известными параметрами

[3] или по тепловому сечению. Однако слабое разрешение спектрометра не всегда позволяет выделить в измеряемом сечении резонансы с надежно определенными параметрами. Кроме того, если измеряемые сечения имеют низкие резонансы с энергией порядка нескольких десятков электронвольт, то статистическая точность измерения в тепловой области оказывается неудовлетворительной вследствие существенного спада плотности нейтронов в замедлителе [2]:

$$J_B(t) = \text{const} t^{-0,35} e^{-t/T}, \quad (4)$$

где T — среднее время жизни нейтронов (~ 890 мксек) в свинцовой призме, и больших времен относительно нейтронной вспышки (~ 2000 мксек), которым соответствует в этом случае тепловая область (закон $1/v$).

Достаточно интенсивный тепловой спектр нейтронов можно получить в графитовой призме, располагаемой вблизи основной призмы свинцового замедлителя (см. рис. 1). Значительно большая плотность тепловых нейтронов в графитовой призме, чем в свинцовом замедлителе, при тех же временах относительно нейтронной вспышки позволяет надежно нормировать данные по тепловому сечению.

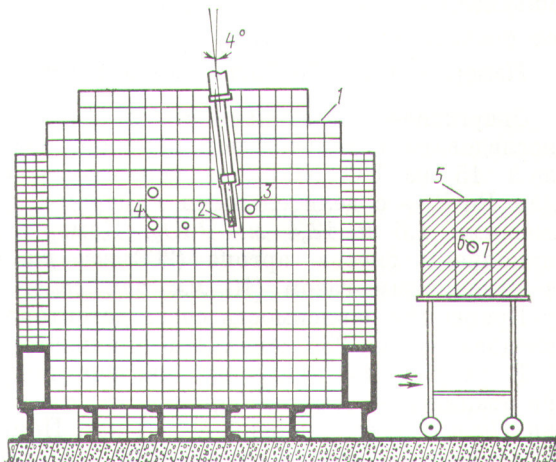


Рис. 1. Схема основной призмы свинцового замедлителя и графитовой призмы для нормировки кривых сечения по тепловому значению:

1 — призма свинцового замедлителя; 2 — положение пирконий-тригетиевой мишени; 3 — канал, в котором регистрируется вспышка быстрых нейтронов; 4 — основной измерительный канал; 5 — графитовая призма; 6 — измерительный канал графитовой призмы; 7 — плотность в графитовом замедлителе.

Метод нормировки по тепловому сечению в графитовой призме

Для нормировки по тепловому сечению была собрана графитовая призма размером $120 \times 60 \times 60$ см. Борным детектором исследована зависимость плотности нейтронов $J_f^{th}(t)$ в графитовой призме от времени относительно нейтронной вспышки. Результаты измерений $J_B^{th}(t)$ показывают, что зависимость $\ln J_B^{th}(t)$ обнаруживает линейный ход, устанавливающийся при $t > 1000$ мксек после формирования равновесного спектра. В этой области времен интегральная плотность нейтронов в графитовой призме примерно в 10 раз больше, чем в измерительном канале свинцовой призмы.

В графитовой призме исследуется также зависимость скорости счета делительной камеры $J_f^{th}(t)$. Тогда по аналогии с равенством (1) имеем:

$$\frac{J_f^{th}(t)}{J_B^{th}(t)} = k_f \langle \sigma_f(E^{th}) \sqrt{E^{th}} \rangle, \quad (5)$$

откуда получаем выражение для вычисления нормировочного коэффициента по измерениям в графитовой призме:

$$k_f = \frac{J_f^{th}(t)}{J_B^{th}(t)} \cdot \frac{1}{\bar{\sigma}_f^{th} \sqrt{E^{th}}}, \quad (6)$$

где $\bar{\sigma}_f^{th}$ — тепловое сечение, усредненное по максвелловскому спектру в графитовой призме со средней энергией \bar{E}^{th} .

Измерения и обработка результатов

Энергетическая зависимость $\sigma_f(E)$ для U^{235} исследована с делительной камерой, содержащей 15 мг $UO_2(NO_3)_2$, а зависимость $\sigma_f(E)$ для Pu^{239} — с делительными камерами, содержащими 1,6 и 12,4 мг PuO_2 . Камеры были наполнены смесью аргона (200 мм рт. ст.) с углекислым газом (10 мм рт. ст.).

Временная зависимость счета детекторов исследовалась на 256-канальном анализаторе [4].

В результаты измерений введена поправка на отклонение сечения бора $\sigma_{B10}(n, \alpha)$ от закона $1/v$ в области энергий $E > 1$ кэв. Поправка вычислена с учетом выражения, достаточно точно описывающего энергетическую зависимость $\sigma_{B10}(E)$ [5]:

$$\sigma_{B10}(\text{барн}) = \frac{610,3}{\sqrt{E(\text{эв})}} - 0,286, \quad (7)$$

и составляет 10% при $E = 40$ кэв и 2% при $E = 2$ кэв.

Поправка на слабое разрешение спектрометра δ вычислена на основе теоретических оценок разрешения [2]. Для определения величины δ используем разложение $\langle \sigma_f(E) \sqrt{E} \rangle$ в ряд по $E - \bar{E}$, ограничиваясь двумя первыми членами:

$$\langle \sigma_f \sqrt{E} \rangle = (\sigma_f \sqrt{E})|_{\bar{E}} + \frac{\bar{E}^2}{2} \cdot \frac{d^2(\sigma_f \sqrt{E})}{dE^2} \Big|_{\bar{E}} \cdot \frac{\Delta \bar{E}^2}{\bar{E}^2}, \quad (8)$$

Очевидно, что поправка δ есть относительная величина второго члена разложения:

$$\delta = \frac{\bar{E}^2}{2\sigma_f} \left(\frac{d^2\sigma_f}{dE^2} + \frac{1}{E} \cdot \frac{d\sigma_f}{dE} - \frac{1}{4} \cdot \frac{\sigma_f}{E^2} \right) \Big|_{\bar{E}} \cdot \frac{\Delta \bar{E}^2}{\bar{E}^2}. \quad (9)$$

Если измеряемое сечение следует закону $\sigma_f \sim 1/v$, то $\delta = 0$, если $\sigma_f = \text{const}$, то

$$\delta = -\frac{1}{8} \cdot \frac{\Delta \bar{E}^2}{\bar{E}^2}. \quad (9a)$$

Поправка в исследуемые сечения, оцененная согласно формуле (9), составляет не более 2% при $E \approx 50$ кэв, где разрешение спектрометра наихудшее ($\sim 70\%$).

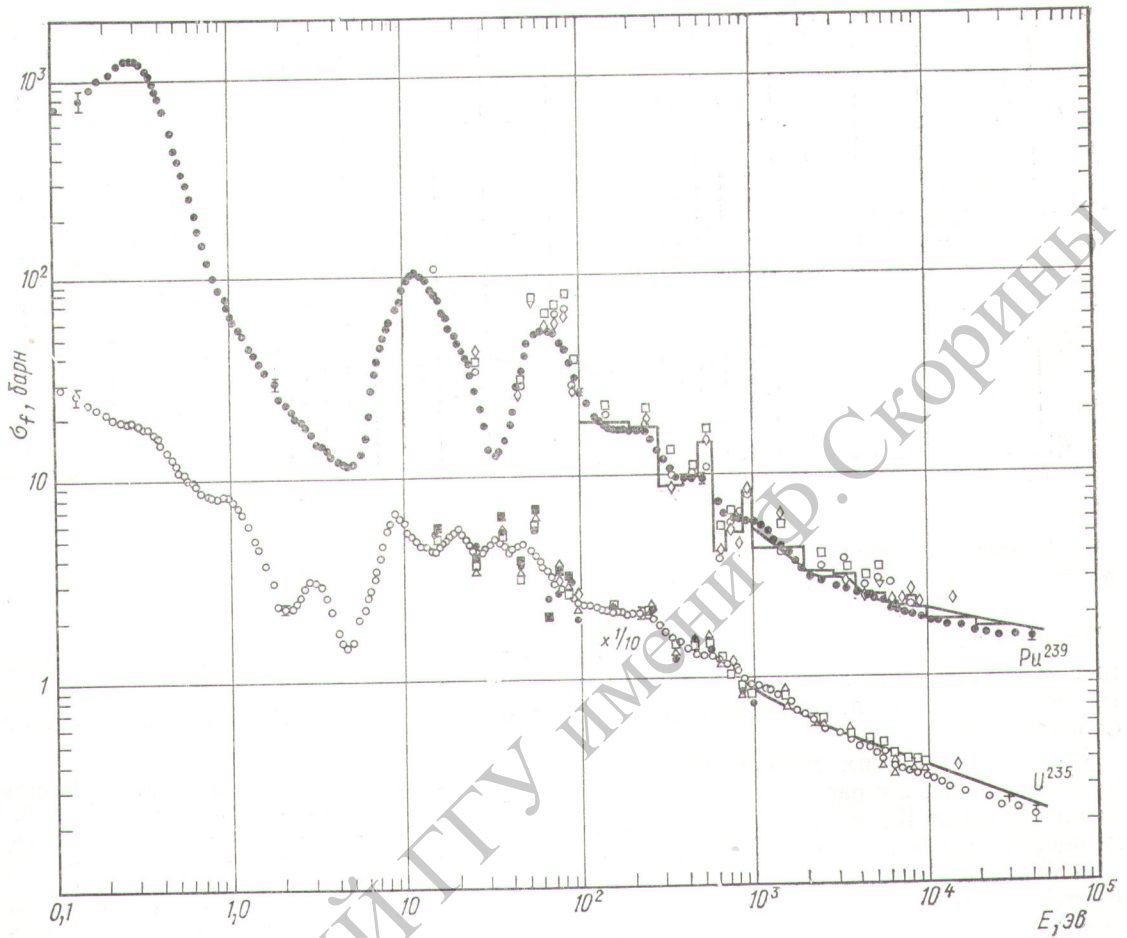
Обсуждение результатов

Результаты измерений энергетической зависимости сечений деления ядер U^{235} и Pu^{239} приведены на рис. 2. Отношение сечений деления $\sigma_f^{Pu^{239}} / \sigma_f^{U^{235}}$ представлено на рис. 3.

Нормировка сечений проведена по тепловому спектру в графитовой призме. Значения тепловых сечений, использованные для вычисления нормировочного коэффициента, представлены в табл. 1. Значения нормировочных коэффициентов, вычисленные для сечения деления Pu^{239} по резонансу $E_0 = 0,296$ эв и разрешенной группе резонансов $E_0 = 7,85 \div 32,3$ эв с известными параметрами [3], согласуются

Значения тепловых сечений (барн), использованные для нормировки по измерениям в графитовой призме Таблица 1

	U ²³⁵	Pu ²³⁹
$\sigma_f(E = 0,0253 \text{ эв})$	580,2 ± 1,8 [16]	741,6 ± 3,1 [16]
f	0,977 [17]	1,052 [17]
$\bar{\sigma}_f^{th}$	566,8	740,6



Р и с. 2. Энергетическая зависимость сечений деления ядер U^{235} и Pu^{239} .

Pu^{239} : ● — настоящая работа; ○ — [6]; □ — [7]; ◇ — [8]; — — [9]; гистограмма — [5].
 U^{235} : ○ — настоящая работа; □ — [10]; ■ — [11]; + — [12]; △ — [8]; ● — [13]; ◇ — [14]; — — [9].

в пределах ошибок со значением, вычисленным по тепловому сечению (табл. 2).

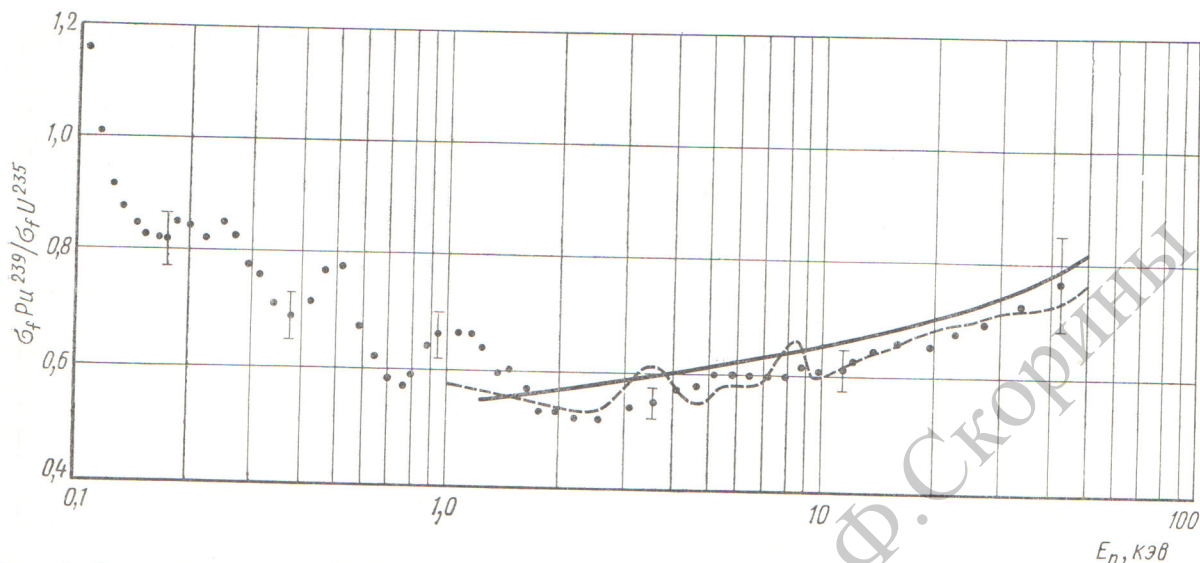
Среднеквадратичная ошибка результатов измерений обусловлена главным образом ошибкой нормировки, статистической точностью (~2%) и ошибкой экстраполяции соотношения время — энергия (2) в область малых ($E < 1$ эв) и больших ($E > 10$ кэв) энергий [2]. Ошибка нормировки по тепловому сечению определяется в основном статистикой и нестабильностью счета в графитовой призме и составляет ~3%.

Нужно отметить, что эффект диффузионного охлаждения, оцененный по формулам работы [18], приводит к понижению температуры спектра в графитовой призме примерно на 12° .

Значения нормировочных коэффициентов, вычисленные для измерений с делительной камерой Pu^{239}

Таблица 2

Метод вычисления	k_f
По тепловому сечению в графитовой призме	$0,487 \pm 0,015$
По группе резонансов $E_0 = 7,85 \div 32,3$ эв	$0,500 \pm 0,057$
По резонансу $E_0 = 0,296$ эв	$0,514 \pm 0,051$



Р и с. 3. Энергетическая зависимость отношения сечений деления $\sigma_f \text{Pu}^{239} / \sigma_f \text{U}^{235}$.

● — данные настоящей работы; — — [15]; - - - - [9].

Как следует из графиков работы [17], значение $\bar{\sigma}_f^{th} \sqrt{E^{th}}$, использованное для нормировки сечений деления, изменится при этом не более чем на 0,2%.

Результаты наших измерений σ_f для U^{235} в области $E > 5$ кэВ расходятся с рекомендованными данными [9] в среднем на 9—12%; расхождение с работой [12] при 30 кэВ ~ 10%.

В области энергий 0,07—10 кэВ результаты нашей работы хорошо согласуются в пределах ошибок измерений с усредненными селекторными данными [8, 10, 11, 13, 14], которые нами приписаны среднему значению энергий интервала усреднения. Расхождения в области энергий меньше 0,07 кэВ, вероятно, обусловлены разной величиной разрешения в нашей работе и в работах упомянутых выше.

Результаты наших измерений σ_f для Pu^{239} в области энергий $E < 6$ кэВ находятся в согласии с усредненными данными работы [5] и рекомендованными данными работы [9].

Для энергий $E > 6$ кэВ наблюдается систематическое расхождение с данными работ [5, 9] в среднем на 12—15%. Расхождение с усредненными данными селекторных работ [6—8], вероятно, частично также связано с недостаточным разрешением в нашем методе измерений по сравнению с этими работами.

Полученные значения σ_f^i / σ_f^j хорошо согласуются с усредненными значениями работы [19]. Согласие с рекомендованными значениями Харта [9] очень хорошее. Рекомендованные данные Дэй-

ви [15] кажутся несколько завышенными по сравнению с нашими экспериментальными данными.

Поступила в Редакцию 31/VIII 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Бергман и др. I Женевская конференция (1955). Т. 4, М., Изд-во АН СССР, 1957, стр. 166.
2. Ф. Л. Шапиро. «Труды ФИАН», 24, 3 (1964).
3. J. Stehn et al. Neutron Cross Sections. BNL-325, Suppl. 2, Second Edition, 1965.
4. И. В. Штрапих, А. М. Клубуков, А. Е. Самсонов. «Труды ФИАН», 42, 69 (1968).
5. Материалы совещания экспертов МАГАТЭ. Уинфритс, 1969.
6. Л. Боллингер и др. II Женевская конференция (1958). Т. 2, М., Атомиздат, 1959, стр. 123.
7. J. Friedman, M. Platt. BNL-883 (T-357).
8. J. James, M. Schomberg. AERE-M2157, Harwell, 1969.
9. W. Hart. UK-USSR Seminar, Paper UK-10, Dubna (June, 1968).
10. A. Michaudon et al. J. de Physique, 21, 429 (1960).
11. Т. А. Мостовая, О. Г. Беспалов. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Вып. 3, М., Атомиздат, 1966, стр. 10.
12. G. Knoll, W. Poenitz. J. Nucl. Energy, A/B 21, 643 (1967).
13. M. Yeater et al. Phys. Rev., 104, 479 (1956).
14. Ван Шинди др. In «Physics and Chemistry of Fission». Vol. 1, Vienna, IAEA, 1965, p. 287.
15. W. Davey. Nucl. Sci. and Engng, 26, 149 (1966).
16. G. Hanna et al. Atomic Energy Rev., 7, No. 4 (1969).
17. Дж. Юз. Нейтронные эффективные сечения. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
18. А. Вейнберг, Е. Вигнер. Физическая теория ядерных реакторов. М., Изд-во ИЛ 1961.
19. W. Gilbo, G. Knoll. KFK-450, October, 1966.