

## Измерение среднего числа нейтронов деления, испускаемых на один акт захвата нейтронов с энергией 24 кэв для $U^{235}$ и $Pu^{239}$

А. А. Ваньков, Ю. Я. Ставиский

Эксперименты по непосредственному определению среднего числа вторичных нейтронов деления основаны на измерении баланса поглощаемых нейтронов источника и возникающих нейтронов деления.

В настоящей работе для относительного разделения обеих групп нейтронов использовалось различие их длины замедления в воде. Детекторная система представляла собой водяной бак со сферической полостью диаметром 1 м. В центр полости помещался  $Sb$  — источник фотонейтронов [1]. Изменение скорости счета при окружении источника сферическим слоем делящегося изотопа измерялось расположенной в воде подвижной системой малогабаритных камер деления. Образцы  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$  имели внутренний и наружный диаметр, равный 30 и 50 мм соответственно.

Обозначим  $\delta$  долю поглощенных в образце фотонейтронов,  $\nu_{эфф}$  — число вторичных нейтронов деления на один акт поглощения. Тогда скорость счета  $F(r)$  камеры деления на расстоянии  $r$  от источника с образцом можно представить как

$$F(r) = (1 - \delta) f(r) + \delta \nu_{эфф} \varphi(r), \quad (1)$$

где  $f(r)$  и  $\varphi(r)$  — нормированные радиальные распределения термализованного потока нейтронов в воде от фотонейтронного источника и источника нейтронов деления соответственно, расположенных в центре полости бака;  $\epsilon$  — коэффициент размножения нейтронов деления в образце.

Соотношение (1) можно переписать в виде линейного уравнения с параметрами  $a$  и  $b$  ( $b = \text{tg } \alpha$  характеризует наклон прямой):

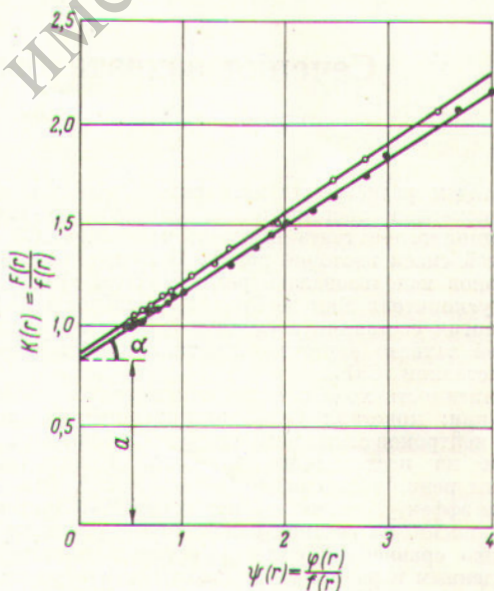
$$K(r) = a + b\psi(r), \quad (2)$$

$$K(r) = \frac{F(r)}{f(r)}, \quad \psi(r) = \frac{\varphi(r)}{f(r)}; \quad a = 1 - \delta;$$

$$b = \delta \epsilon \nu_{эфф}.$$

Функция  $K(r)$  описывает изменение скорости счета камеры деления в точке  $r$  при окружении источника образцом;  $\psi(r)$  характеризует изменение скорости счета при замене источника фотонейтронов источником нейтронов деления равной интенсивности. Функция  $\psi(r)$  была найдена в результате измерения и последующей нормировки радиальных распределений термализованного потока нейтронов в баке от фотонейтронного источника и источника нейтронов деления. Последние получались с помощью расположенного в центре бака углового конвертора, на который направлялся узкий

коллимированный пучок тепловых нейтронов от реактора. На приведенном рисунке отложены экспериментальные точки, соответствующие уравнению (2). Параметры  $a$  и  $b$  определялись методом наименьших квадратов. В процессе обработки результатов вводились поправки на изотопную примесь  $U^{238}$  (10%) в  $U^{235}$ , наличие спутательной группы фотонейтронов с энергией 380 кэв (4%), поглощение в материале источника и на



Экспериментальные точки, соответствующие уравнению (2):

○ —  $Pu^{239}$ ; ● —  $U^{235}$ .

различие спектров нейтронов деления  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$ . На основании контрольных опытов и расчетных оценок оказалось возможным пренебречь некоторыми побочными эффектами (неупругое рассеяние нейтронов в образце, депрессия тепловых нейтронов в баке, эффект коллиматора).

Расчет нейтронной кинетики в сферических оболочках, проведенный по методу Монте-Карло с применением электронно-вычислительной машины [2], позво-

для определить коэффициент размножения нейтронов деления  $\epsilon$ , а также, исходя из полученных в эксперименте значений  $\delta$ , сечения поглощения фотонейтронов  $\sigma_f + \sigma_\gamma$ . Из сопоставления наших данных с известными значениями среднего числа нейтронов деления  $\nu$  были найдены величины  $\sigma_\gamma/\sigma_f$  и  $\sigma_f$ :

	U <sup>235</sup>	Pu <sup>239</sup>
$\nu_{эфф}$	$1,79 \pm 0,06$	$2,15 \pm 0,06$
$\delta_\gamma/\delta_f$	$0,352 \pm 0,040$	$0,349 \pm 0,040$
$\delta_f + \delta_\gamma$	$2,95 \pm 0,17$	$2,75 \pm 0,16$

Полученные значения  $\nu_{эфф}$  удовлетворительно согласуются с данными работ [3, 4] для U<sup>235</sup> и Pu<sup>239</sup> соответственно. Сравнение величин  $\sigma_\gamma/\sigma_f$  с результатами методики по времени пролета [5] показывает согласие для обоих изотопов.

Авторы считают приятным долгом выразить благодарность А. И. Лейпунскому и О. Д. Казачковскому за внимание к работе и содействие, А. И. Абрамову и В. Н. Андрееву за интересные обсуждения, Ф. Ф. Михайлусу, составившему программу расчета нейтронной кинетики, а также Ю. М. Никитину, В. В. Пискуновой и Л. Е. Федорову за участие в измерениях.

Поступило в Редакцию 9/XI 1964 г

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Я. Стависский и др. «Атомная энергия», 15, 489 (1963).
2. Т. С. Беланова, А. А. Вацьков, Ф. Ф. Михайлус, Ю. Я. Стависский. «Атомная энергия», 19, 3 (1965).
3. П. Е. Спивак и др. «Атомная энергия», № 3, 21 (1956).
4. В. Н. Андреев «Атомная энергия», 4, 185 (1958).
5. I. Norkins, B. Diven. Nucl. Sci. and Engng, 12, 169 (1962).

УДК 539.172.4:539.17.02

## Сечения захвата быстрых нейтронов для рения

Ю. Я. Стависский, А. В. Шапарь, Р. Н. Краснокутский

Методом регистрации мгновенного  $\gamma$ -излучения захвата измерена энергетическая зависимость сечения радиационного захвата быстрых нейтронов для естественной смеси изотопов рения. В качестве источника нейтронов использовалась реакция  $T(p, n) He^3$  в мишени ускорителя Ван де Граафа. Разброс нейтронов по энергии составлял в среднем  $\pm 16$  кэВ. Детектором  $\gamma$ -лучей захвата служил сцинтилляционный счетчик с кристаллом CaF<sub>2</sub>.

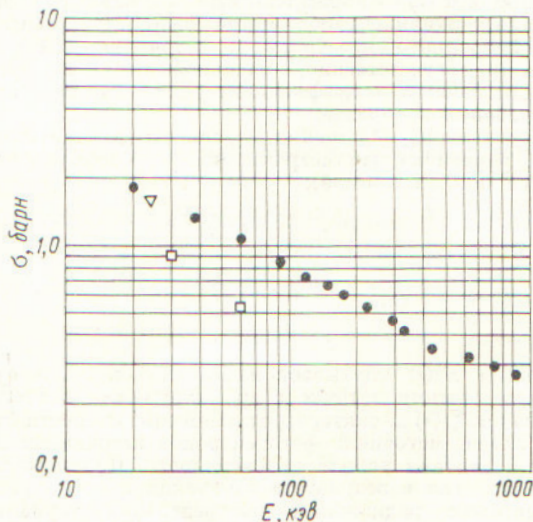
Зависимость хода сечения измерялась в кольцевой геометрии: кристалл CaF<sub>2</sub>, защищенный от прямого пучка нейтронов свинцовым конусом, помещался внутрь кольца из исследуемого элемента. Использовались образцы рения толщиной  $6 \cdot 10^{22}$  атом/см<sup>2</sup>. Отношение фона к эффекту составляло не более 30%. Энергетическая зависимость сечения радиационного захвата определялась сравнением с ходом сечения деления U<sup>235</sup>, приведенным в работе [1]. Ошибка в измерениях отдельных значений сечений составляет 7%.

Для определения абсолютной величины методом активации измерялись сечения захвата для обоих изотопов рения при энергии нейтронов 600 кэВ.

Методика, использованная в настоящей работе, отличалась от обычных методов активации тем, что облучение тепловыми и быстрыми нейтронами проводилось в существенно различных условиях. Это связано со значительной нестабильностью потока быстрых нейтронов, получаемых с мишени ускорителя Ван де Граафа, что практически полностью исключает всякую возможность повторить те же условия облучения тепловыми нейтронами. При облучении образцов быстрыми нейтронами учитывалось изменение потока нейтронов во времени. При облучении тепловыми нейтронами

поток считался постоянным. Сечения захвата изотопов определялись сравнением с сечениями J<sup>127</sup> при облучении быстрыми и тепловыми нейтронами.

Для повышения выхода нейтронов использовалась сравнительно толстая мишень и энергетический раз-



Энергетическая зависимость сечения радиационного захвата нейтронов для рения.

Данные работ: ● — настоящей; ▽ — [3]; □ — [4].